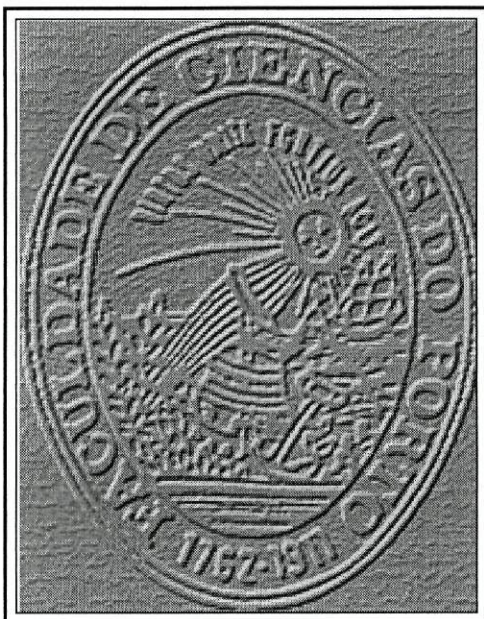


Modesto Cerqueira de Morais

METROLOGIA DAS FIBRA ÓPTICAS

DISPERSÃO MODAL DE POLARIZAÇÃO

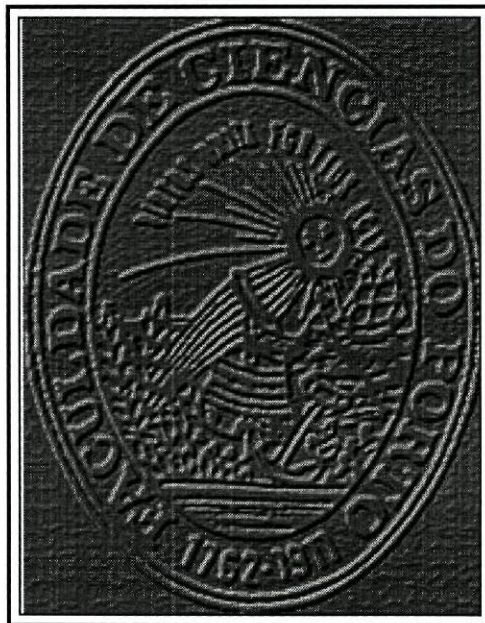


Departamento de Física
Faculdade de Ciências da Universidade do Porto
Maio / 1999

Modesto Cerqueira de Morais

Metrologia das Fibras Ópticas

Dispersão Modal de Polarização



Tese submetida à Faculdade de Ciências da Universidade do Porto
para a obtenção do grau de Mestre em Optoelectrónica e Lasers

Departamento de Física
Faculdade de Ciências da Universidade do Porto
Maio / 1999

ÍNDICE

1. INTRODUÇÃO	5
1.1. Degradação de sinal em fibras ópticas	5
1.2. Polarização modal em fibras ópticas	6
2. DISPERSÃO MODAL DE POLARIZAÇÃO (PMD)	8
2.1. Efeitos da PMD	9
2.2. Métodos para a medição da dispersão modal de polarização	10
2.2.1. Medição da PMD pela análise dos valores próprios das matrizes de Jones	10
2.2.2. Medição da PMD pelo método polarimétrico	13
2.2.3. Medição da PMD pelo método interferométrico	16
2.3. Modelização da PMD com fraco e forte acoplamento intermodal	21
2.3.1. Uma fibra óptica com bi-refringência elevada	21
2.3.2. Duas fibras ópticas concatenadas com bi-refringência elevada	22
2.3.3. Três fibras ópticas concatenadas com bi-refringência elevada	23
2.3.4. N fibras ópticas concatenadas com bi-refringência elevada	25
2.4. Simulações numéricas dos modelos	27
2.4.1. Resultados para uma fibra óptica bi-refringente	27
2.4.2. Resultados para duas fibras ópticas bi-refringentes	30
2.4.3. Resultados para três fibras ópticas bi-refringentes	38
2.4.4. Resultados para dez fibras ópticas bi-refringentes	46
3. DETERMINAÇÕES EXPERIMENTAIS E VERIFICAÇÃO DOS MODELOS	53
3.1. Fibras com fraco acoplamento intermodal	53
3.1.1. Medição da PMD numa fibra óptica com baixo acoplamento intermodal	53
3.1.2. Medição da PMD em duas fibra ópticas com baixo acoplamento intermodal	68
3.1.3. Medição da PMD em três fibra ópticas com baixo acoplamento intermodal	77
3.2. Fibras com forte acoplamento intermodal	79
3.2.1. Resultados individuais para cada uma das fibras	80
3.2.2. Incertezas nas medições	88
3.2.3. Estados principais de polarização em fibras com elevado acoplamento intermodal	91
4. MEDIÇÕES EM CAMPO	95
4.1. Medições da PMD, em campo, entre Elvas e Setúbal	95

4.2.	Medições da PMD, em campo, entre Chaves e Rio Maior.....	100
5.	NECESSIDADES E PERSPECTIVAS	106
5.1.	Procedimentos de medição.....	107
5.2.	Definição de padrões de medição para a calibração da PMD	109
5.3.	Medições da PMD nas redes de telecomunicações do século XXI	112
6.	CONTRIBUIÇÕES E CONCLUSÃO	114
7.	BIBLIOGRAFIA	115
8.	ANEXOS.....	119

AGRADECIMENTOS

Dedico este trabalho à minha esposa, M^a. Conceição Fonseca, que com muita paciência me acompanhou nas muitas noites e fins de semana aplicados no desenvolvimento de grande parte do trabalho aqui apresentado.

Ao Professor Doutor Olivério Delfim Dias Soares, agradeço por me ter aconselhado e orientado durante todo o evoluir desta dissertação.

Ao Doutor Joaquim Anacleto agradeço a colaboração nas várias e laboriosas campanhas de medições em infra-estruturas instaladas, bem como nas numerosas trocas de impressões sobre as diversas interpretações de resultados.

Ao Instituto Electrotécnico Português (IEP) e ao Centro de Ciências e Tecnologias Ópticas (CETO), agradeço todo o suporte técnico e humano, sem o qual nunca as diversas componentes experimentais desta dissertação teriam tido lugar.

1. INTRODUÇÃO

1.1. Degradação de sinal em fibras ópticas

O guiamento de sinais de radiação óptica em fibras ópticas é afectado por dois mecanismos: pela atenuação e pela dispersão. Nestes dois mecanismos de degradação de sinal podem existir dependências no estado de polarização da radiação guiada na fibra óptica.

A atenuação em fibras ópticas resulta de causas intrínsecas e extrínsecas à fibra. As causas intrínsecas consistem essencialmente na absorção de radiação pelo próprio material que constitui a fibra e no espalhamento de Rayleigh. As causas extrínsecas comportam as macro-curvaturas e as micro-curvaturas.

A dispersão em fibras ópticas resulta da diferença de velocidade de grupo entre os vários modos guiados na fibra, dispersão modal, e da dependência da velocidade de grupo, de um determinado modo guiado, no comprimento de onda da radiação, dispersão cromática [1,2,3,4].

A dispersão cromática resulta da contribuição de dois mecanismos concorrentes, a dispersão no guia de onda e a dispersão do material [1,2,3].

A dispersão modal é um fenómeno de dispersão que também se manifesta nas fibras ditas "monomodo". Isto acontece porque numa fibra "monomodo" podem existir dois modos linearmente polarizados, com polarização ortogonal, e degenerados (modos LP_{01} que idealmente apresentam a mesma velocidade de grupo), desde que a secção do guia de onda seja perfeitamente isotrópica, do ponto de vista radial. Tal situação, no mundo real nunca se verifica. Surge assim, pelo menos localmente, uma velocidade de grupo para cada um dos dois modos ortogonais. À diferença entre as velocidades de grupo dos dois modos dá-se o nome de Dispersão Modal de Polarização (PMD - Polarization Mode Dispersion) [5,6].

A quebra de isotropia óptica radial da secção transversal das fibras ópticas monomodo é originada por dois tipos de factores, a não-circularidade e a bi-refringência do conjunto núcleo e bainha.

As bi-refringências na estrutura das fibras podem ter origem em tensões mecânicas internas à fibra, ou podem ser provocadas por acção mecânica externa (compressão, flexão, torção, etc.).

Note-se que existem fibras onde as bi-refringências são intencionais, permanentes e controladas, afim de gerar determinados efeitos; como por exemplo nas fibras que preservam o estado de polarização, PPF.

1.2. Polarização modal em fibras ópticas

A representação e manipulação matemática dos estados de polarização assume-se como uma ferramenta fundamental no fluir do trabalho. Embora estes assuntos estejam largamente desenvolvidos na bibliografia, pretende-se apresentar resumidamente as vantagens e desvantagens da aplicação dos formalismos matemáticos mais usualmente utilizados nos estudos de polarização: os formalismos dos vectores de Stokes, Müller e Jones.

Na literatura são abordados principalmente dois formalismos para representar os estados de polarização de um campo electromagnético, os vectores e as matrizes de Jones, e os vectores de Stokes e as matrizes de Müller. Estas duas formas de representar e descrever a evolução dos estados de polarização são complementares (relacionam-se através de expressões analíticas) [7]. Com o formalismo de Jones é fácil representar num plano cartesiano os diferentes estados de polarização. Portanto, os vectores são bi-dimensionais e as matrizes de transferência possuem quatro elementos. Para além disso é mais fácil efectuar cálculos, nomeadamente para a determinação de valores e vectores próprios das matrizes.

A grande desvantagem do formalismo de Jones reside em dois aspectos de natureza física:

- os elementos das matrizes são calculados à custa das componentes do campo eléctrico, o que não é directamente mensurável, e
- essas matrizes não contêm qualquer informação relativamente ao grau de polarização da radiação (referem-se a radiação totalmente coerente).

Em contrapartida, o formalismo Stokes-Müller, apesar de comportar quadrivectores e matrizes de 16 elementos (estes podem ser reduzidos a nove desde que normalizemos o sistema), dependem da intensidade da radiação, o que é mensurável, e fornecem-nos informação sobre o grau de coerência da radiação em estudo (aplicável a radiação parcialmente coerente).

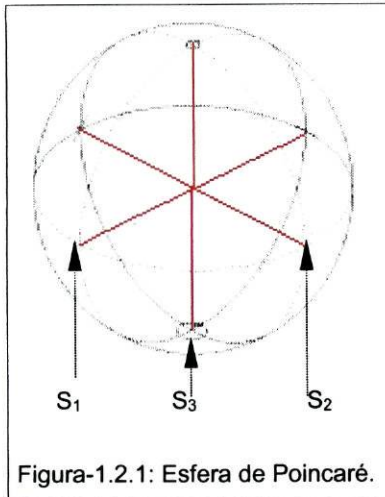


Figura-1.2.1: Esfera de Poincaré.

A representação dos estados de polarização usando vectores de Stokes faz-se através de uma superfície esférica, chamada esfera de Poincaré.

Na esfera de Poincaré, todos os pontos representados no equador correspondem a estados de polarização linear. Os pontos em posições simétricas representam estados de polarização ortogonais, e os pontos situados em quadratura representam estados de polarização a 45° graus.

Os pontos representados nos pólos da esfera correspondem a estados de polarização circular direita e esquerda, respectivamente.

Todos os restantes pontos intermédios representados na superfície esférica traduzem qualquer estado de polarização elíptico do campo electromagnético. Qualquer estado de polarização na superfície da esfera de Poincaré resulta da combinação linear dos três vectores unitários e ortogonais de Stokes, S_1 , S_2 , S_3 .

O raio da esfera representa o quarto elemento do vector de Stokes, s_0 , o qual indica o grau de polarização, indirectamente a coerência da radiação.

Sublinhe-se que ambos os formalismos aqui apresentados, em conjunto, formam uma ferramenta importante nos estudos sobre polarização. Um, porque é de fácil manipulação matemática (Jones), e o outro, porque é facilmente relacionável com grandezas mensuráveis (Stokes-Müller), a intensidade e coerência da radiação.

2. DISPERSÃO MODAL DE POLARIZAÇÃO (PMD)

Há alguns anos (em meados dos anos 80) era frequente encontrarem-se fibras ópticas monomodo onde a dispersão dependente da polarização (PMD), podia ser quantificada em alguns picosegundos por raiz quadrada de quilómetro ([15] $0,88 \text{ ps km}^{-1/2}$). Valores dessa ordem de grandeza eram comparáveis à dispersão cromática da fibra, em torno da zona de dispersão cromática mínima (dispersão mínima a 1310 nm, para fibras com dispersão não deslocada, na ordem de $3,5 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$ como máximo; G652 ITU-T). Deste modo não é desprezável a contribuição da PMD para a dispersão total da fibra. Até ao início dos anos 90 a PMD só era um factor relevante para os cabos de fibra óptica submarinos, pois as distâncias entre os sistemas de regeneração eram da ordem da centena de quilómetros, e os débitos binários estavam na ordem de algumas centenas de Mbit s^{-1} . Actualmente existem sistemas de comunicação por fibra óptica a funcionar a $2,5 \text{ Gbit s}^{-1}$ e 10 Gbit s^{-1} . Para débitos binários desta ordem de grandeza torna-se relevante controlar a Dispersão Modal de Polarização, mesmo entre pontos de comunicação que não se encontram a distâncias superiores a algumas dezenas de quilómetros. Para colmatar estas situações em que a PMD de fibras antigas é demasiado elevada para os débitos binários pretendidos, alguns investigadores tem vindo a propor diversas metodologias que passam pelo desenvolvimento de técnicas de compensação da PMD (de forma semelhante ao que acontece com a dispersão cromática) [8,9,10,11]. Mas a solução definitiva passa pelo desenvolvimento de novos processos de fabricação de fibras ópticas que permitam minimizar a PMD na própria fibra, durante o processo de fabricação da mesma [12].

2.1. Efeitos da PMD

O desenvolvimento das tecnologias de análise e compensação da Dispersão Modal de Polarização, bem como o estabelecimento normativo de parâmetros, limites, ou critérios de aceitação passam pelo desenvolvimento de processos, ou técnicas de medição.

Efectivamente, os organismos internacionais de normalização para telecomunicações procuram estabelecer um limite superior para a PMD das fibras ópticas monomodo, como sendo de $0,5 \text{ ps km}^{-1/2}$. No seio dos organismos internacionais de normalização, a aceitação deste limite superior para o coeficiente da PMD não é pacífica, especialmente porque se trata de um parâmetro que depende de muitas variáveis extrínsecas à própria fibra que não são facilmente controláveis, ou quantificáveis. Por exemplo, sabe-se que o somatório dos quadrados da PMD de cada uma das N secções de fibra naturalmente concatenadas entre dois pontos de comunicação não é necessariamente igual ao quadrado da PMD de todas as fibras medidas em conjunto [13].

Para se poderem desenvolver as especificações que estão actualmente em estudo, bem como para se poder garantir a conformidade das fibras fabricadas com essas mesmas especificações é necessário desenvolver metodologias de ensaio que permitam monitorar a PMD das fibras, e assim encontrar valores que possam servir de referência na optimização dessas mesmas fibras.

Os melhoramentos alcançados, afim de se reduzir a Dispersão Modal de Polarização, são notáveis. Efectivamente, em medições por nós efectuadas, em mais de 500 fibras ópticas, nos últimos três anos (na terceira janela óptica de transmissão), nunca encontramos valores de PMD superiores a $0,2 \text{ ps km}^{-1/2}$, (trabalhos efectuados pelo IEP em colaboração com o CETO para a Rede Eléctrica Nacional). Estes resultados significam que, desde o início da quantificação da dispersão modal de polarização, os fabricantes de fibras melhoraram os processos de fabricação e garantem um melhor controlo da qualidade. No entanto, ainda é frequente encontrar-se, num mesmo cabo, disparidades nas medidas de PMD, que podem ir desde

$0,005 \text{ ps km}^{-1/2}$, até $0,2 \text{ ps km}^{-1/2}$ (medições efectuadas pelo método JME).

2.2. Métodos para a medição da dispersão modal de polarização

Para se proceder à medição da dispersão modal de polarização em fibras ópticas monomodo foram desenvolvidos vários métodos com destaque para:

- a análise dos valores próprios das matrizes de Jones (JME).
- a análise polarimétrica por varrimento espectral (WS).
- a análise interferométrica (IF).

Nos três ítems que se seguem passamos a descrever, com algum detalhe, cada uma das três técnicas de medição, dando especial destaque aos aspectos metroológicos envolvidos, e respectivas vantagens e inconvenientes.

2.2.1. Medição da PMD pela análise dos valores próprios das matrizes de Jones

A técnica de medição JME é suportada pela aproximação fenomenológica de primeira ordem apresentada por Poole e Wagner [14] em 1986.

A análise fenomenológica de Poole é desenvolvida com base na hipótese de que, por muito complexa e aleatória que seja a birrefringência de uma fibra, existirá sempre, estatisticamente, um par de estados de polarização ortogonais, à entrada da fibra, aos quais corresponderá, à saída, um par de estados

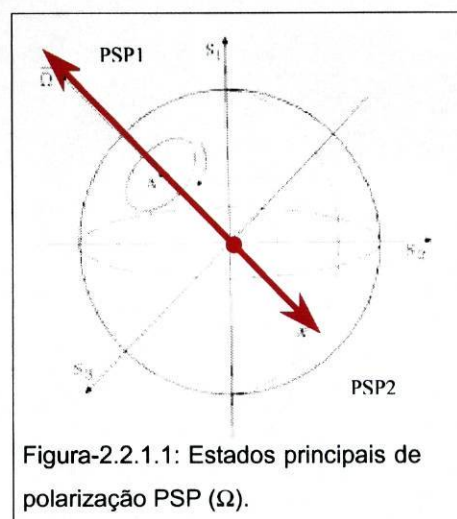


Figura-2.2.1.1: Estados principais de polarização PSP (Ω).

de polarização igualmente ortogonais (desde que não existam na fibra perdas dependentes da polarização), e que são independentes do comprimento de onda da radiação injectada (fonte de radiação suficientemente monocromática). Aos estados de polarização de saída, que obedecem a este pressuposto, convencionou-se chamar estados principais de polarização (PSP). Cada um dos PSP apresenta uma velocidade de grupo diferente, gerando-se assim um atraso diferencial de grupo (DGD) que é representado, na esfera de Poincaré (figura 2.2.1.1), pelo vector $\vec{\Omega}$, cuja direcção e o módulo, $\Delta\tau$, são dados pela diferença entre os dois vectores PSP.

Note-se que $\vec{\Omega}$ é paralelo aos vectores PSP, pois estes, por serem ortogonais no espaço cartesiano, na esfera de Poincare são representados na mesma direcção, mas com sentidos opostos.

Para um campo electromagnético injectado na fibra, cujo vector polarização \vec{P} é qualquer, se lhe alterarmos a frequência de oscilação ω para $\omega + \delta\omega$, o vector \vec{P} irá rodar em torno do vector $\vec{\Omega}$, tal como é descrito na equação (1). A magnitude de rotação de P depende da amplitude, ou módulo, de $\vec{\Omega}$ [15,16,17].

$$\frac{\delta\vec{P}}{\delta\omega} = \vec{\Omega} \wedge \vec{P} \quad (1)$$

Em 1946, R. Clark Jones [18] demonstrou que, qualquer sistema óptico linear, que não apresente atenuação dependente da polarização, pode ser representado por uma matriz T quadrada, complexa e unitária. Essa matriz T pode ser calculada, medindo a resposta do sistema a estímulos com características de polarização conhecidas. Assim, segundo Jones, tendo um sistema óptico cuja matriz desconhecida é T , colocando à entrada desse sistema estímulos de campo electromagnético linearmente polarizado, segundo as direcções dos eixos X (polarizador - P_1), Y (polarizador - P_3) e em quadratura com esses dois eixos (polarizador - P_2), obtemos como resposta, à saída do sistema, os vectores \vec{H} , \vec{V} e \vec{Q}

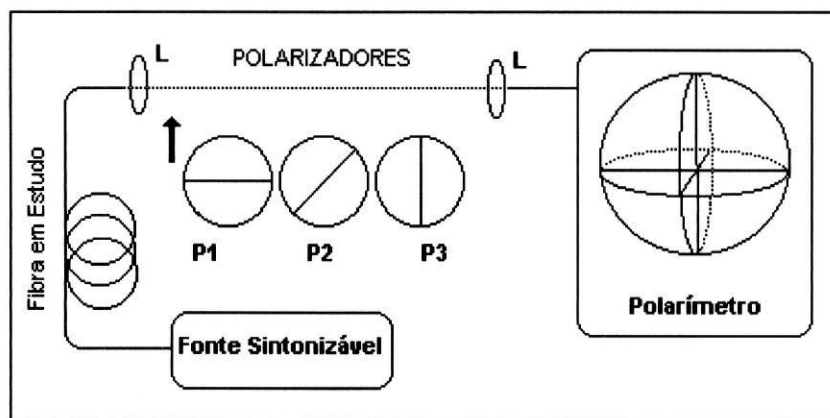


Figura-2.2.1.2: Sistema para a medição da PMD pelo método JME.

Fazendo com que os factores h , v e q representem os cocientes entre as componentes x e y dos vectores de saída \vec{H} , \vec{V} e \vec{Q} , e fazendo $k = (q - v)/(h - q)$, podemos obter a matriz T , a menos de uma constante complexa β .

$$T = \beta \begin{pmatrix} h & k & v \\ k & & 1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Por definição [14], desde que o estado de polarização de entrada no sistema de matriz característica $T(\omega)$ se mantenha constante, enquanto a frequência ω da radiação injectada (com largura de banda espectral da ordem de alguns kHz's) vai variando, existirão à saída do sistema dois estados de polarização ortogonais, que se mantêm invariantes, numa aproximação de primeira ordem. Assim, dado o vector unitário $\vec{a}(\omega)$ do estado de polarização de entrada, e a matriz de Jones $T(\omega)$ do sistema (2), podemos expressar o estado de polarização de saída, $\vec{y}(\omega)$, através de uma amplitude $A(\omega)$, uma fase $\phi(\omega)$ e um vector unitário $\vec{b}(\omega)$:

$$\vec{y}(\omega) = T(\omega)\vec{a}(\omega) = A(\omega) e^{i\phi(\omega)} \vec{b}(\omega) \quad (3)$$

Derivando a equação (3), em função de ω (representa-se a derivada em relação a ω pelo simbolo '), assumindo que $T(\omega)$ é não singular e que a derivada de $|\vec{b}(\omega)|$ é zero (por definição, para os PSP) [19,20], encontramos a equação de valores e vectores próprios:

$$\left(T'T^{-1} - \left(\frac{A'}{A} - i\tau_g \right) U \right) \vec{y} = 0 \quad (4)$$

Onde τ_g é o atraso de grupo (GD) que resulta de ϕ' , e U é uma matriz unitária quadrada.

A parte imaginária dos valores próprios do produto matricial $T'T^{-1}$ resulta nos GD associados a cada um dos PSP, e a diferença entre os GD, $\Delta\tau$, é o atraso diferencial de grupo (DGD) que dá origem à dispersão modal de polarização (PMD). Os PSP são os vectores próprios do mesmo produto matricial.

As matrizes T são encontradas a partir dos resultados experimentais. Não existem expressões analíticas. Assim, as derivadas de T , em relação a ω , terão de ser calculadas a partir de uma análise diferencial finita, $T' \approx (T(\omega + \delta\omega) - T(\omega))/\delta\omega$, com

um intervalo $\delta\omega$, suficientemente pequeno para garantir que $(A'/A)\delta\omega \approx 0$, o que leva à transformação da equação (4) na equação (5).

$$(\mathbf{T}(\omega + \delta\omega)\mathbf{T}^{-1}(\omega) - (1 - i\tau_g\delta\omega) \mathbf{U}) \vec{y} = 0 \quad (5)$$

Os valores próprios da equação (5) são $\rho_k = 1 - i\tau_{g,k}\delta\omega \approx e^{i(\tau_{g,k}\delta\omega)}$, com $k = 1, 2$, resultando o DGD, $\Delta\tau$.

$$\Delta\tau = |\tau_{g,1} - \tau_{g,2}| = \left| \frac{\text{Arg}(\rho_1/\rho_2)}{\delta\omega} \right| \quad (6)$$

Onde “Arg” indica o argumento da função trigonométrica.

A única condição limitativa para a resolução da equação (6) prende-se com a necessidade de garantir que $\Delta\tau \delta\omega < \pi$ para evitar a ambiguidade das soluções com argumentos múltiplos.

Para cada dois comprimentos de onda próximos (ω_j e $\omega_j + \delta\omega$) é encontrado um $\Delta\tau_j$, e assim sucessivamente para os N valores de ω_j . O resultado encontrado neste tipo de medições é similar ao que, por exemplo, podemos ver nas figuras 2.4.1.1., 2.4.3.1. ou 2.4.4.1.

A dispersão modal de polarização (PMD) é determinada pelo valor médio dos DGD's, $\langle\Delta\tau\rangle$, encontrados no intervalo de comprimentos de onda, $[\lambda_1; \lambda_1 + N\delta\lambda]$, onde foram efectuadas as medições.

2.2.2. Medição da PMD pelo método polarimétrico

Se colocarmos uma secção de fibra óptica entre os dois polarizadores da montagem da figura 2.2.2.1., e sintonizarmos a fonte óptica num determinado intervalo de comprimentos de onda $\Delta\omega$, o detector que se encontra após o segundo polarizador (analisador) vai observar variações na intensidade luminosa, à medida que a frequência óptica varia (a título de exemplo podemos ver os resultados das figuras 2.4.1.2., ou 2.4.4.3.). Essas variações da intensidade à saída do sistema só vão acontecer se a fibra que está a ser analisada apresentar alguma bi-refringência.

Efectivamente, para um mesmo intervalo de comprimentos de onda sintonizados, quanto maior for a bi-refringência da fibra maior será o número de ciclos contidos nesse intervalo. Portanto, existe uma relação directa entre o número de extremos encontrados numa determinada distribuição espectral $R(L, \omega)$, à saída do analisador, e a PMD da fibra. A estrutura da função de resposta espectral, $R(L, \omega)$, será desenvolvida no ponto 2.2.3.

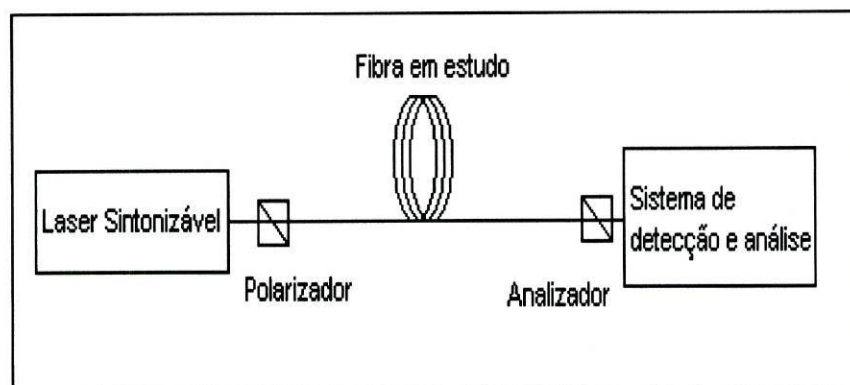


Figura-2.2.2.1: Sistema para a medição da PMD pelo método WS

Como já referimos, a partir da resposta espectral $R(L, \omega)$ é possível obter o PMD da fibra contando o número médio de máximos e mínimos $\langle N_e \rangle$ contidos no intervalo de frequências ópticas $\Delta\omega$ amostrado.

No estudo efectuado na referência [21], é demonstrado que $\langle \Delta\tau \rangle$ se relaciona com $\langle N_e \rangle$ através da equação (7).

$$\langle \Delta\tau \rangle = k \pi \frac{\langle N_e \rangle}{\Delta\omega} \quad (7)$$

O factor adimensional k é função do grau de acoplamento modal existente na fibra sob medição; k toma valores entre 1 e 0,824 [21]. Quando k é igual a 1, estamos perante uma fibra onde o acoplamento modal é nulo. Quando k é igual a 0,824, o acoplamento modal é máximo. Neste método de medição, a determinação do grau de acoplamento numa determinada fibra é crucial para se calcular a PMD correctamente.

É igualmente possível utilizar para o cálculo da PMD o valor médio $\langle N_m \rangle$ das intercepções das curvas dos gráficos de $R(L, \omega)$ com a linha média do conjunto de

pontos que constituem a mesma curva. Deste modo, na equação (7) substituímos $\langle N_e \rangle$ por $\langle N_m \rangle$, e k toma os valores entre 1 e 4, para o fraco e o forte acoplamento intermodal. Não é frequente encontrar métodos de medição a implementar algoritmos que utilizam $\langle N_m \rangle$, porque está demonstrado [21] que os resultados das medições baseados em $\langle N_m \rangle$ apresentam maior variância do que as medições baseadas em $\langle N_e \rangle$.

As situações de forte ou fraco acoplamento intermodal são definidas em função da relação que existe entre o comprimento L da fibra e o comprimento l_c de acoplamento intermodal. Assim, para uma razão $L/l_c \rightarrow 0$, temos uma situação de baixo acoplamento intermodal, o que é típico das fibras que preservam o estado de polarização ($k \rightarrow 1$), e inversamente, se a razão $L/l_c \rightarrow \infty$, o acoplamento intermodal será elevado ($k \rightarrow 0,824$), comportamento típico das fibras normalizadas para telecomunicações [21]. Para descobrirmos o regime de acoplamento a que uma fibra obedece, e assim sabermos qual o factor k adequado aos cálculos, devemos proceder à determinação da razão entre o PMD_e e o PMD_m , e assim encontramos respectivamente, para os regimes de forte e fraco acoplamento intermodal, os valores das expressões (8) e (9):

$$\frac{\langle N_e \rangle}{\langle N_m \rangle} = 1, (L/l_c \rightarrow 0) \quad (8)$$

$$\frac{\langle N_e \rangle}{\langle N_m \rangle} = \frac{4}{0.824\pi} = 1,54, (L/l_c \rightarrow \infty) \quad (9)$$

Note-se que, normalmente a PMD é referenciada ao comprimento da fibra. Essa referenciação depende do regime de acoplamento intermodal, forte ou fraco acoplamento. Assim, no caso de fraco acoplamento, dividimos a PMD pelo comprimento da fibra, no caso de forte acoplamento, dividimos a PMD pela raiz quadrada do comprimento da fibra [34].

Numa medição real, onde nem o comprimento da fibra nem o intervalo de frequências, $\Delta\omega$, são infinitos, para uma fibra monomodo normalizada, k não tenderá para 0,824, mas sim para um valor que estará contido entre 0,824 e 1.

$$k = \frac{\langle N_e \rangle}{\langle N_m \rangle} \frac{\pi}{4}, k \in]0.824; 1] \quad (10)$$

2.2.3. Medição da PMD pelo método interferométrico

Prescindimos agora da definição dos PSP's, e medimos o PMD directamente no domínio do tempo, tentando observar a resposta impulsional da fibra, para um estado de polarização de entrada definido.

Para observar e medir a resposta impulsional, dependente da polarização, de uma fibra óptica, poderíamos utilizar o método directo, através da injeção de impulsos muito curtos (da ordem de alguns fentosegundos). Alternativamente, podemos utilizar um interferómetro com uma fonte de radiação de espectro largo (fonte de radiação com algumas dezenas de nanómetros de largura espectral, o que implica tempos de coerência da ordem de algumas dezenas de fentosegundos). Note-se que na primeira abordagem, a largura inicial do impulso é a resolução do sistema de medição (o alargamento final do impulso permite-nos calcular a largura de banda da fibra óptica). No sistema interferométrico, a resolução do sistema de medição é determinada pelo tempo de coerência da fonte de radiação [22].

A primeira opção é conceptualmente simples, pois resulta directamente da definição de resposta impulsional, mas é de implementação complexa. Efectivamente, a medição directa da resposta impulsional, para implementação, exige a utilização de fontes ópticas moduladas para impulsos muito curtos e fotodetectores muito rápidos, os quais provavelmente nem existem, e em situações onde o sistema de emissão e detecção se encontram muito afastados (cabos de fibras ópticas instalados) a sincronização torna-se em mais uma dificuldade acrescida.

O método interferométrico mostrou ser uma opção adequada, pela sua simplicidade de implementação, operação e robustez.

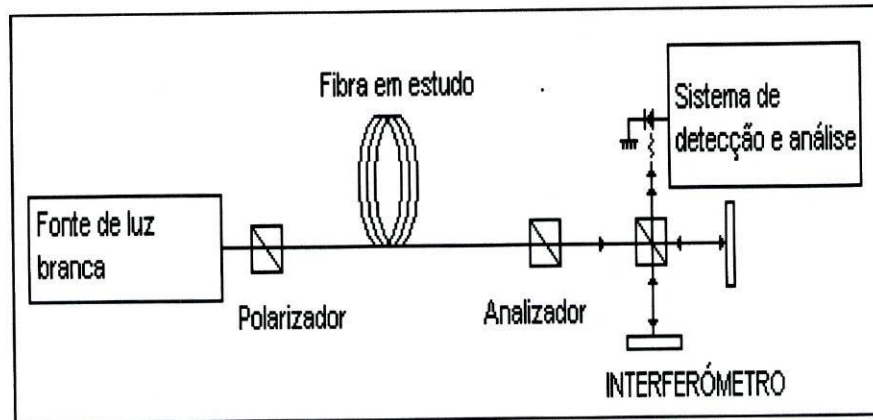


Figura-2.2.3.1: Sistema para a medição da PMD pelo método IF

Como podemos ver na figura 2.2.3.1., tal como no sistema de medição de WS, temos a fibra sob análise colocada entre dois polarizadores (Polarizador e Analizador). Temos contudo uma fonte de radiação de espectro largo (LED), e um interferômetro de Michelson.

Assim, a fibra sob análise apresenta uma resposta impulsional de polarização que é dada pela matriz $\Xi(t)$.

Uma forma conceptual de entender este método de medição consiste no seguinte raciocínio:

- à entrada do sistema (fibra monomodo; só com os modos LP_{01}) com resposta impulsional $\Xi(t)$, é colocado um estado de polarização conhecido, por exemplo polarização linear, com uma orientação, num plano, qualquer (polarizador de entrada).
- quando o campo electromagnético entra na fibra, ele será distribuído pelos dois modos fundamentais LP_{01} , em princípio não degenerados.
- à medida que o campo electromagnético vai evoluindo na fibra, o atraso de grupo entre os dois modos irá sendo evidenciando (neste raciocínio estamos a considerar uma fibra com acoplamento intermodal nulo).
- quando a distribuição de radiação, no outro extremo da fibra (depois de ter passado pelo analisador), é processada pelo interferômetro, iremos obter padrões de interferência. As envolventes dessas figuras de interferência, no caso de uma fibra bi-refringente sem qualquer acoplamento intermodal, serão representadas graficamente, ao longo do eixo das abcissas, na forma de dois picos laterais equidistantes, e um pico central. A largura de cada um desses picos será igual ao dobro do comprimento de coerência da fonte de radiação [23].

A metade do tempo entre os dois picos satélite corresponde à PMD da fibra, ou atraso de grupo diferencial (DGD).

A interpretação que se faz dessa distribuição no interferograma é a seguinte:

- o pico central do interferograma deve-se à interferência mútua, (que corresponde a uma diferença de caminho óptico nulo, entre os braços do interferómetro), entre as duas componentes do campo electromagnético que comportam os atrasos $+\tau$ com $+\tau$, e $-\tau$ com $-\tau$ (autocorrelação).
- os picos adjacentes ao pico central correspondem, de forma individual, à interferência entre as componentes do campo electromagnético com atrasos $+\tau$ e $-\tau$, e vice-versa.

Convém notar que no eixo das abcissas dos interferogramas se representa a diferença de caminho óptico, $2 \times d$, entre os dois braços do interferómetro (onde d é a diferença de comprimento entre os dois braços do interferómetro), ou de forma equivalente, representa-se o tempo de atraso $\Delta\tau = 2 \times \tau = 2 \times d/c$, onde c é a velocidade da luz no meio, entre os dois modos LP_{01} da fibra.

Para o desenvolvimento do formalismo matemático associado a este método de medição, por uma questão de simplicidade, vamos trabalhar no espaço das frequências. Assim, tomando a transformada de Fourier da matriz $\Xi(t)$, a matriz $T(\omega)$, que é idêntica à matriz T apresentada em 2.1.1., mas agora com uma explicitação mais genérica, temos:

$$T(\omega) = \beta \begin{pmatrix} u_1(\omega) & u_2(\omega) \\ -u_2^*(\omega) & u_1^*(\omega) \end{pmatrix} \quad (11)$$

Onde $|u_1(\omega)|^2 + |u_2(\omega)|^2 = 1$, sendo $u_1(\omega)$ e $u_2(\omega)$ funções complexas, e β é uma constante arbitrária igualmente complexa.

Seja $\vec{E}(0, \omega) = |\vec{E}(0, \omega)\rangle(\alpha_1|i\rangle + \alpha_2|i\rangle)$ o campo electromagnético linearmente polarizado, com uma dada orientação no espaço cartesiano (definida pelo polarizador de entrada). Por uma questão de simplicidade de cálculo, e sem perda de generalidade, vamos assumir que os escalares podem ser $\alpha_1 = 1$ e $\alpha_2 = 0$. Assim,

à saída da fibra teremos como resposta outro campo electromagnético, $E(L, \omega)$, onde L é o comprimento da fibra, que resulta do produto entre $E(0, \omega)$ e $T(\omega)$.

$$\vec{E}(L, \omega) = \beta \begin{pmatrix} u_1(\omega) & u_2(\omega) \\ -u_2^*(\omega) & u_1^*(\omega) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ 0 \end{pmatrix} |\vec{E}(0, \omega)| \quad (12)$$

Do produto explicitado em (12) resulta a equação vectorial (13).

$$\vec{E}(L, \omega) = |\vec{E}(0, \omega)| (u_1(\omega)|o-\rangle - u_2^*(\omega)|o+\rangle) \quad (13)$$

Os pares de vectores unitários $\{|i-\rangle; |i+\rangle\} \wedge \{|o-\rangle; |o+\rangle\} \in \mathbb{R}^2$ constituem uma base ortogonal para a representação dos campos electromagnéticos nos espaços de entrada e de saída da fibra.

Como podemos ver na figura 2.2.3.1., o campo electromagnético $\vec{E}(L, \omega)$ tem de passar pelo analisador antes de chegar ao interferómetro. Assim, no espaço cartesiano de saída temos um polarizador (analisador) com uma dada orientação definível pela combinação linear dos vectores unitários $|o-\rangle$ e $|o+\rangle$, $\vec{A} = \beta_1|o-\rangle + \beta_2|o+\rangle$. Onde, $(\beta_1)^2 + (\beta_2)^2 = 1$, $\langle o-|o-\rangle = \langle o+|o+\rangle = 1$, $\langle o-|o+\rangle = 0$, $\therefore |\vec{A}| = 1$, e novamente sem perda de generalidade podemos assumir que $\beta_2 = 0$.

Do produto escalar entre \vec{A} e $\vec{E}(L, \omega)$ resulta a equação (14).

$$\vec{E}_A(L, \omega) = |\vec{E}(0, \omega)| u_1(\omega) \quad (14)$$

Como os fotodetectores só se apercebem da intensidade da radiação $I(L, \omega)$, temos que processar $E_A(L, \omega)$ através do quadrado do módulo, então:

$$I(L, \omega) \propto |\vec{E}_A(L, \omega)|^2 \approx |\vec{E}(0, \omega)|^2 |u_1(\omega)|^2 \quad (15)$$

Se normalizarmos a equação (15) em relação a $|\vec{E}(0, \omega)|^2$ resulta a equação (16).

$$R(L, \omega) = |u_1(\omega)|^2 \quad (16)$$

O resultado da equação (16) é o ponto de partida para o cálculo da PMD pelo método da contagem de extremos, tal como foi exposto no ponto 2.2.2. Como veremos de seguida, a PMD pode ser obtida também aplicando uma transformada de Fourier à função $R(L, \omega)$.

Como a resposta à saída do interferómetro, em intensidade $I(L, t)$, é equivalente a transformada de Fourier da função de entrada $R(L, \omega)$, [23,24], e para as medições em questão só é relevante a utilização do valor eficaz, (r.m.s.), $\langle (p(L, t))^2 \rangle$, da fotocorrente gerada, então

$$\langle (p(L, \tau))^2 \rangle \propto \langle (I(L, \tau))^2 \rangle \propto |r(L, \tau)|^2 = |F\{R(L, \omega)\}|^2 = \left| \int^{\Delta\tau} U_1(\eta) U_1^*(\eta - \tau) d\eta \right|^2 \quad (17)$$

onde $U(\tau) = F\{u_1(\omega)\}$.

Assim, à saída do interferómetro temos como resposta a autocorrelação da função resposta impulsional da fibra. Note-se que o resultado exposto na equação (17) é um tanto ou quanto simplista, porque no processo de normalização aplicado na equação (15) eliminamos voluntariamente a distribuição de energia do campo electromagnético. Se considerarmos essa contribuição, a resposta do interferómetro será, não a equação (17), mas sim a convolução desta equação com a equação (18).

$$|F\{|E(L, \omega)|^2\}|^2 = \left| \int^{\Delta\tau} E_1(L, \eta) E_1^*(L, \eta - \tau) d\eta \right|^2 \quad (18)$$

onde $\vec{E}_1(L, \tau) = F\{\vec{E}(L, \omega)\}$.

O símbolo asterisco (*) representa o complexo conjugado.

2.3. Modelização da PMD com fraco e forte acoplamento intermodal

Vamos aplicar os desenvolvimentos explicitados em 2.2. para encontrar soluções analíticas em problemas de concatenação de fibras bi-refringentes. Trataremos os casos de 1, 2 e 3 fibras concatenadas. As soluções procuradas correspondem aos três métodos de medição (valores próprios das matrizes de Jones (JME), varrimento espectral (WS), e interferométrico (IF)), cujas metodologias foram expostas nos capítulos anteriores.

Todas as expressões analíticas apresentadas neste ponto foram desenvolvidas com a ajuda do “Software” da “Wolfram Research”, o “Mathematica 3.0”.

2.3.1. Uma fibra óptica com bi-refringência elevada.

Conforme os desenvolvimentos explicitados em [6], e assumindo a predominância da bi-refringência linear, a matriz $T(\theta, \Delta\tau, \omega)$ para uma secção de fibra bi-refringente será dada pela equação (19).

$$T(\theta, \Delta\tau, \omega) = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\omega\Delta\tau}{2}\right) + i\cos(2\theta)\sin\left(\frac{\omega\Delta\tau}{2}\right) & i\sin(2\theta)\sin\left(\frac{\omega\Delta\tau}{2}\right) \\ i\sin(2\theta)\sin\left(\frac{\omega\Delta\tau}{2}\right) & \cos\left(\frac{\omega\Delta\tau}{2}\right) - i\cos(2\theta)\sin\left(\frac{\omega\Delta\tau}{2}\right) \end{pmatrix} \quad (19)$$

Onde θ é o ângulo correspondente à orientação dos eixos de bi-refringência da fibra, relativamente a um referencial fixo, ω é a frequência angular do campo electromagnético, e $\Delta\tau$ é o tempo de atraso entre os dois estado principais de polarização (PSP).

Na equação (19) considera-se que a fibra é desprovida de qualquer atenuação e, não apresenta efeito dicróico (PDL).

Aplicando o processamento exposto em 2.2.1., à equação (19) encontramos que a solução analítica da equação de valores próprios (4), nos fornece como distribuição de DGD (Atraso Diferencial de Grupo) a equação (20) que é um invariante.

$$DGD_1(\omega) = \Delta\tau_1 \quad (20)$$

Aplicando o processamento exposto em 2.2.3. à equação (19), obtemos a equação (20), a partir da qual é possível calcular a PMD pelo método da contagem de extremos, como se descreve em 2.2.2.

$$R(L, \theta_1, \omega) = (\text{Cos}[\Delta\tau_1\omega])^2 + (\text{Cos}[2\theta_1] \text{Sin}[\Delta\tau_1\omega])^2 \quad (21)$$

Se multiplicarmos a transformada de Fourier da equação (21) pelo seu complexo conjugado obtemos como resultado final a equação (22), que corresponde ao processamento implementado pelo Interferómetro de Michelson, no método (IF).

$$\langle (p(L, \tau))^2 \rangle \propto \langle (I(L, \tau))^2 \rangle \propto \delta(\tau) + \delta(\tau - \Delta\tau) + \delta(\tau + \Delta\tau) \quad (22)$$

Onde $\delta(\tau)$ representa a função delta de Dirac.

2.3.2. Duas fibras ópticas concatenadas com bi-refringência elevada.

Concatenando duas fibras ópticas com elevada bi-refringencia, cujas matrizes são $T_1(\theta_1, \Delta\tau_1, \omega)$ e $T_2(\theta_2, \Delta\tau_2, \omega)$, respectivamente, resulta uma matriz equivalente (23).

$$T(\theta_1, \theta_2, \omega) = T_2(\theta_2, \Delta\tau_2, \omega).T_1(\theta_1, \Delta\tau_1, \omega) \quad (23)$$

As matrizes T_1 e T_2 são explicitadas à custa da matriz da equação (19).

Aplicando o processamento exposto em 2.2.1., à equação (23) encontramos que a solução analítica da equação de valores próprios (4), nos fornece como distribuição de DGD (Atraso Diferencial de Grupo) a seguinte expressão (24), constante em ω .

$$DGD_2(\theta, \omega) = \sqrt{(\Delta\tau_1)^2 + (\Delta\tau_2)^2 + 2 \Delta\tau_1 \Delta\tau_2 \text{Cos}[\theta_{12}]} \quad (24)$$

Note-se que o ângulo $\theta_{12} = \theta_1 - \theta_2$, portanto θ é o ângulo entre os eixos de bi-refringencia das duas secções de fibra.

Aplicando o processamento exposto em 2.2.3. à equação (23), obtemos a equação (25), a partir da qual é possível calcular a PMD pelo método da contagem de extremos, como se descreve em 2.2.2.

$$\begin{aligned}
 R_2(L, \theta_1, \theta_2, \Delta\tau_1, \Delta\tau_2, \omega) = & \\
 & \text{Cos}\left(\frac{\Delta\tau_1\omega}{2}\right)^2 \left(\text{Cos}\left(\frac{\Delta\tau_2\omega}{2}\right)^2 + \text{Sin}\left(\frac{\Delta\tau_2\omega}{2}\right)^2 \text{Cos}[2\theta_2]^2 \right) \\
 & + \text{Cos}[2\theta_1]^2 \text{Sin}\left(\frac{\Delta\tau_1\omega}{2}\right)^2 \left(\text{Cos}\left(\frac{\Delta\tau_2\omega}{2}\right)^2 + \text{Sin}\left(\frac{\Delta\tau_2\omega}{2}\right)^2 \text{Cos}[2\theta_2]^2 \right) \\
 & + \text{Sin}[2\theta_1]^2 \text{Sin}[2\theta_2]^2 \text{Sin}\left(\frac{\Delta\tau_1\omega}{2}\right)^2 \text{Sin}\left(\frac{\Delta\tau_2\omega}{2}\right)^2 \\
 & + \frac{1}{2} \left(\text{Sin}[4\theta_1] \text{Sin}[4\theta_2] \text{Sin}\left(\frac{\Delta\tau_1\omega}{2}\right)^2 \text{Sin}\left(\frac{\Delta\tau_2\omega}{2}\right)^2 - \text{Sin}[2\theta_1] \text{Sin}[2\theta_2] \text{Sin}[\Delta\tau_1\omega] \text{Sin}[\Delta\tau_2\omega] \right)
 \end{aligned} \tag{25}$$

Se multiplicarmos a transformada de Fourier da equação (25) pelo seu complexo conjugado obtemos como resultado final a equação (26), que corresponde ao processamento implementado pelo Interferômetro de Michelson.

$$\langle (\rho(L, \tau))^2 \rangle \propto \langle (I(L, \tau))^2 \rangle \propto$$

$$\begin{aligned}
 & \delta(\tau) + \delta(\tau - \Delta\tau_1) + \delta(\tau + \Delta\tau_1) + \delta(\tau - \Delta\tau_2) + \delta(\tau + \Delta\tau_2) + \\
 & \delta(\tau + [\Delta\tau_1 + \Delta\tau_2]) + \delta(\tau + [\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2]) + \delta(\tau - [\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2]) + \delta(\tau - [\Delta\tau_1 + \Delta\tau_2])
 \end{aligned} \tag{26}$$

2.3.3. Três fibras ópticas concatenadas com bi-refringência elevada.

Concatenando três seções de fibra óptica bi-refringente, cujas matrizes são $T_1(\theta_1, \Delta\tau_1, \omega)$, $T_2(\theta_2, \Delta\tau_2, \omega)$ e $T_3(\theta_3, \Delta\tau_3, \omega)$, respectivamente, resulta uma matriz produto (27).

$$T(\theta_1, \theta_2, \theta_3, \omega) = T_3(\theta_3, \Delta\tau_3, \omega) \cdot T_2(\theta_2, \Delta\tau_2, \omega) \cdot T_1(\theta_1, \Delta\tau_1, \omega) \tag{27}$$

Tal como anteriormente, as matrizes T_1 , T_2 e T_3 são explicitadas à custa da matriz da equação (19).

Aplicando o processamento exposto em 2.2.1., à equação (27) encontramos a solução analítica que é a equação de valores próprios (4), dando a distribuição de DGD (Atraso Diferencial de Grupo) (28).

$$\begin{aligned}
 DGD_3(\theta_1, \theta_2, \theta_3, \omega) = & [(\Delta\tau_1)^2 + (\Delta\tau_2)^2 + (\Delta\tau_3)^2 \\
 & + 2\Delta\tau_1\Delta\tau_2\text{Cos}[2\theta_{12}] + 2\Delta\tau_2\Delta\tau_3\text{Cos}[2\theta_{23}] \\
 & + 2\Delta\tau_1\Delta\tau_3\text{Cos}[2\theta_{12}]\text{Cos}[2\theta_{23}] \\
 & + 2\Delta\tau_1\Delta\tau_3\text{Cos}[\Delta\tau_2\omega]\{\text{Cos}[2\theta_{13}] - \text{Cos}[2\theta_{12}]\text{Cos}[2\theta_{23}]\}]^{1/2} \quad (28)
 \end{aligned}$$

De forma diferente ao que sucedeu nos dois casos anteriores, o DGD para três fibras concatenadas, depende do comprimento de onda (equivalentemente depende da frequência ω). A maneira de entendermos o motivo pelo qual existe oscilação do DGD com a frequência óptica, pode ser exposta da seguinte forma:

- No caso de duas fibras concatenadas sabemos que, ao variarmos o ângulo de orientação relativa das duas secções de fibra óptica vamos provocar compensação, ou descompensação, do DGD.
- Também sabemos que as duas componentes do campo electromagnético, devido à bi-refringência do meio que atravessaram, vão sofrer um atraso de fase relativo, o que se traduz, à saída da fibra, por uma re-orientação do campo electromagnético resultante (comparada com a orientação inicial).
- Essa re-orientação final do campo electromagnético é função da frequência óptica, porque a bi-refringência do meio depende da frequência óptica.
- Por fim, imaginemos que a fibra bi-refringente colocada no meio das duas fibras inicialmente referidas, apresenta uma estrutura infinitesimal, e que simplesmente se limita, em função da sua bi-refringência, em rodar o campo electromagnético que sai da primeira fibra, à medida que a frequência óptica varia.

Assim explicamos como na situação de três fibras concatenadas temos dependência do DGD no comprimento de onda.

Ao invés do que sucedeu em 2.3.1. e 2.3.2., não vamos explicitar a equação

$R_3(L, \theta_1, \theta_2, \theta_3, \Delta\tau_1, \Delta\tau_2, \Delta\tau_3, \omega)$, pois trata-se de uma equação extremamente extensa (mais de trinta termos, ocupando mais de uma página de texto), e como tal a sua eventual leitura seria bastante tediosa.

Se multiplicar-mos a transformada de Fourier da equação $R_3(L, \theta_1, \theta_2, \theta_3, \Delta\tau_1, \Delta\tau_2, \Delta\tau_3, \omega)$, pelo seu complexo conjugado obtemos como resultado final a equação (29), que corresponde ao processamento implementado pelo Interferómetro de Michelson.

$$\begin{aligned} \langle (p(L, \tau))^2 \rangle \infty & \langle (I(L, \tau))^2 \rangle \infty \\ & \delta(\tau) + \\ & \delta(\tau - \Delta\tau_1) + \delta(\tau - \Delta\tau_2) + \\ & \delta(\tau - [\Delta\tau_1 + \Delta\tau_2]) + \delta(\tau - [\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2]) + \\ & \delta(\tau - \Delta\tau_3) + \delta(\tau - [\Delta\tau_3 + \Delta\tau_1]) + \delta(\tau - [\Delta\tau_3 - \Delta\tau_1]) + \delta(\tau - [\Delta\tau_3 + \Delta\tau_2]) + \delta(\tau - [\Delta\tau_3 - \Delta\tau_2]) + \\ & \delta(\tau - [\Delta\tau_3 + \Delta\tau_2 + \Delta\tau_1]) + \delta(\tau - [\Delta\tau_3 + \Delta\tau_2 - \Delta\tau_1]) + \delta(\tau - [\Delta\tau_3 - \Delta\tau_2 + \Delta\tau_1]) + \delta(\tau - [\Delta\tau_3 - \Delta\tau_2 - \Delta\tau_1]) + \\ & \delta(\tau + \Delta\tau_1) + \delta(\tau + \Delta\tau_2) + \\ & \delta(\tau + [\Delta\tau_1 + \Delta\tau_2]) + \delta(\tau + [\Delta\tau_1 - \Delta\tau_2]) + \\ & \delta(\tau + \Delta\tau_3) + \delta(\tau + [\Delta\tau_3 + \Delta\tau_1]) + \delta(\tau + [\Delta\tau_3 - \Delta\tau_1]) + \delta(\tau - [\Delta\tau_3 + \Delta\tau_2]) + \delta(\tau - [\Delta\tau_3 - \Delta\tau_2]) + \\ & \delta(\tau - [\Delta\tau_3 + \Delta\tau_2 + \Delta\tau_1]) + \delta(\tau - [\Delta\tau_3 + \Delta\tau_2 - \Delta\tau_1]) + \delta(\tau + [\Delta\tau_3 - \Delta\tau_2 + \Delta\tau_1]) + \delta(\tau + [\Delta\tau_3 - \Delta\tau_2 - \Delta\tau_1]) \quad (29) \end{aligned}$$

2.3.4. N fibras ópticas concatenadas com bi-refringência elevada

Concatenando $N > 3$ fibras ópticas com elevada bi-refringentes, com matrizes correspondentes desde $T_1(\theta_1, \Delta\tau_1, \omega)$ até $T_N(\theta_N, \Delta\tau_N, \omega)$, encontramos a matriz equivalente (30).

$$T_N((\theta_1, \dots, \theta_N, \omega) = T_N(\theta_N, \Delta\tau_N, \omega) \dots T_1(\theta_1, \Delta\tau_1, \omega) \quad (30)$$

Na bibliografia [25] é apresentada uma equação genérica para o DGD, atendendo a um numero N, indefinido, de fibras com elevada bi-refringência, concatenadas.

$$DGD_N = \sqrt{|m^N|} \quad (31/a)$$

Onde m^N são vectores de Stokes, e

$$m^N = \Delta\tau_N \mathbf{e}_N + (m^{N-1} \cdot \mathbf{e}_N) \mathbf{e}_N + \text{Cos}[2\Delta\tau_N \omega] \{m^{N-1} - (m^{N-1} \cdot \mathbf{e}_N) \mathbf{e}_N\} - \text{Sin}[2\Delta\tau_N \omega] \mathbf{e}_N \wedge m^{N-1} \quad (31/b)$$

Na equação (31/b), os elementos $\Delta\tau_N$ e \mathbf{e}_N representam, respectivamente, o módulo e a direcção dos vectores PSP de cada uma das secções de fibra óptica bi-refringente concatenadas. Note-se que os vectores \mathbf{e}_N são também vectores de Stokes representáveis na esfera Poincaré.

Os simbolos (\cdot, \wedge) representam os produtos escalar e vectorial, respectivamente.

Para um estudo mais detalhado deste assunto aconselha-se as referências bibliográficas [25,7].

2.4. Simulações numéricas dos modelos

Apresentamos os resultados dos cálculos efectuados para as situações de 1, 2, 3 10 fibras concatenadas. Os cálculos são apresentados para os três métodos de medição anteriormente referidos (JME, WS e IF).

No caso de um número baixo de fibras concatenadas (até 3), utilizamos DGD's e ângulos de acoplamento conhecidos. Para as 10 secções de fibra concatenadas utilizamos DGD's e ângulos θ aleatórios.

Para o caso de dez fibras concatenadas foi possível confirmar a distribuição de Maxwell para a densidade de probabilidades das frequências dos DGD nas medições efectuadas pelo método JME.

Todos os resultados numéricos apresentados neste ponto foram desenvolvidas com a ajuda do "Software" da "Wolfram Research", o "Mathematica 3.0".

2.4.1. Resultados para uma fibra óptica bi-refringente

O atraso diferencial de grupo (DGD) da fibra era de 1 ps, e a orientação angular do seu eixo de bi-refringência, relativamente ao referencial, era de $\pi/4$.

Os resultados obtidos nas simulação são apresentados nos gráficos 2.4.1.1, 2.4.1.2 e 2.4.1.3, para os métodos JME, WS e IF, respectivamente.

Na figura 2.4.1.1. podemos verificar, tal como descrito pela equação (20), que a evolução do DGD numa secção de fibra óptica simples, com muito baixo acoplamento intermodal, é independente do comprimento de onda.

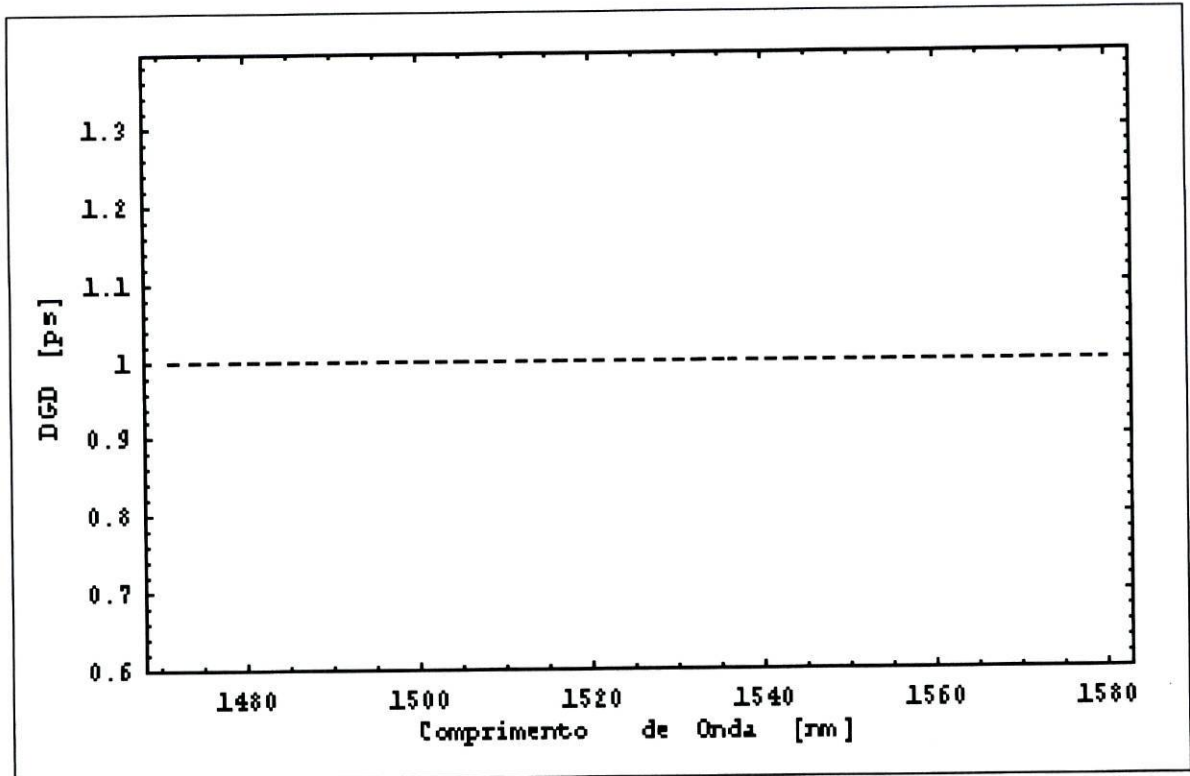


Figura-2.4.1.1: Evolução do Atraso Diferencial de Grupo (DGD), simulado para uma fibra óptica bi-refringente, em função do comprimento de onda. Resultados obtidos pelo método JME.

Na simulação da implementação do método WS obtemos a distribuição espectral da figura 2.4.1.2.

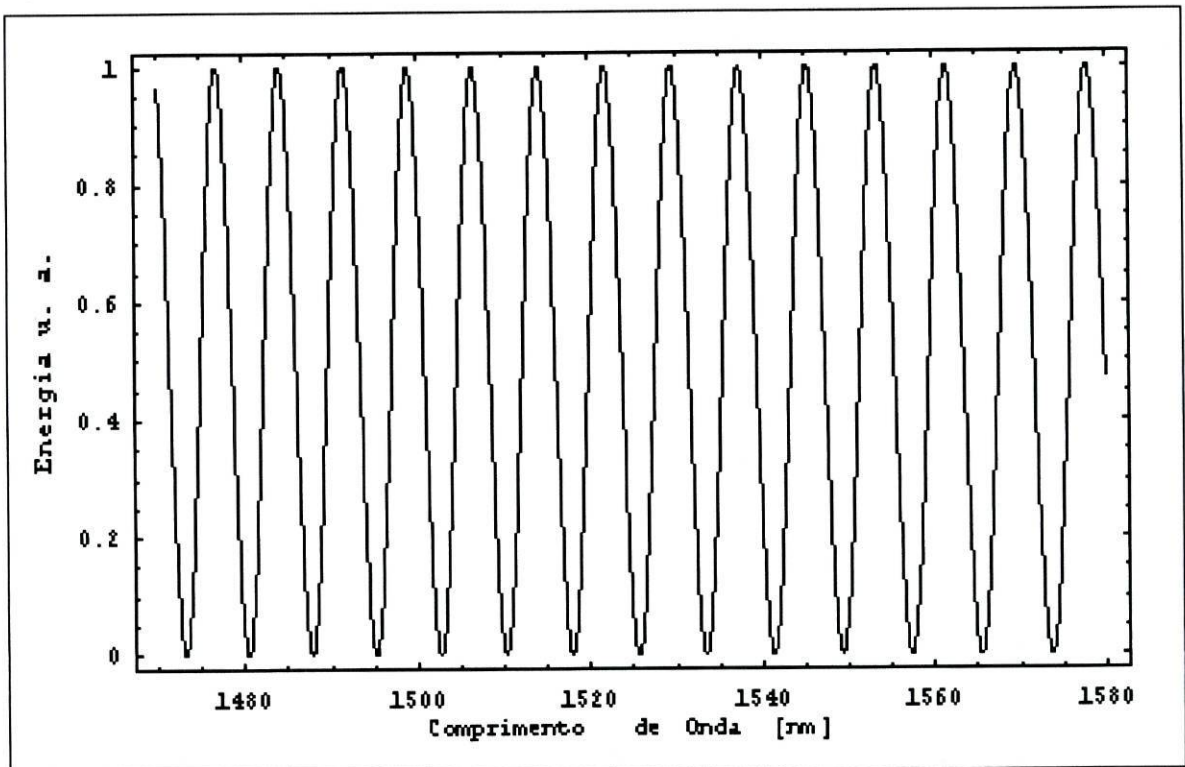


Figura-2.4.1.2: Distribuição espectral da energia à saída de um sistema que implementa o método WS. Da contagem do número de extremos resulta o valor da PMD.

Através da equação (7), com $k = 1$ (fraco acoplamento intermodal), os resultados da distribuição espectral da figura 2.4.1.2. permitem-nos quantificar o PMD da fibra bi-refringente simulada.

Como o número de extremos encontrados na gama espectral de 1470 nm a 1580 nm é de 28, o $\text{PMD} = 0,986$ ps. Este resultado apresenta um erro relativo de 1%, comparado com o DGD inicial da fibra.

A implementação do método IF, como vimos nas equações (16) e (17), é conseguida através da transformada de Fourier da distribuição espectral 2.4.1.2., assim o gráfico 2.4.1.3. representa a distribuição temporal de energia do interferograma simulado para a fibra em estudo.

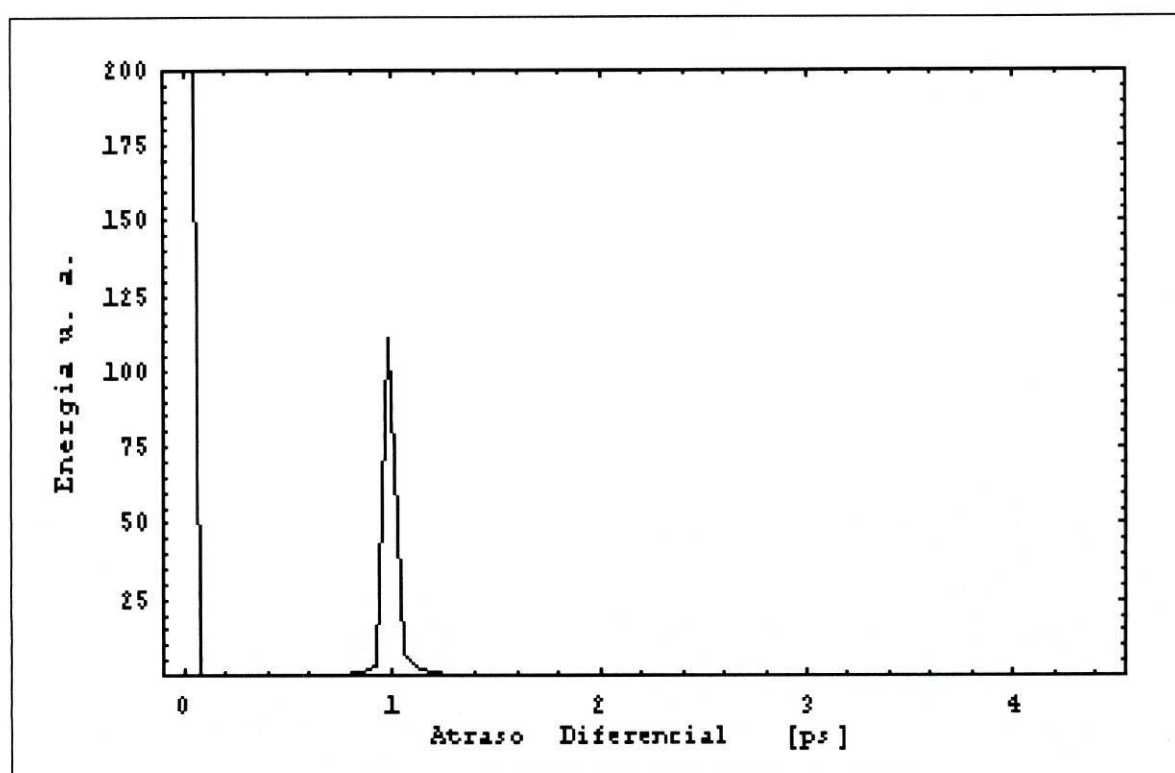


Figura-2.4.1.3: Apresentação do interferograma simulado para uma secção de fibra bi-refringente. O pico de correlação centrado em 1 ps corresponde ao DGD (PMD) dessa fibra.

No gráfico da figura 2.4.1.3. só está representada a metade direita da equação correspondente (22), pois assim é mais fácil observar o pico de correlação em 1 ps.

2.4.2. Resultados para duas fibras ópticas bi-refringentes

A apresentação dos resultados que se seguem descreve simulações, com os métodos de medição JME, WS e IF, para as medições da PMD em duas fibras bi-refringentes concatenadas, cujos DGD eram respectivamente 2 ps e 0,4 ps.

No gráfico da figura 2.4.2.1, são apresentados os resultados de simulação, pelo método JME, que correspondem ao máximo (linha contínua), ao mínimo (linha tracejada descontínua), e a um valor intermédio (linha tracejada) da PMD do par de fibras. Estas situações de mínimo, máximo e valor intermédio correspondem aos ângulos de orientação dos eixos de bi-refringência de cada uma das fibras do par, relativamente a um referencial fixo. Os pares de ângulos, para cada uma das situações referidas foram, $-\pi/2$ e $+\pi/2$, $+\pi/2$ e $+\pi/2$ e $+\pi/3$ e $+\pi/8,5$, respectivamente.

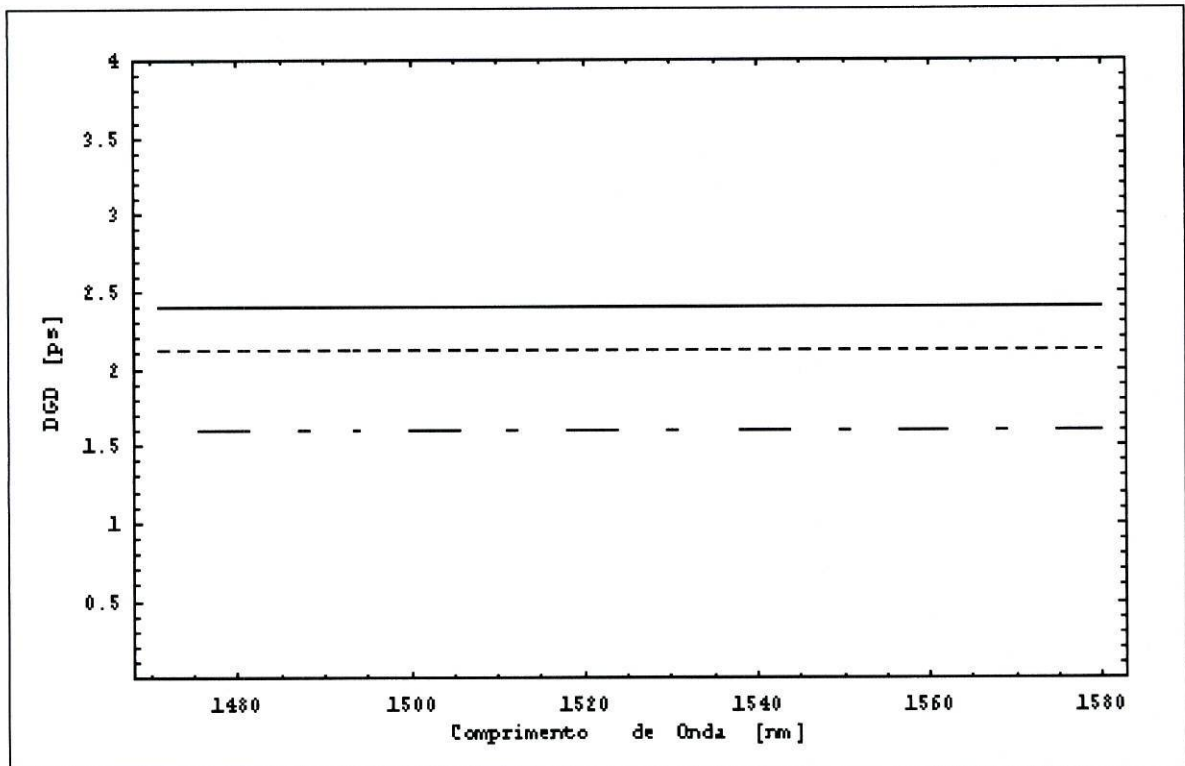


Figura-2.4.2.1: Distribuição dos DGD simulados para duas secções de fibra bi-refringente concatenadas. Os DGD especificados para cada uma das fibras foram 2 ps, 0,4 ps.

As combinações de ângulos correspondentes ao máximo (____) e ao mínimo (_____) de DGD foram obtidas com os ângulos $-\pi/2$ e $+\pi/2$, $+\pi/2$ e $\pi/2$. Para a combinação intermédia (_____) foram utilizados os ângulos $+\pi/3$ e $+\pi/8,5$.

Os dois pares de ângulos aqui mencionados para obter o máximo e o mínimo poderiam ser outros, desde que da sua combinação na equação (24) resulte como

valores para o coseno o (-1) e o $(+1)$, para as situações de mínimo e de máximo de DGD, respectivamente.

Nestas simulações os resultados encontrados para a PMD foram: 1,600 ps, para o mínimo, 2,400 ps, para o máximo, e 2,116 ps, para o valor intermédio. Note-se que os dois resultados extremos coincidem com os valores encontrados analiticamente, usando a equação (24). Mas, para o resultado intermédio, a simulação apresenta uma pequena (0,3%) discrepância relativamente à mesma equação. Da equação (24) resulta o valor 2,122 ps e da simulação numérica resulta o valor 2,116 ps, como já referimos.

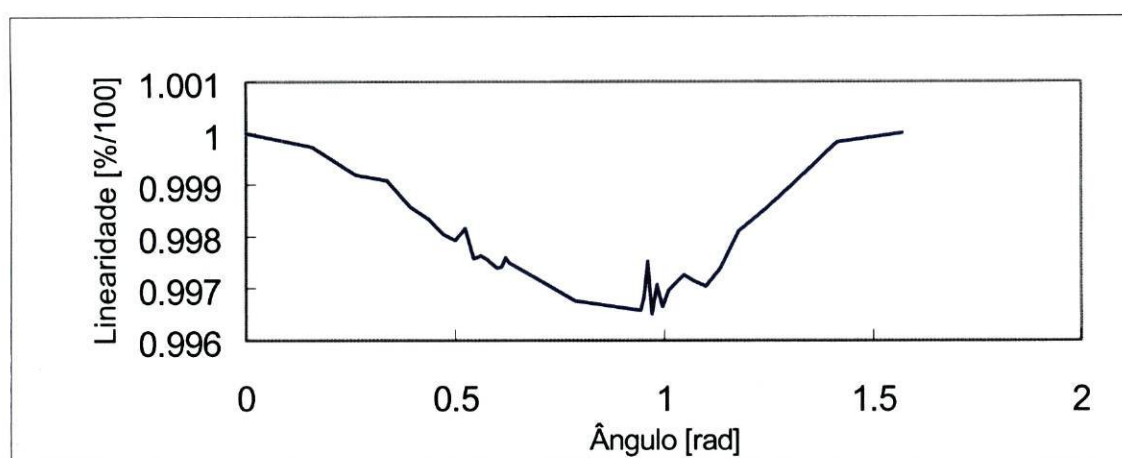


Figura-2.4.2.2: Distribuição do erro relativo entre o resultado encontrado analiticamente, equação (24), e o resultado encontrado por métodos numéricos. Observa-se coincidência nos extremos (valor 1), e discrepância em valores intermédios. O desvio máximo é de aproximadamente 0,3%.

Como podemos ver no gráfico 2.4.2.2., os resultados simulados e os cálculos analíticos sofrem uma discrepância máxima de aproximadamente 0,3%, para um diferença angular vizinha dos 0,8 radianos. Atribuímos essa discrepância ao facto de que, próximo de 0,8 radianos a derivada da distribuição de DGD, em função do ângulo, é máxima em valor absoluto, ver figura 2.4.2.3.

Na simulação para implementação do método WS obtemos as distribuições espectrais das figuras 2.4.2.4. Estas distribuições espectrais correspondem às curvas do gráfico 2.4.2.1. O gráfico 2.4.2.4-a corresponde à distribuição do máximo

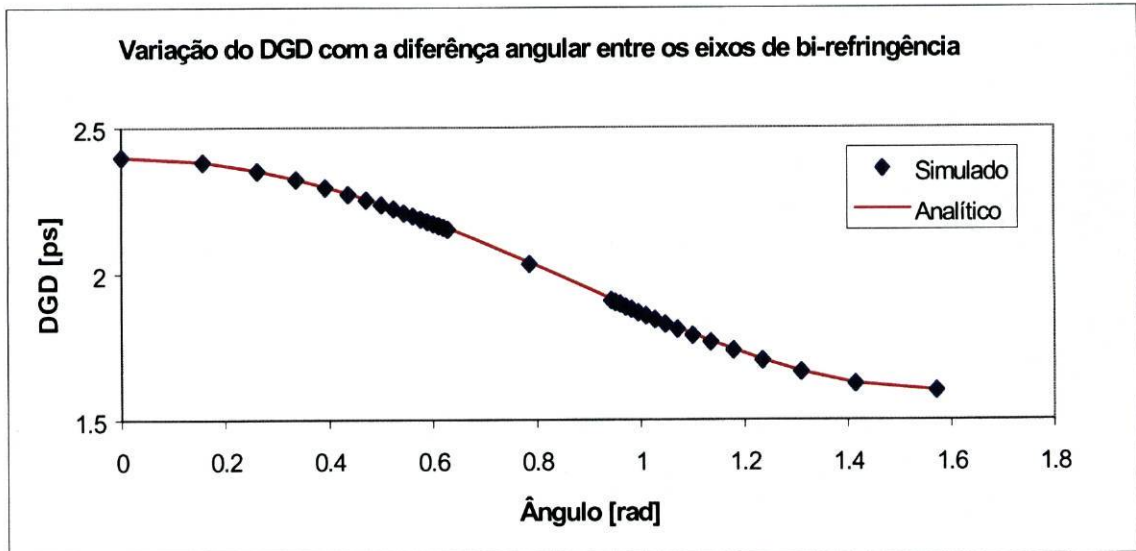


Figura-2.4.2.3: Apresentação do DGD, em função do ângulo entre os eixos de bi-refringência das duas fibras.

de DGD e o gráfico 2.4.2.4.-b corresponde à distribuição do mínimo de DGD, enquanto o gráfico 2.4.2.4.-c corresponde à distribuição intermédia de DGD.

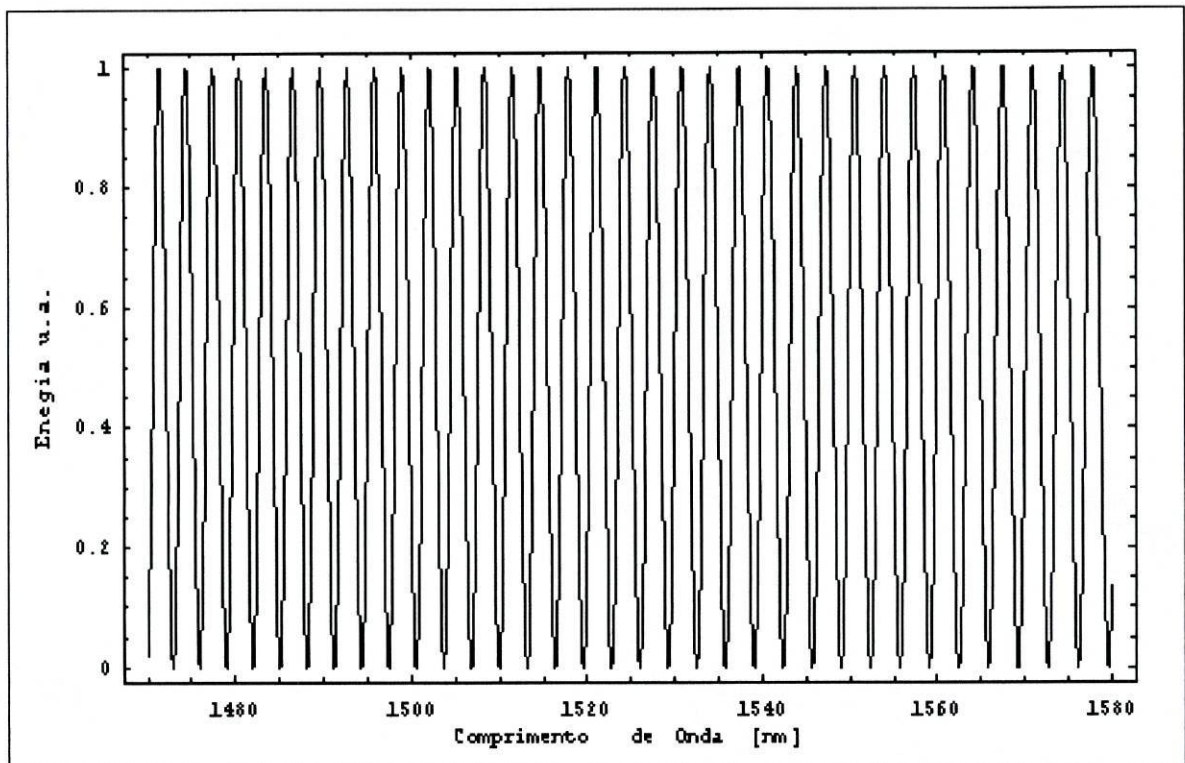


Figura-2.4.2.4-a: Distribuição espectral da energia resultante da simulação do método WS para duas secções de fibra bi-refringente, concatenadas. Os ângulos de orientação dos eixos de bi-refringência, em relação ao referencial foram $+\pi/2$ e $\pi/2$. Corresponde ao máximo de PMD.

Como já foi referido anteriormente, através da equação (7), com $k = 1$ (fraco acoplamento intermodal), os resultados das distribuições espectrais das figuras 2.4.2.4. permitem-nos quantificar o PMD das fibras bi-refringentes simuladas. Deste modo, sabendo que os gráficos 2.4.2.4.-a, 2.4.2.4.-b e 2.4.2.4.-c apresentam, respectivamente, 45, 68 e 57 extremos (máximos e mínimos), o que nos permite calcular a PMD para cada um dos casos. Assim sendo, encontramos:

- para o caso a) 1,585 ps;
- para o caso b) 2,395 ps;
- para o caso c) 2,007 ps.

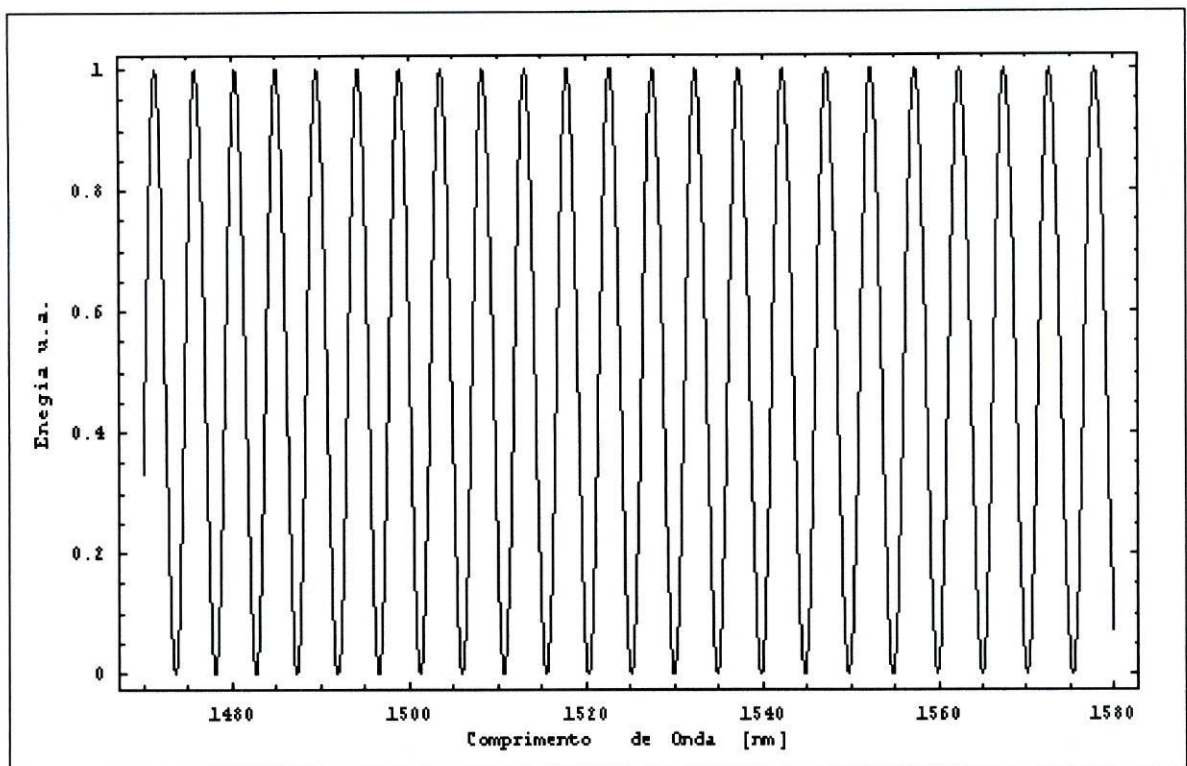


Figura-2.4.2.4-b: Distribuição espectral da energia resultante da simulação do método WS para duas secções de fibra bi-refringente concatenadas. Os ângulos de orientação dos eixos de bi-refringência, em relação ao referencial foram $-\pi/2$ e $\pi/2$. Corresponde ao mínimo de PMD.

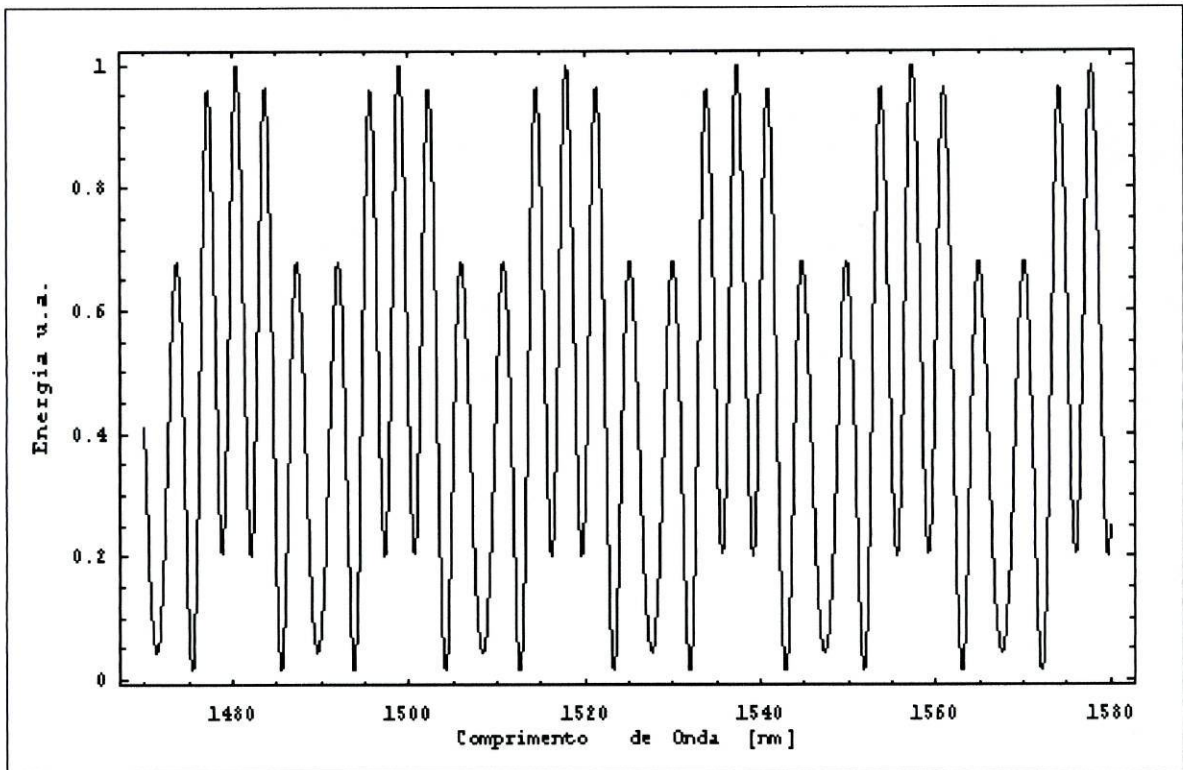


Figura-2.4.2.4-c: Distribuição espectral da energia resultante da simulação do método WS para duas secções de fibra bi-refringente, concatenadas. Os ângulos de orientação dos eixos de bi-refringência, em relação ao referencial foram $-\pi/3$ e $\pi/8,5$.

Comparando os resultados obtidos pela contagem de extremos, com os resultados analíticos, encontramos desvios de 1%, 0,2% e 5%, respectivamente para os casos (a), (b) e (c). A diminuição do desvio quando passamos do caso (a) para caso (b) deve-se ao aumento do número de extremos (passamos de 45 para 68). O aumento de extremos introduzidos no cálculo diminui a ambiguidade devida ao carácter discreto deste método de cálculo da PMD.

Seguindo o raciocínio do parágrafo anterior, o resultado (c) deveria apresentar uma divergência menor do que o resultado (a), pois comporta um número superior de extremos. Mas isso não acontece, porque como podemos observar na figura 2.4.2.5, o cálculo da PMD pelo método da contagem de extremos não segue a evolução analítica. Este comportamento pensamos que se deve ao facto de a contagem de extremos não ser suficientemente sensível para serem detectadas pequenas variações de modulação (extremos vs extremos relativos).

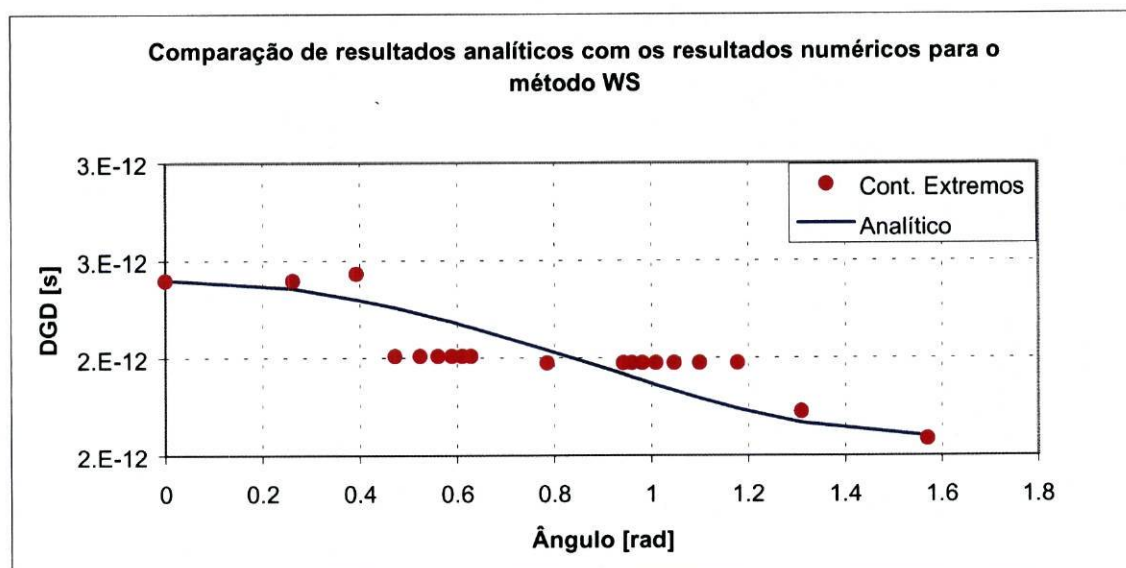


Figura-2.4.2.5.: Comparação da PMD, para duas fibras bi-refringentes concatenadas, para o método JME analítico e para o método WS com contagem de extremos.

Por exemplo, para a distribuição espectral da figura 2.4.2.4.-c obtemos uma PMD, pelo método da contagem de extremos, igual   PMD de distribuições vizinhas.

A título de exemplo, tomemos as diferenç as angulares entre os eixos de bi-refringência das duas fibras concatenadas como sendo 0,416 e 0,628 radianos. A estas duas situações correspondem os DGD, por cálculo analíticos, de 2,122 ps e 2,157 ps, respectivamente. No entanto, pelo método da contagem de extremos encontramos o mesmo valor de PMD para ambas as situações, 2,007 ps. Estes exemplos são largamente confirmadas pelos resultados apresentados na figura 2.4.2.5.

Como já referimos, a implementação do método IF é conseguida através da transformada de Fourier das distribuições espectrais obtidas no método de medição WS. Portanto transferimos a representação da distribuição de energia do domínio das frequências (comprimentos de onda) para o domínio dos atrasos temporais [24,26,27]. Na figura 2.4.2.6. apresentamos a distribuição de atrasos temporais correspondente   distribuição espectral da figura 2.4.2.4-c (corresponde às orientações angulares dos eixos de bi-refringência das duas fibras $\pi/4$ e $\pi/8,5$).

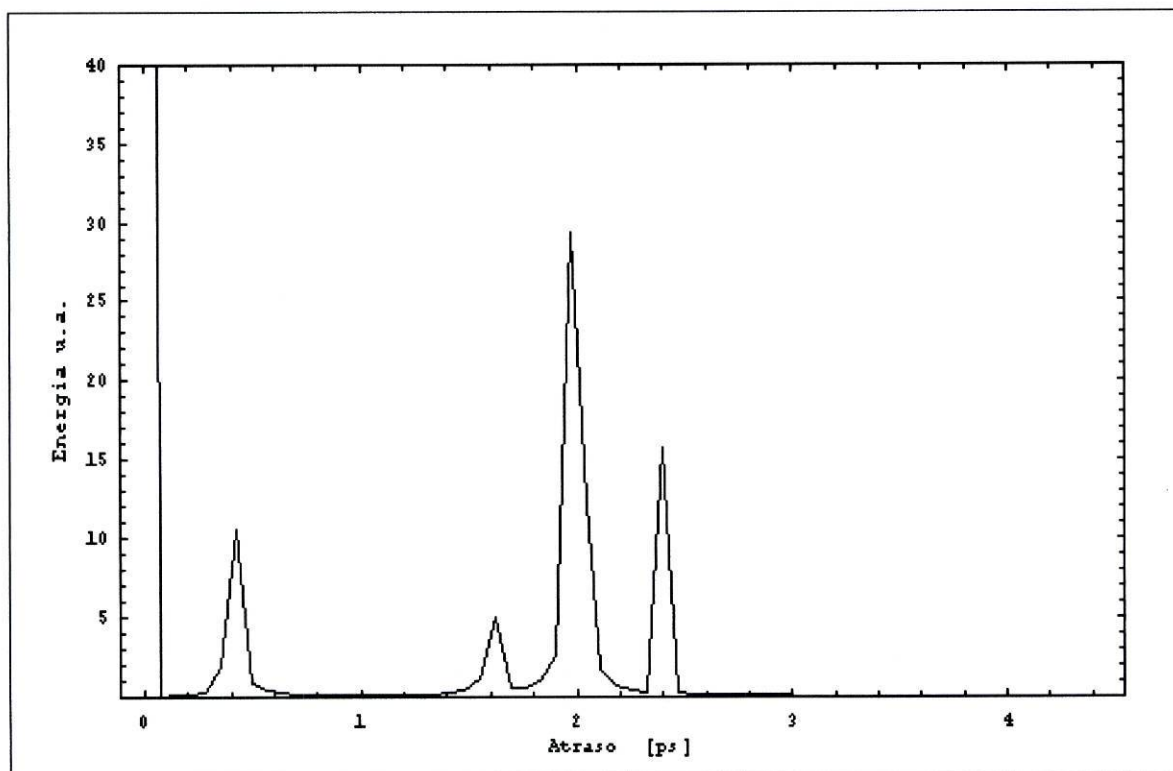


Figura-2.4.2.6.: Apresentação do interferograma simulado para duas seções de fibra bi-refringentes. Os picos de correlação estão centrados em 0,4 ps, 1,6 ps, 2 ps e 2,4 ps correspondendo aos DGD encontrados.

A distribuição gráfica da figura 2.4.2.6. ajusta-se ao exposto na equação (26), o que confirma o modelo da autocorrelação do par de fibras concatenado.

Nos gráficos da figura 2.4.2.7. são apresentados vários exemplos de interferogramas simulados, para os quais se fez evoluir a diferença angular entre os eixos de bi-refringência das duas fibras concatenadas.

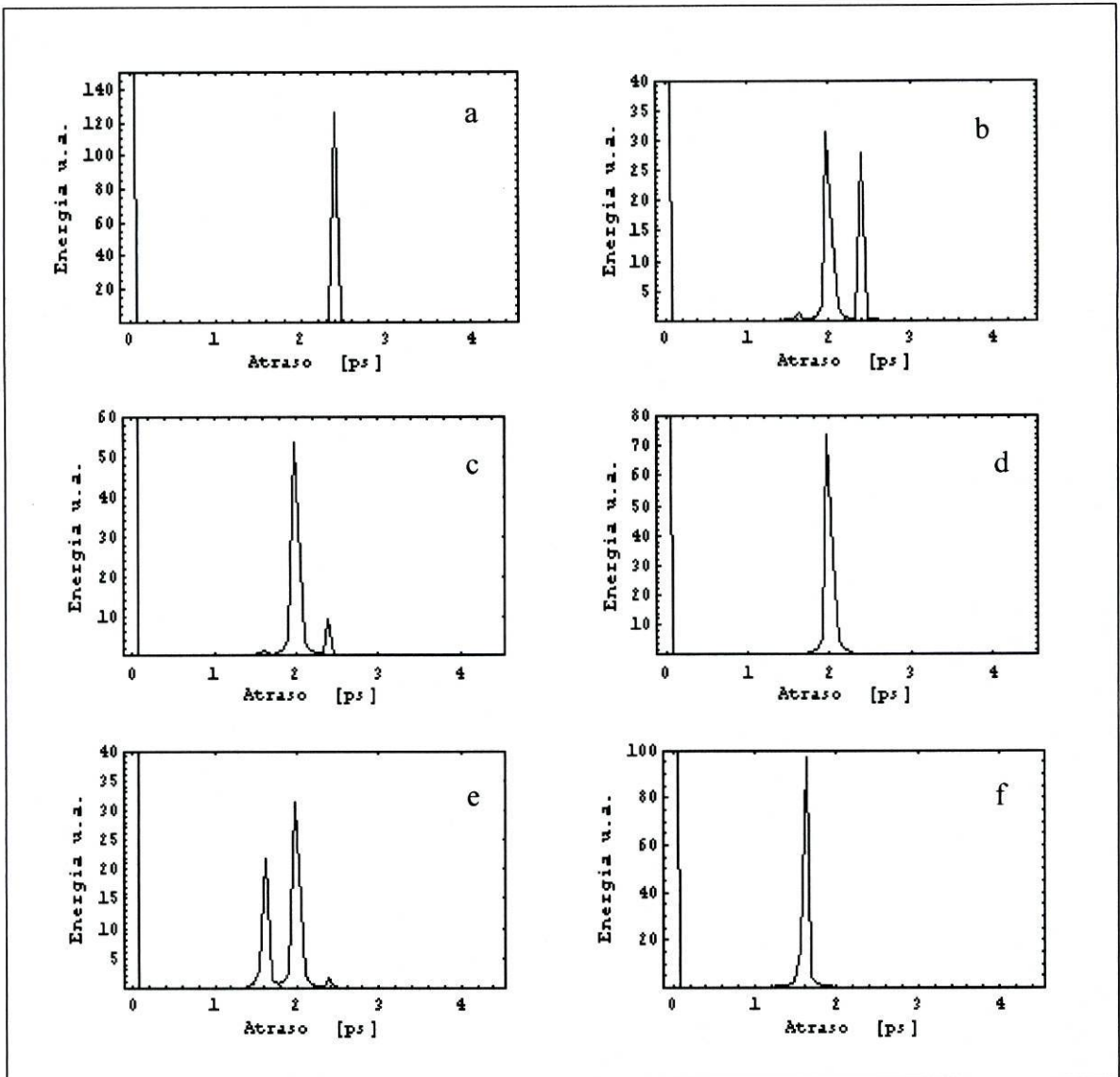


Figura-2.4.2.7.: Os interferogramas (a, b, c, d, e, f) foram simulado para duas secções de fibra bi-refringente concatenadas, O DGD de cada uma das fibras era 2 ps e 0,4 ps. Cada um dos interferogramas corresponde a um posicionamento angular relativo entre as duas fibras, foram eles $\pi/4 - \pi/4$, $\pi/4 - \pi/10$, $\pi/4 - \pi/16$, $\pi/4 - 0$, $\pi/4 + \pi/10$ e $\pi/4 + \pi/10$, para os gráficos a, b, c, d, e, f, respectivamente.

Importa referir que os gráficos (a) e (f) da figura 2.4.2.7. correspondem, respectivamente, às distribuições espectrais (a) e (b) das figuras 2.4.2.4. Todas as representações de interferogramas intermédios (b, c, d, e) possuem correspondência nos pontos de DGD explicitados em torno de 0,8 radianos, no gráfico da figura 2.4.2.5.

2.4.3. Resultados para três fibras ópticas bi-refringentes

A apresentação de resultados referentes à concatenação de três secções de fibra óptica bi-refringente, usando novamente os três métodos de medição (JME, WS, IF), prende-se com o facto de que se trata do primeiro sistema de modelização simples sobre medição da PMD, no qual se observa dependência do DGD no comprimento de onda. Mas também, com esta nova modelização podemos verificar, uma vez mais, de que forma se relacionam os resultados provenientes dos diferentes modelos de sistemas de medição.

Na figura 2.4.3.1-a. podemos observar a evolução do DGD com o comprimento de onda para as três secções de fibra óptica bi-refringente concatenadas. Cada uma dessas três secções de fibra possui os seus respectivos DGD e ângulos de orientação dos eixos de bi-refringência, relativamente a um referencial fixo (ver legenda do gráfico da figura 2.4.3.1-a.). Contrariamente aos casos analisados nos

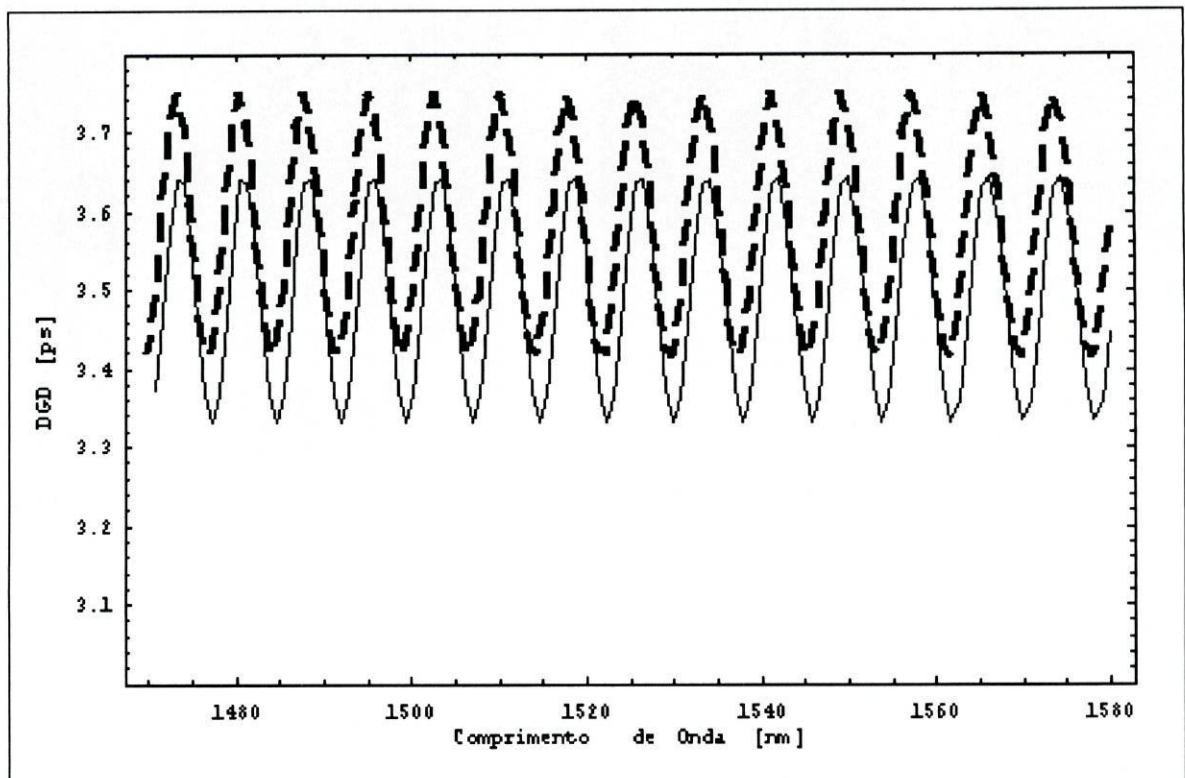


Figura-2.4.3.1-a.: Distribuição dos DGD, em função do comprimento de onda, para 3 secções de fibra óptica bi-refringentes concatenadas. Os DGD de cada uma das três fibras era 0,2 ps, 1 ps e 4 ps, e a orientação respectiva dos eixos de bi-refringência de cada uma das fibras era $\pi/6$, $\pi/3$ e $2\pi/3$ radianos, respectivamente. Os resultados simulados numericamente (—), são comparados com os resultados obtidos através da equação (28) (---).

dois pontos imediatamente anteriores, agora o DGD apresenta uma modulação em função do comprimento de onda. Essa modulação está de acordo com o previsto na equação (28), onde se explicita que a frequência de modulação na distribuição espectral de DGD é determinada pelo DGD da fibra que se encontra colocada entre as duas fibras laterais (no capítulo 2.3. é dada uma explicação conceptual para a existência da flutuação do DGD no caso das três fibras concatenadas).

No gráfico da figura 2.4.3.1-a. podemos comparar os resultados da simulação numérica (linha contínua), com os resultados obtidos através a equação (28) (linha tracejada). Observa-se uma discrepância significativa. Por definição [27,28,29], a PMD para o conjunto das três fibras ópticas concatenadas é dada pela média dos DGD apresentados na distribuição espectral da figura 2.4.3.1-a, multiplicado pela constante (1,085). Assim, os valores da PMD encontrados para cada um dos casos foram 3,79 ps e 3,88 ps, respectivamente. Com um erro relativo de 2,3%.

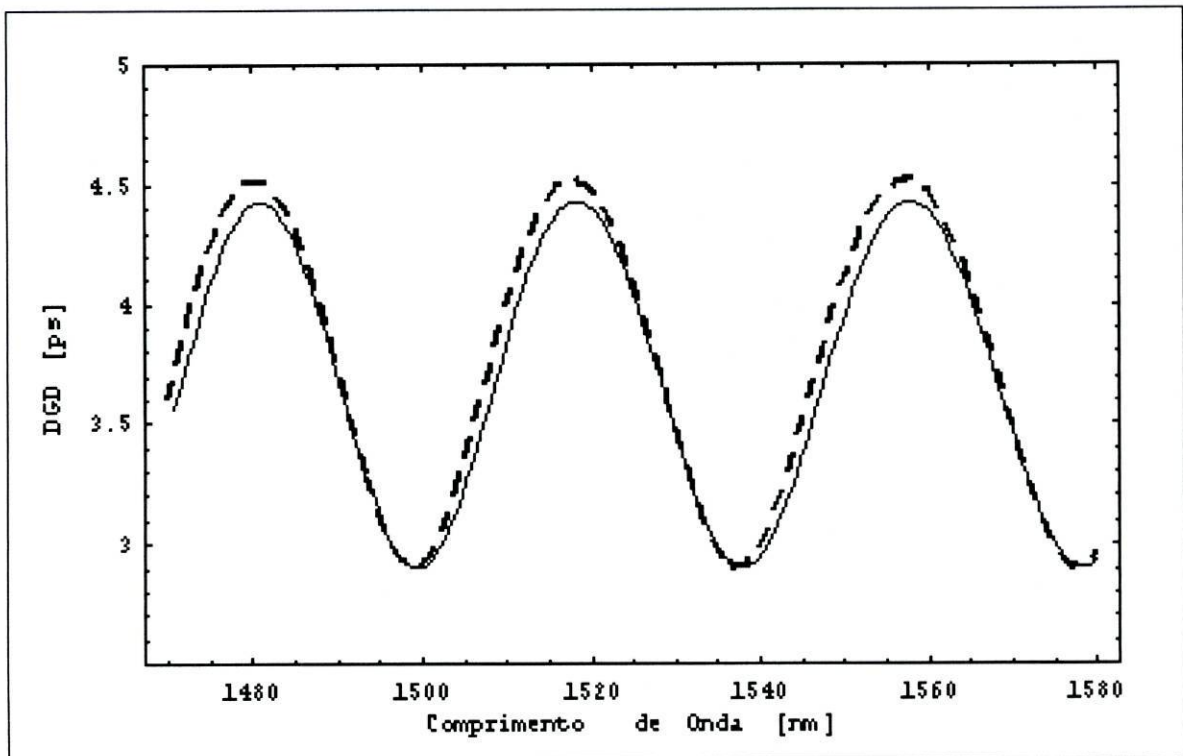


Figura-2.4.3.1-b.: Distribuição dos DGD, em função do comprimento de onda, para 3 seções de fibra óptica bi-refringentes concatenadas. Os DGD de cada uma das três fibras era 1,0 ps, 0,2 ps e 4 ps, e a orientação respectiva dos eixos de bi-refringência de cada uma das fibras era $\pi/6$, $\pi/3$ e $2\pi/3$ radianos, respectivamente. Os resultados simulados numericamente (—), são comparados com os resultados obtidos através da equação (28) (---).

No gráfico da figura 2.4.3.1-b, temos as mesmas fibras da apresentação anterior, mas agora a fibra colocada no meio foi aquela que apresenta um DGD de 0,2 ps,

(mudou de posição com a fibra de 1,0 ps). A concordância entre o resultado simulado e o resultado obtido com a equação (28) é maior. Efectivamente, agora as PMD para as duas situações são respectivamente 4,03 ps e 4,10 ps. Com um erro relativo de 1,7%.

Parece-nos evidente que as discrepância encontradas se devem ao cálculo discreto das derivadas nas matrizes de Jones. Para evidenciarmos melhor esta hipótese decidimos executar simulações em conjuntos de três fibras concatenadas, cujos DGD eram 1,08 ps, 0,307 ps e 1,35 ps, respectivamente, (estes são os DGD de algumas das fibras ópticas aplicadas nas experiências do capítulo 3), os ângulos de orientação entre as fibras foram, $\pi/6$, $\pi/3$ e $2\pi/3$. Nestas simulações fizemos variar o número total de amostras adquiridas em toda a janela espectral (de 1470 nm a 1580 nm). A sequência de amostragem foi 50, 100, 200 e 400 amostras (quanto mais apertada for a amostragem, mais rapidamente conseguiremos a convergência nas derivadas numéricas das matrizes de Jones, ver equações (4) e (5)). Os erros relativos encontrados nas comparações dos resultados obtidos pelas simulações numéricas e pela equação (28), foram respectivamente 18%, 3%, 0,6% e 0,05%. Esses mesmos resultados são explicitados no gráfico da figura 2.4.3.1-c.

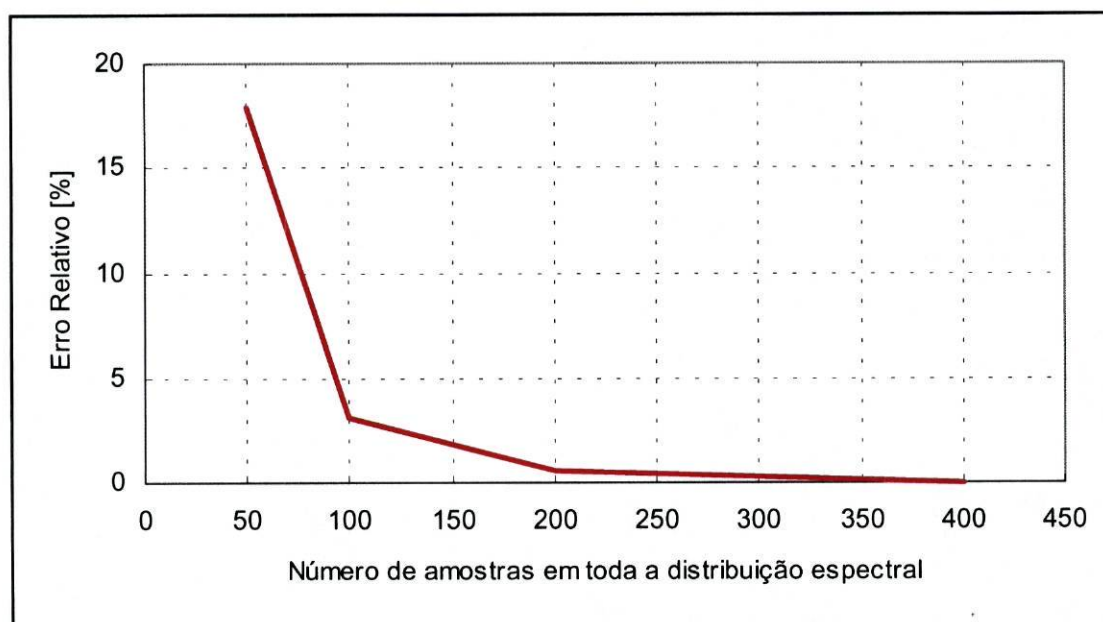


Figura-2.4.3.1-c.: Variação do erro relativo entre os resultados das simulações numéricas e os resultados da equação (28), para 3 secções de fibra óptica bi-refringentes concatenadas. Os DGD de cada uma das três fibras era 1,08 ps, 0,307 ps e 1,35 ps, e a orientação respectiva dos eixos de bi-refringência de cada uma das fibras era $\pi/6$, $\pi/3$ e $2\pi/3$ radianos, respectivamente.

Nos gráficos das figuras 2.4.3.1-d e 2.4.3.1-e, são apresentados os resultados comparativos para simulações efectuadas com 50 e 400 amostras, sobre a distribuição espectral.

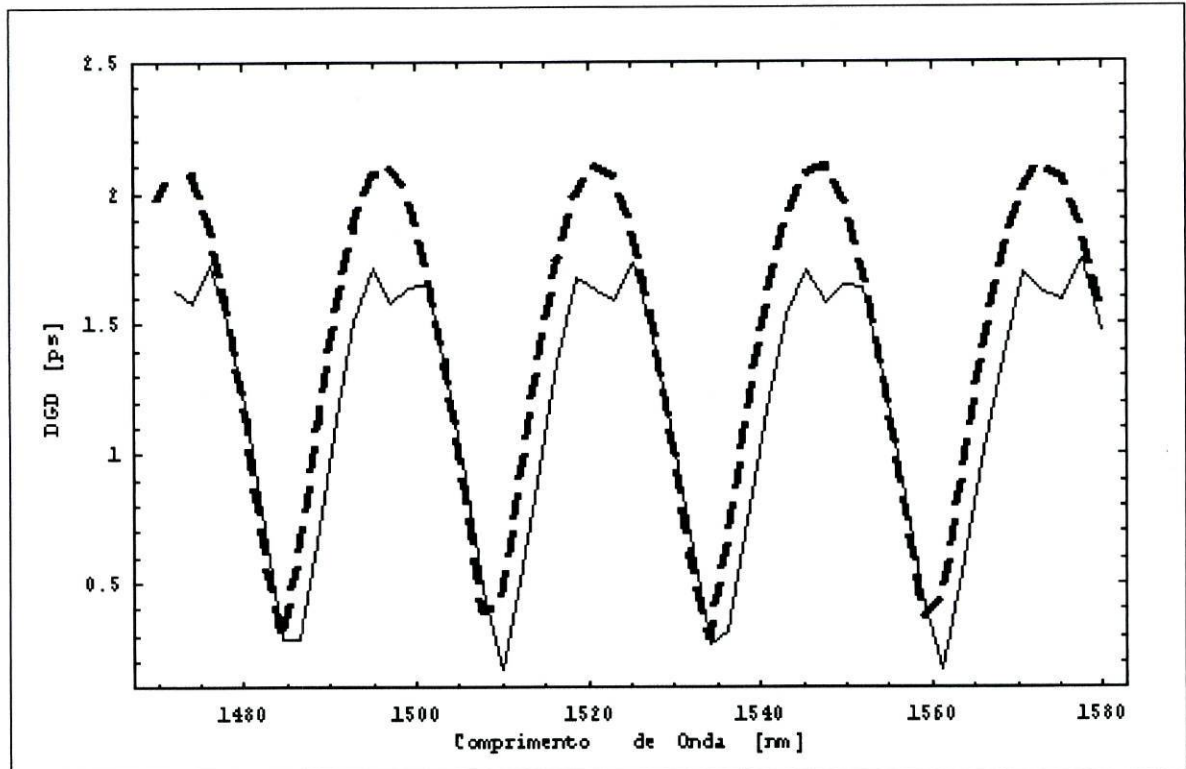


Figura-2.4.3.1-d.: Distribuição dos DGD, em função do comprimento de onda, para 3 seções de fibra óptica bi-refringentes concatenadas. Os DGD de cada uma das três fibras era 1,08 ps, 0,307 ps e 1,35 ps, e a orientação respectiva dos eixos de bi-refringência de cada uma das fibras era $\pi/6$, $\pi/3$ e $2\pi/3$ radianos, respectivamente. Os resultados simulados numericamente (___), são comparados com os resultados obtidos através da equação (28) (____). Simulações com 50 amostras.

Portanto, comparando os resultados obtidos nos gráficos 2.4.3.1-c, 2.4.3.1-d e 2.4.3.1-e, podemos concluir que amostragem influencia de forma substancial os resultados das simulações efectuadas. A única operação que nos parece crítica em todo o processo de simulação, e facilmente influenciável pela amostragem espectral, é a determinação discreta das derivadas das matrizes de Jones (5).

Gostaríamos de salientar, com especial relevâncias, que os resultados provenientes das simulações com 100 amostras relacionam-se com as medições apresentadas no capítulo 3. Praticamente todas as medições foram efectuadas com 100 amostras, num intervalo entre 1470 nm e 1580 nm.

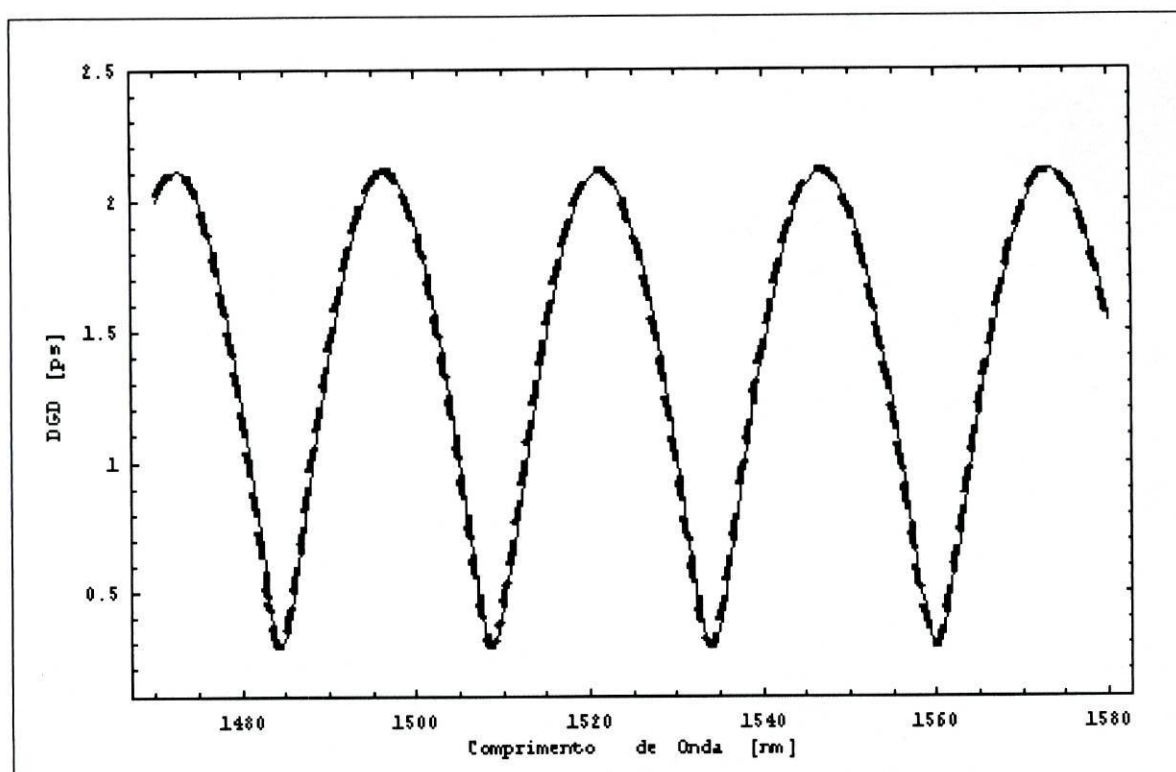


Figura-2.4.3.1-e.: Distribuição dos DGD, em função do comprimento de onda, para 3 secções de fibra óptica bi-refringentes concatenadas. Os DGD de cada uma das três fibras era 1,08 ps, 0,307 ps e 1,35 ps, e a orientação respectiva dos eixos de bi-refringência de cada uma das fibras era $\pi/6$, $\pi/3$ e $2\pi/3$ radianos, respectivamente. Os resultados simulados numericamente (—), são comparados com os resultados obtidos através da equação (28) (---). Simulações com 400 amostras.

No gráfico da figura 2.4.3.2. é feita a apresentação da distribuição espectral resultante da simulação WS para o conjunto das três fibras concatenadas, descritas nos parágrafos anteriores.

Na distribuição da figura 2.4.3.2. existem 113 extremos que nos permitem obter uma PMD igual a 3,9793 ps (ver equação (7)), nesta situação, para uma primeira abordagem, assumimos que o factor de acoplamento intermodal é $k = 1$.

Assumindo que o resultado reportado pela simulação do método JME é o mais correcto (atendendo à definição da metodologia para encontrar os estados principais de polarização PSP), então se calcularmos a razão entre esse primeiro resultado (proveniente do método JME) e o resultado reportado na simulação do método WS, devemos encontrar o factor (k) para o acoplamento intermodal presente neste modelo de simulação. Assim, o factor (k) para este caso particular, é igual a 0,952. Portanto, à luz do exposto no capítulo 2.2.2, o factor (k) aqui encontrado é aceitável, pois está contido no intervalo $[1; 0,824[$.

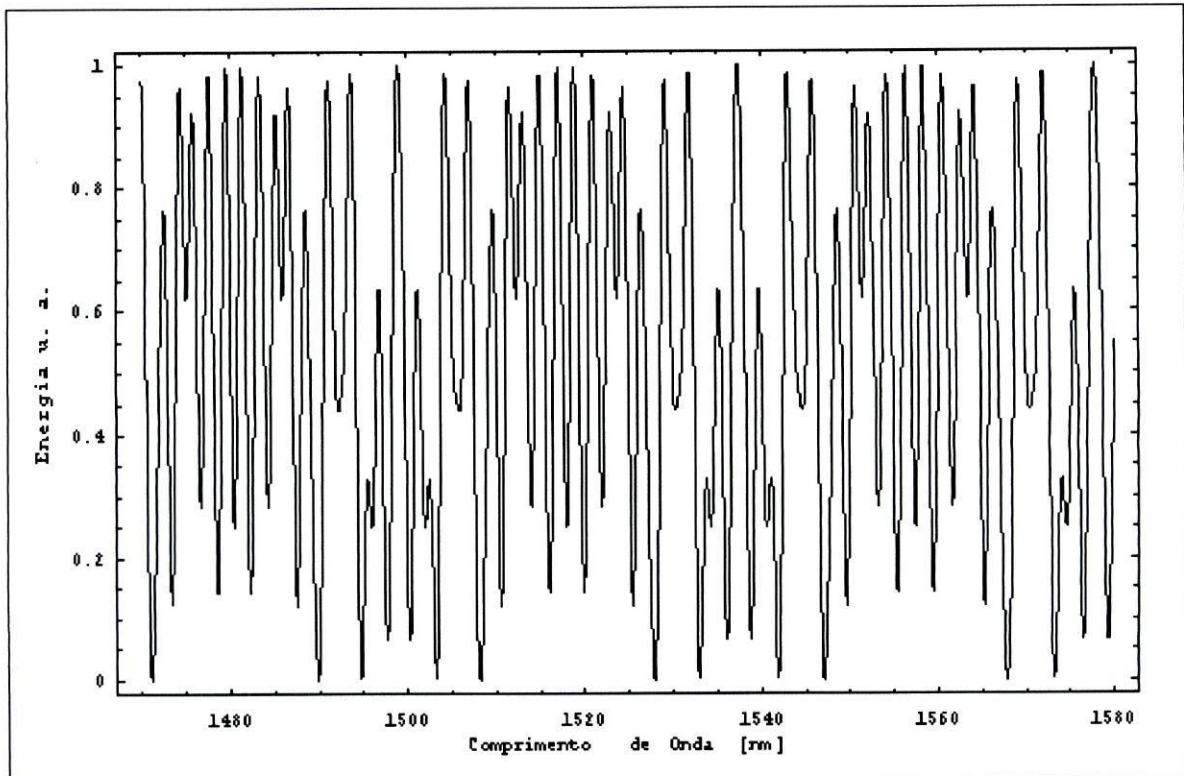


Figura-2.4.3.2: Distribuição espectral da energia resultante da simulação do método WS para três seções de fibra bi-refringente concatenadas. Os ângulos de orientação dos eixos de bi-refringência, em relação a um referencial fixo, foram $\pi/6$, $\pi/3$ e $2\pi/3$, e os DGD das mesmas fibras foram 0,4 ps, 1 ps e 4 ps.

Da mesma forma que no caso da concatenação de duas fibras, decidimos comparar os resultados das simulações efectuadas pelos métodos JME e WS. No gráfico 2.4.3.3., podemos observar como evolui a PMD calculada utilizando os dois métodos de medição. Neste caso particular, a variação da PMD foi conseguida modificando o ângulo de orientação do eixo de bi-refringência da fibra colocada no meio, essa variação foi desde $[-\pi/3; \pi/3]$ radianos.

Note-se que a maior divergência entre os dois tipos de resultados apresentados no gráfico 2.4.3.3. acontece para o casos em que a PMD é maior. Uma PMD maior significa um número de extremos maior. Portanto, a ambiguidade da contagem discreta não é a única responsável pela discrepância. Assim, voltando ao pressuposto anteriormente estabelecido, em que se assume que as simulações do método JME são a referência,

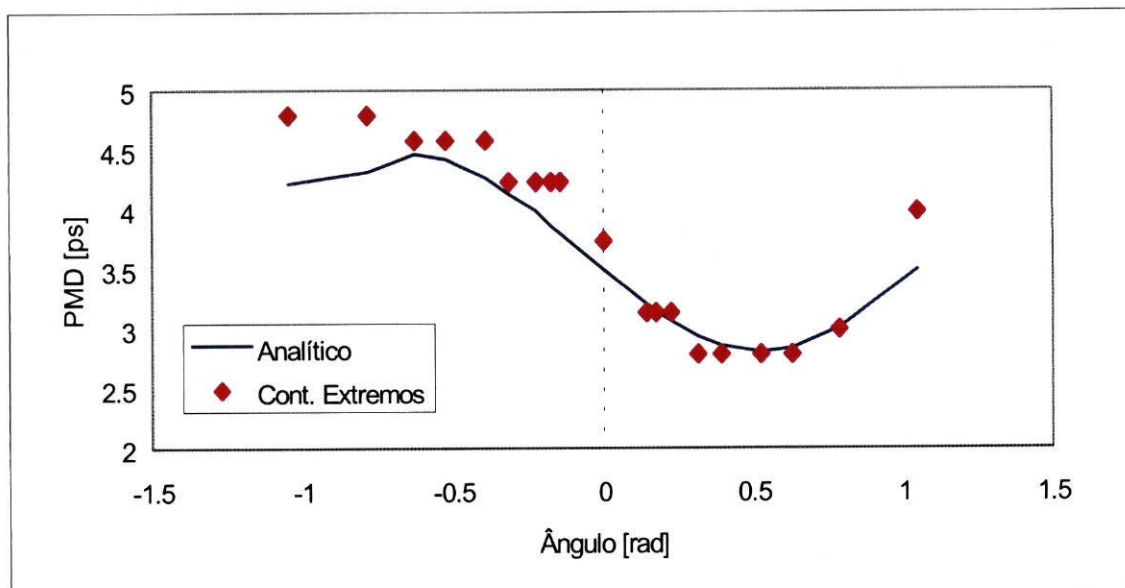


Figura-2.4.3.3: Comparação dos resultados obtidos nas simulações dos métodos JME e WS, para três secções de fibra bi-refringente concatenadas. Os ângulos de orientação dos eixos de bi-refringência, em relação ao referencial do laboratório foram $\pi/6$, $[-\pi/3; \pi/3]$ e $2\pi/3$, e os DGD das mesmas fibras foram 0,4 ps, 1 ps e 4 ps.

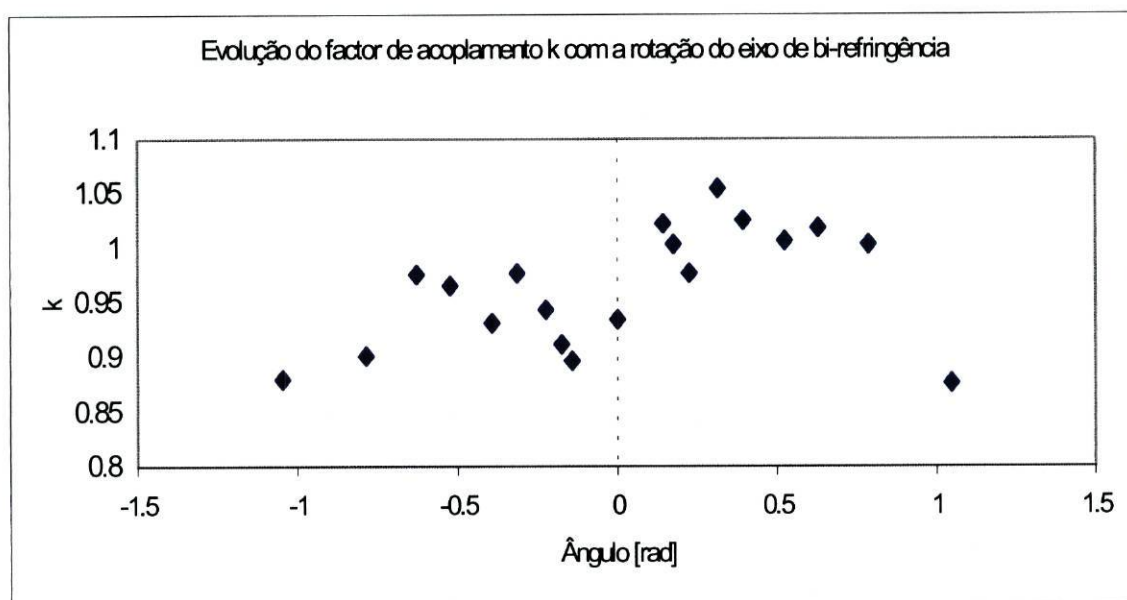


Figura-2.4.3.4: Factores de acoplamento intermodal (k) obtidos nas simulações dos métodos JME e WS, para três secções de fibra bi-refringente concatenadas. Para a obtenção destes resultados provocou-se a rotação do eixo de bi-refringência da fibra intermédia.

então a razão entre os resultados da simulação WS e a simulação JME permite-nos determinar o factor de acoplamento intermodal (k). Na figura 2.4.3.4, é apresentada a distribuição de factores (k) para cada uma das situações em que se rodou o ângulo do eixo de bi-refringência da fibra central. Alguns dos valores indicados na figura 2.4.3.4. são maiores do que a unidade. Mas não encontramos nenhum valor

menor do que 0,824. O valor médio do conjunto de factores (k), no intervalo de $-\pi/3$ a $\pi/3$ radianos, é 0,964 (Isto significa que, numa escala entre 0%, para acoplamento intermodal nulo, e 100%, para acoplamento intermodal máximo, para esta situação temos um acoplamento intermodal médio de 20%).

Na implementação do método IF, os resultados apresentados na figura 2.4.3.5. ilustram a distribuição de picos de correlação de um interferograma simulado a partir da distribuição espectral apresentada na figura 2.4.3.2. (conforme o estabelecido na equação (18)) Nesse interferograma são apresentados como principais picos de correlação aqueles que correspondem aos DGD das fibras bi-refringentes concatenadas (0,2 ps, 1 ps e 4 ps).

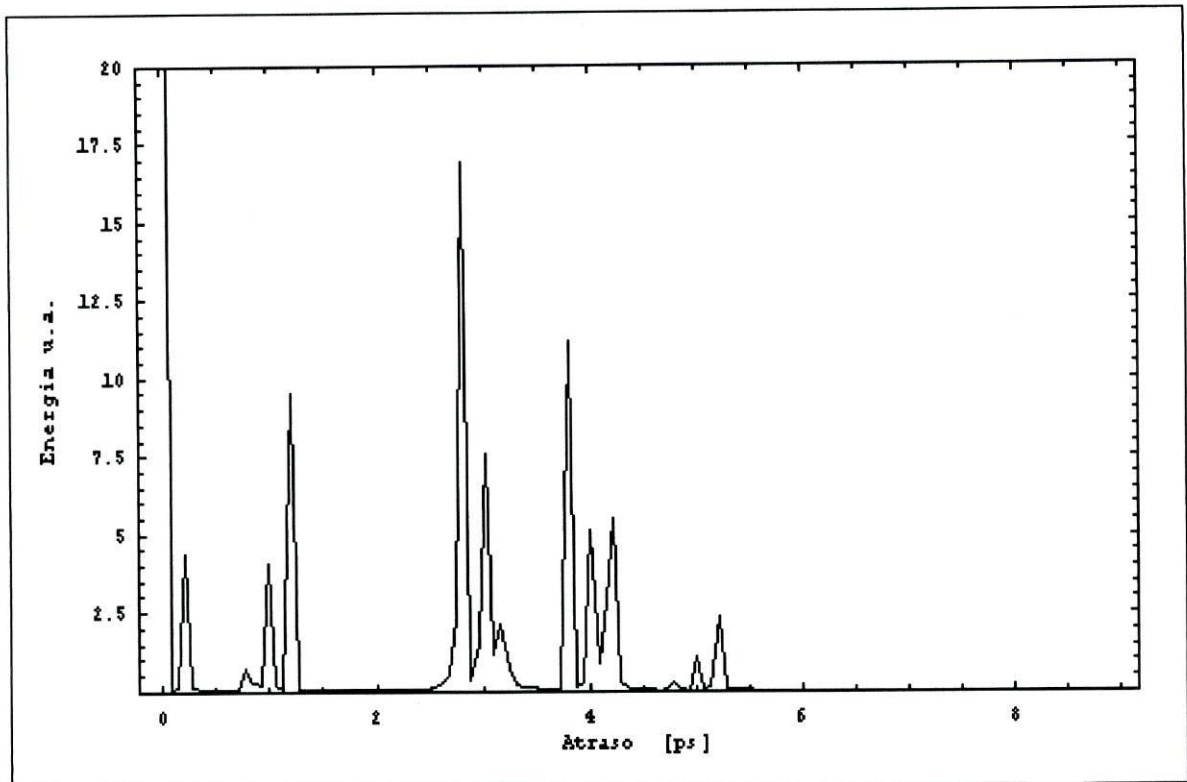


Figura-2.4.3.5: Apresentação do interferograma simulado para três secções de fibra bi-refringentes concatenadas. Os picos principais de correlação estão centrados em 0,2 ps, 1 ps e 4 ps correspondendo aos DGD de cada uma das secções de fibra óptica bi-refringente.

A presença dos restantes picos, adjacentes ao principais, está conforme com o estabelecido na equação (29) que descreve analiticamente o interferograma correspondente à concatenação de três fibras bi-refringentes.

Comparando os vários resultados obtidos para cada um dos três modelos (uma, duas e três fibras concatenadas) podemos observar os seguintes aspectos:

- O método de medição JME, análise dos valores próprios das matrizes de Jones apresenta-se como a metodologia mais robusta para a determinação da PMD, tanto no casos mais simples (uma fibra), como nos casos mais elaborados (duas e três fibras) que já requerem algum tratamento estatístico.
- O método de medição WS, apresenta igualmente grande robustez no tratamento de resultados, mas ao mesmo tempo apresenta baixo poder discriminatório perante componentes de DGD relativamente pequenas. Para além disso existe uma dificuldade acrescida devido à necessidade de estabelecer um valor para o factor (k) de acoplamento intermodal.
- No método de medição interferométrico (IF), podemos observar que é fácil determinar a PMD para uma simples secção de fibra óptica bi-refringente. Mas quando a complexidade do modelo cresce para duas e três fibras concatenadas, apesar de ainda ser simples discriminar os DGD de cada uma das secções de fibra, torna-se difícil decidir qual será a PMD do conjunto. Normalmente, os sistemas de medição IF socorrem-se de algoritmos bastante sofisticados [30] para proceder ao cálculo da PMD. Pela complexidade inerente, esses algoritmos podem ser também uma limitação acrescida, especialmente se estão embebidos nos sistemas de medição, via “software”, e não existe forma, directa ou indirecta, para investigar a sua robustez.

2.4.4. Resultados para dez fibras ópticas bi-refringentes

Todas as simulações executadas até ao momento tinham por finalidade verificar a consistência dos modelos matemáticos implementados, por um lado, e por outro tentar salientar algumas das vantagens e dificuldades dos três métodos de medição da PMD proposto para a análise neste trabalho.

Para nos podermos aproximar dos modelos de simulação de fibras ópticas com forte acoplamento intermodal, como é o caso das fibras normalizadas para telecomunicações, devemos migrar para modelos baseados na concatenação de um número elevado de secções de fibra óptica com elevada bi-refringência, concatenadas entre si, com ângulos e DGD aleatórios. Os modelos de simulação propostos pela bibliografia [6,21] baseiam-se nesta estratégia.

No trabalho que executamos tentamos obter alguma similitude com os resultados publicados por diversos autores [28,29,31], aplicando um modelo de simulação baseado unicamente em dez secções de fibra óptica concatenadas entre si, com ângulos e DGD aleatórios (DGD a variar entre 0 ps e 1 ps, ângulos a variar entre 0 radianos e π radianos). Os resultados que vamos apresentar provêm da média de 10, 13 e mais 13 conjuntos de medições, para o método JME, WS e IF, respectivamente.

Na figura 2.4.4.1. faz-se a apresentação de um exemplo de simulação da medição da PMD pelo método JME sobre um conjunto de 10 secções de fibra óptica bi-refringente concatenadas.

Na figura 2.4.4.2. faz-se a apresentação do histograma correspondente à distribuição de frequências dos DGD encontrados nas 10 simulações. A envolvente do histograma corresponde à distribuição de Maxwell (equação (32)) calculada para essa mesma distribuição de frequências.

$$v(\tau) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\tau^2}{\sigma^3} \text{Exp}\left(\frac{-\tau^2}{2\sigma^2}\right) \quad (32)$$

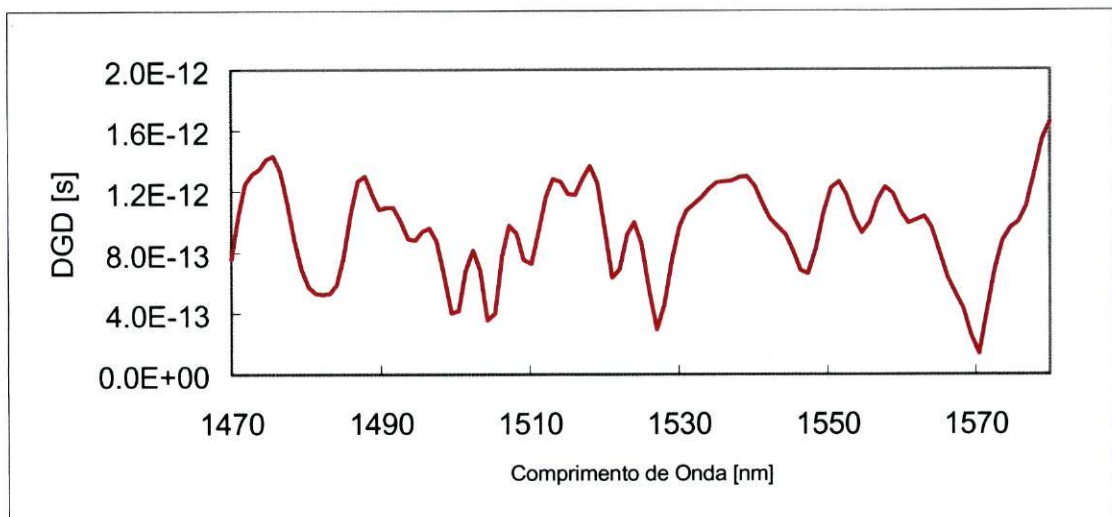


Figura-2.4.4.1: Distribuição do DGD, em função do comprimento de onda, para 10 secções de fibras óptica bi-refringentes concatenadas. O DGD de cada uma das 10 secções de fibra estava contido, aleatoriamente, no intervalo [0 ps; 1ps], e a orientação respectiva do eixo de bi-refringência de cada uma das fibras estava contida, aleatoriamente, no intervalo [0; π] radianos.

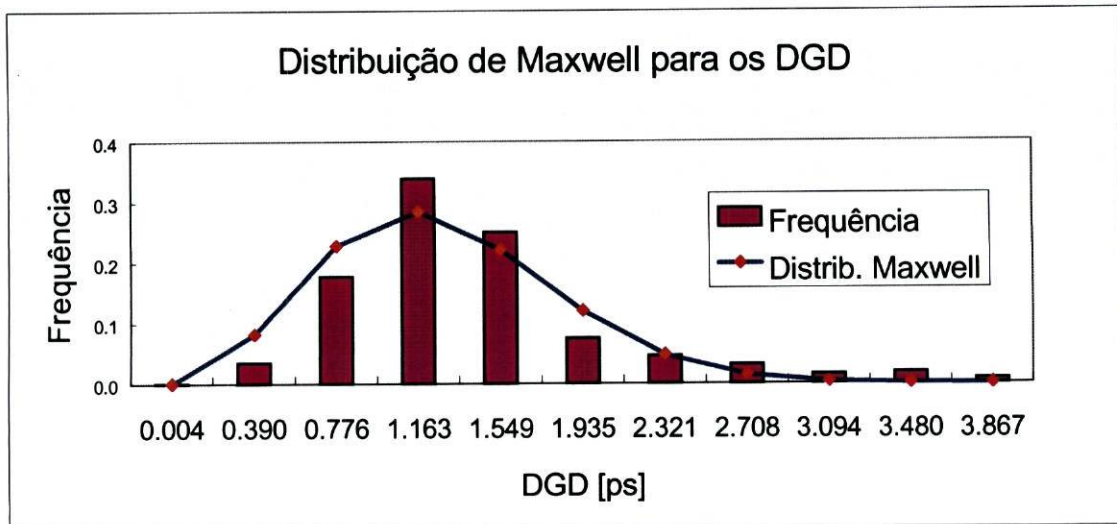


Figura-2.4.4.2: Apresentação do histograma correspondente à distribuição de frequências dos DGD, no caso das simulações de dez secções de fibra óptica bi-refringente. A envolvente corresponde à distribuição de Maxwell calculada em função do parâmetro estatístico σ correspondente às distribuições de DGD.

Na equação (32) a constante σ é calculada à custa das distribuições de DGD encontradas em cada uma das simulações. O cálculo desta constante é conseguido através da equação (33) [28,30].

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\tau_i)^2}{3N}} \quad (33)$$

Onde N é número de amostras, e τ_i é o DGD da amostra i .

A proposta de uma distribuição de frequências, ou densidade de probabilidade, obedecendo à equação de Maxwell, foi introduzida em várias publicações [28,29,30,31,32], como sendo a forma mais adequada para descrever a densidade de probabilidade dos DGD em fibras ópticas com forte acoplamento intermodal e aleatório.

Uma distribuição do tipo da função de Maxwell, para a densidade de probabilidade dos estados principais de polarização (DGD), é explicada pelo facto de os DGD resultarem da soma quadrática dos valores absolutos das três componentes do vector $\vec{\Omega}$ (vector de Stokes), os quais apresentam distribuições estatísticas normais (segundo a função de Gauss) [31].

Aplicando o teste do Qui-quadrado de Pearson (resultando $\chi^2 = 1,72$), e atendendo que na distribuição da figura 2.4.4.2. temos 11 intervalos de frequência, o que

corresponde a 10 graus de liberdade, o percentil associado será menor do que 0,5%. Isto significa que a equação de Maxwell descreve adequadamente a densidade de probabilidades apresentada no histograma, e simultaneamente significa que efectivamente os resultados das simulações correspondem a um modelo de fibra óptica com forte acoplamento intermodal aleatório [28,29,30,31].

O resultado encontrado para a PMD, pelo método JME, resulta do valor médio de todos os DGD encontrados ao longo de toda a janela espectral utilizada para a simulação. Neste trabalho, como já foi referido, executamos 10 simulações sobre o conjunto de 10 secções de fibra óptica concatenadas. A média dos valores encontrados nas simulações foi $\langle \tau \rangle = 1,22 \text{ ps} \pm 0,25 \text{ ps}$. Mas porque estamos perante um resultado onde o acoplamento intermodal é elevado [24,28,29], a PMD será dada pela equação (34)

$$PMD = \sqrt{\frac{3\pi}{8}} \langle \tau \rangle \quad (34)$$

Portanto, a $PMD = 1,32 \text{ ps} \pm 0,27 \text{ ps}$.

Na figura 2.4.4.3. faz-se a apresentação de um resultado de simulação para o método de medição WS. Da mesma forma que no caso anterior, o modelo sujeito a simulação consistiu no conjunto das dez fibras concatenadas, com os requisitos anteriormente referidos. Neste caso foram simuladas 13 situações diferentes para as quais se obtiveram distribuições espectrais como a que vemos na figura 2.4.4.3.

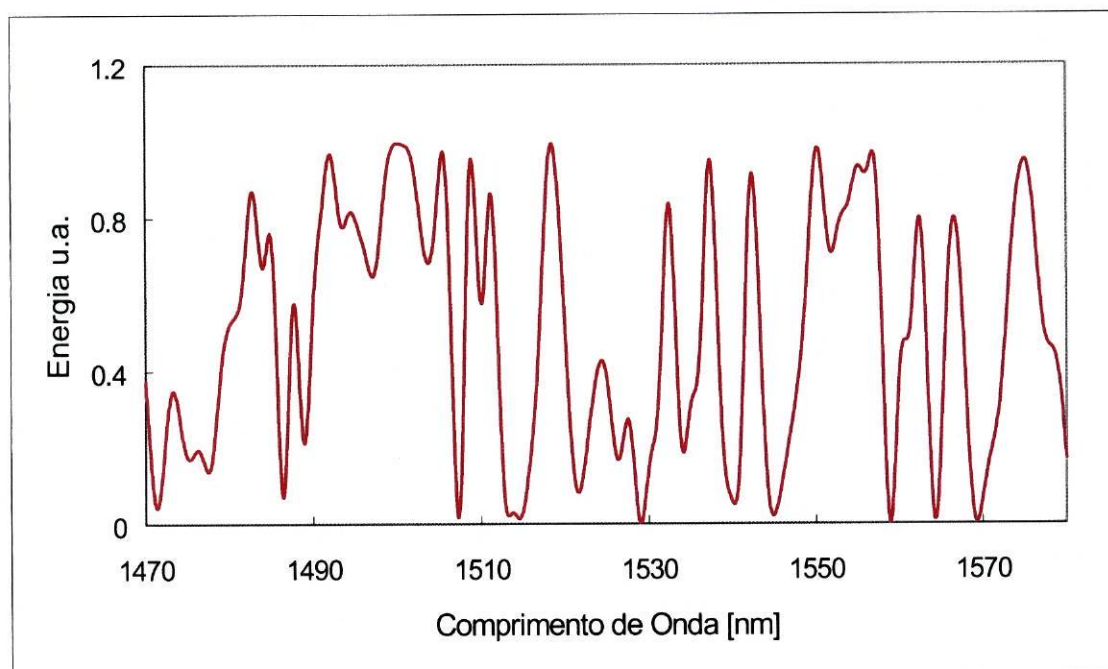


Figura-2.4.4.3: Distribuição espectral da energia resultante da simulação do método WS para dez secções de fibra bi-refringente concatenadas. Os ângulos de orientação dos eixos de bi-refringência, em relação ao referencial do laboratório estavam contidos aleatoriamente no intervalo $[0; \pi]$, e os DGD das mesmas fibras estavam contidos aleatoriamente no intervalo $[0 \text{ ps}, 1 \text{ ps}]$.

Pela contagem de extremos em cada uma das 13 distribuições obtidas foi possível calcular a PMD para cada um dos casos, e por fim a média do conjunto. O resultado obtido para a média da PMD foi $\langle \tau \rangle = 1,44 \text{ ps} \pm 0,17 \text{ ps}$. Nestes cálculos foi aplicada a equação (7), com o factor de acoplamento intermodal $k = 0,824$ (para forte acoplamento intermodal).

O interferograma da figura 2.4.4.4. representa a média dos interferogramas obtidos nas 13 simulações para o método IF. Como já referimos anteriormente, neste trabalho os interferogramas são obtidos à custa das simulações do método WS, tal como está previsto na equação (17).

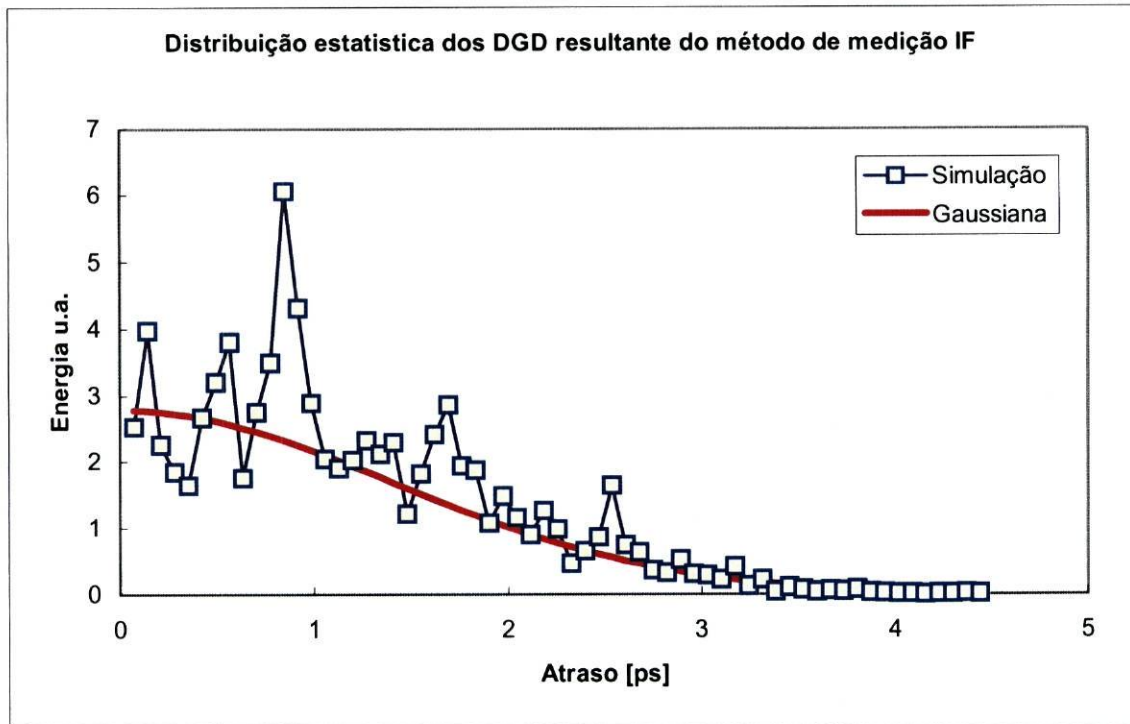


Figura-2.4.4.4: O interferograma aqui apresentado corresponde à média de 13 de simulação sobre as 10 fibras bi-refringente concatenadas. Os ângulos de orientação dos eixos de bi-refringência, em relação a um referencial fixo, estavam contidos aleatoriamente no intervalo $[0; \pi]$, e os DGD das mesmas fibras estavam contidos aleatoriamente no intervalo $[0 \text{ ps}, 1 \text{ ps}]$.

A curva associada ao conjunto de pontos provenientes das simulações consiste na curva de Gauss cuja largura μ foi calculada através da equação (35).

$$\mu = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^N (\tau_i)^2 P_i}}{\sqrt{\sum_{i=1}^N P_i}} \quad (35)$$

O resultado encontrado para μ foi $\mu = 1,40 \text{ ps}$. Conforme o exposto na bibliografia [30], o cálculo da PMD pelo método IF consiste em multiplicar μ pela constante, descrita na equação (36).

$$PMD = \sqrt{\frac{3}{4}} \mu \quad (36)$$

Assim, o resultado encontrado para a PMD, pelo método IF foi $1,22 \text{ ps} \pm 0,18 \text{ ps}$.

No gráfico da figura 2.4.4.5. são apresentados os resultados das simulações efectuadas para os 3 métodos de medição (JME, WS, IF) para o sistema proposto de 10 fibras bi-refringentes concatenadas.

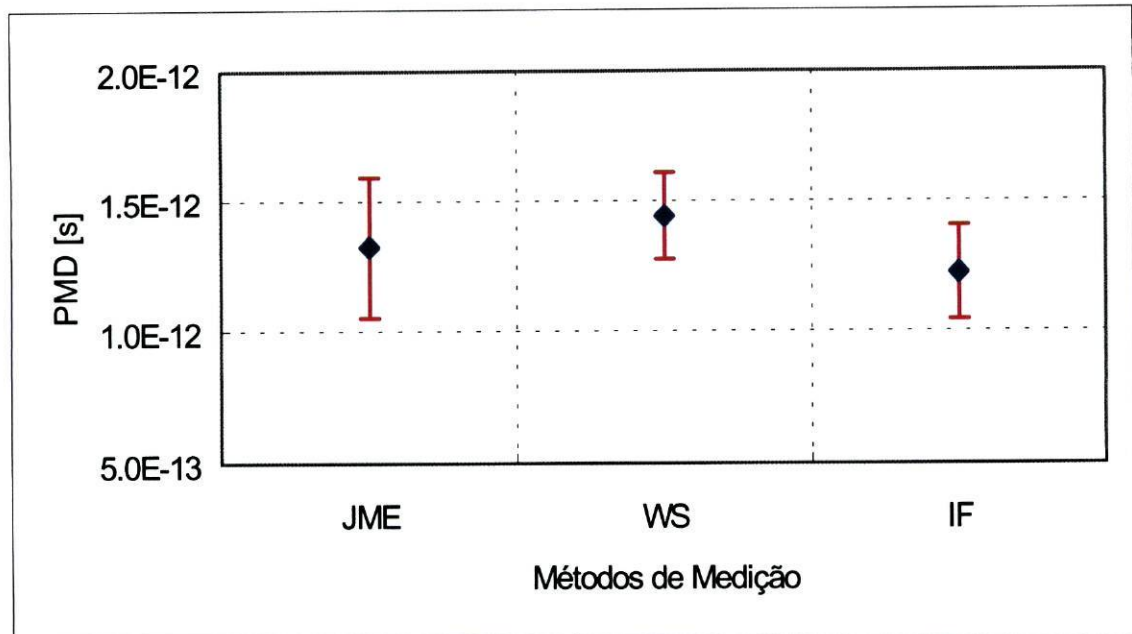


Figura-2.4.4.5: Comparação dos resultados das simulações, com intervalos de incertezas estimados, para cada um dos três métodos de medição (JME, WS e IF).

Os resultados apresentados no gráfico 2.4.4.5. foram determinados com a ajuda de constantes desenvolvidas na bibliografia, como é o caso do factor ($k = 0,824$) para o forte acoplamento intermodal, o factor ($0,866$) para relacionar a variância dos interferogramas com o valor médio quadrático dos DGD, e o factor ($1,085$) para relacionar o valor médio dos DGD com o valor médio quadrático dos mesmos.

3. DETERMINAÇÕES EXPERIMENTAIS E VERIFICAÇÃO DOS MODELOS

Nos sub-capítulos que se seguem vamos apresentar os resultados experimentais obtidos para os diferentes tipos de fibras ópticas. Parte desses resultados experimentais vão-nos permitir confrontar os resultados das simulações efectuadas. Para a execução das medições apresentadas neste trabalho foram utilizados os seguintes equipamentos de medição ensaio:

- polarímetro HP 8105B em combinação com os laser's sintonizáveis HP 8168F, Tunix 1300 e Tunix 1500, da Photonetics, para as medições correspondentes aos métodos JME e WS.
- interferómetro Win-PMD da Photonetics, para a implementação das medições correspondentes ao método IF.

3.1. Fibras com fraco acoplamento intermodal

Os resultados das simulações apresentados no sub-capítulo 2.4. podem ser comparados com os resultados experimentais que vamos expor neste sub-capítulo.

3.1.1. Medição da PMD numa fibra óptica com baixo acoplamento intermodal

Retomamos novamente a lei expressa na equação (1), onde é referido que, para um estado de polarização fixo à entrada, o estado de polarização à saída de uma fibra óptica bi-refringente roda em torno da direcção do vector $\vec{\Omega}$ (vector diferença dos estados PSP), se fizermos variar o comprimento de onda da radiação que lhe é injectada. A magnitude dessa rotação é função do módulo do vector $\vec{\Omega}$ (valor absoluto do DGD). Note-se que toda esta representação vectorial é pensada para a esfera de Poincaré.

Para ilustrar esta exposição fizemos duas experiências, em que se observava a evolução do estado de polarização (vectores de Stockes sobre a esfera de Poincaré), em função do comprimento de onda, à saída de fibras bi-refringentes.

Assim, na figura 3.1.1.1. temos a evolução da trajectória dos estados de polarização de saída para uma fibra óptica que apresentava um DGD de 0,309 ps. Para esta fibra o ciclo de 2π radianos completou-se em 26,5 nm.

Na figura 3.1.1.2. temos a evolução da trajectória dos estados de polarização na esfera de Poincaré para uma fibra com um DGD de 1,08 ps. Portanto, para esta segunda fibra, como o DGD é maior (recordar equação (1)), o ciclo de 2π radianos completou-se em 7,2 nm.

Como já referimos, o eixo de rotação dos PSP é paralelo ao vector $\vec{\Omega}$ correspondente a cada uma das fibras. À separação entre cada um dos pontos experimentais representados na superfície das esferas das figuras 3.1.1.1. e 3.1.1.2. correspondiam, respectivamente, a 0,5 nm e 0,1 nm na variação do comprimento de onda.

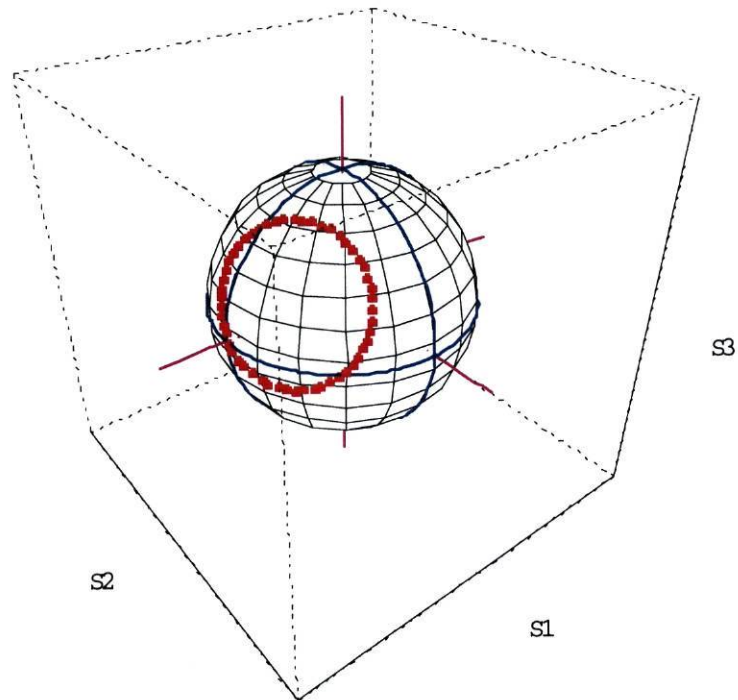


Figura-3.1.1.1: Evolução dos estados de polarização, na esfera de Poincaré para uma fibra bi-refringente, com um DGD de 0,309 ps (EGG).

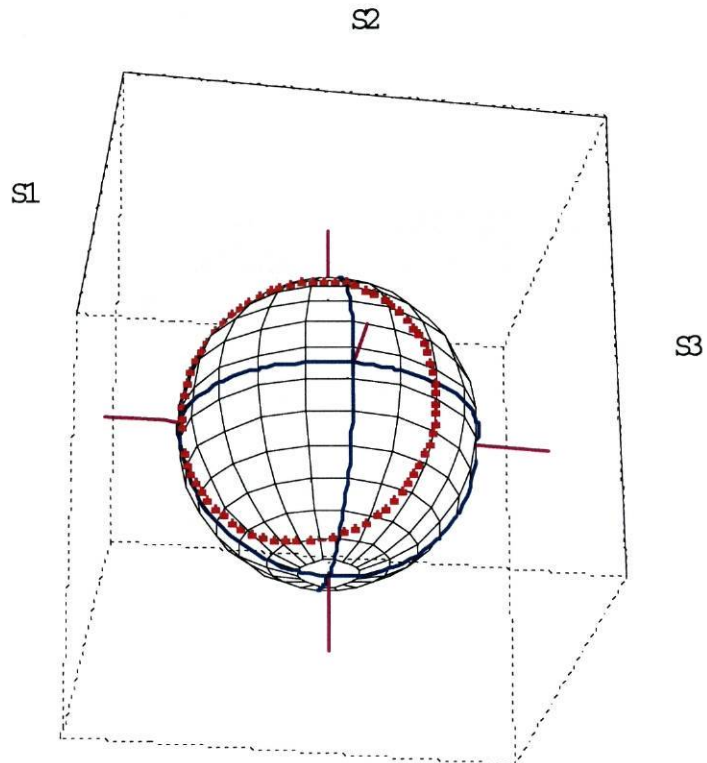


Figura-3.1.1.2: Evolução dos estados de polarização, na esfera de Poincaré para uma fibra bi-refringente, com um DGD de 1,08 ps (PHO).

Ao longo do trabalho que vamos apresentar temos necessidade de identificar os objectos, ou componentes, sobre os quais foram efectuadas medições. Assim, as fibras que foram utilizadas para as medições das figuras 3.1.1.1. e 3.1.1.2., foram identificadas por "EGG" e "PHO", respectivamente.

As outras fibras utilizadas neste trabalho, de forma individual ou concatenadas, foram "IN", "OUT", "LFO985" e "LFO989".

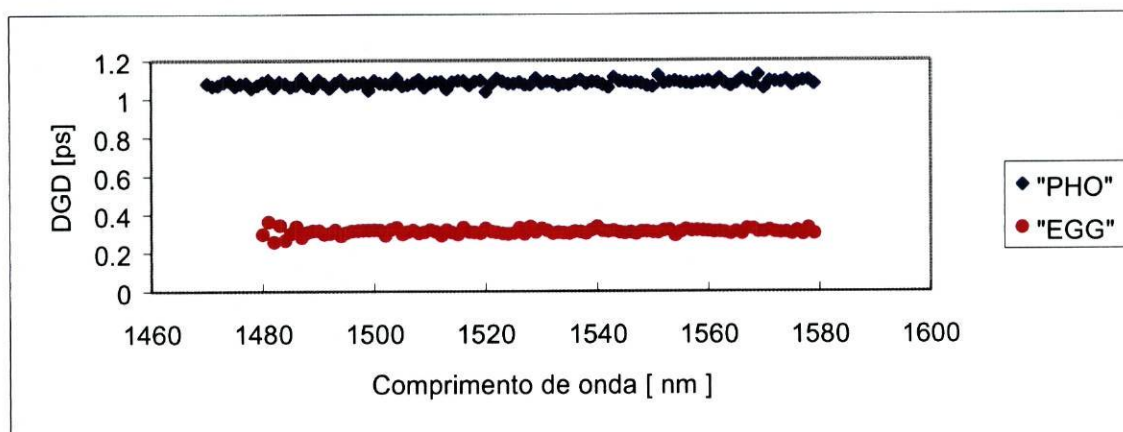


Figura-3.1.1.3: Apresentação dos DGD para as fibras bi-refringentes PHO (1,08 ps), e EGG (0,309 ps). Medições efectuadas na região dos 1550 nm.

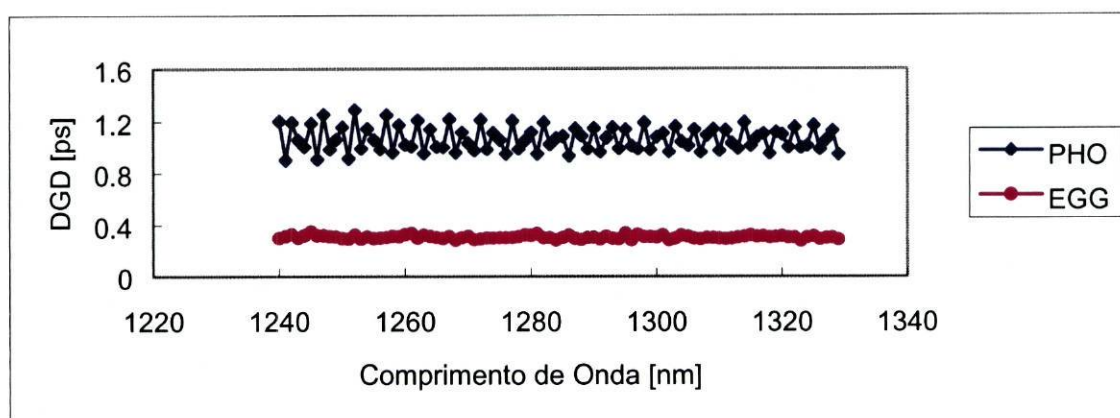


Figura-3.1.1.4: Apresentação dos DGD para as fibras bi-refringentes PHO (1,07 ps), e EGG (0,306 ps). Medições efectuadas na região dos 1310 nm.

Os resultados apresentados nos gráficos 3.1.1.3. e 3.1.1.4. correspondem às medições efectuadas sobre as fibras "EGG" e "PHO", aplicando o método JME. Neste resultados observa-se, com uma boa aproximação para cada uma das fibras, que o DGD é independente do comprimento de onda, tanto na região dos 1550 nm como na região dos 1310 nm.

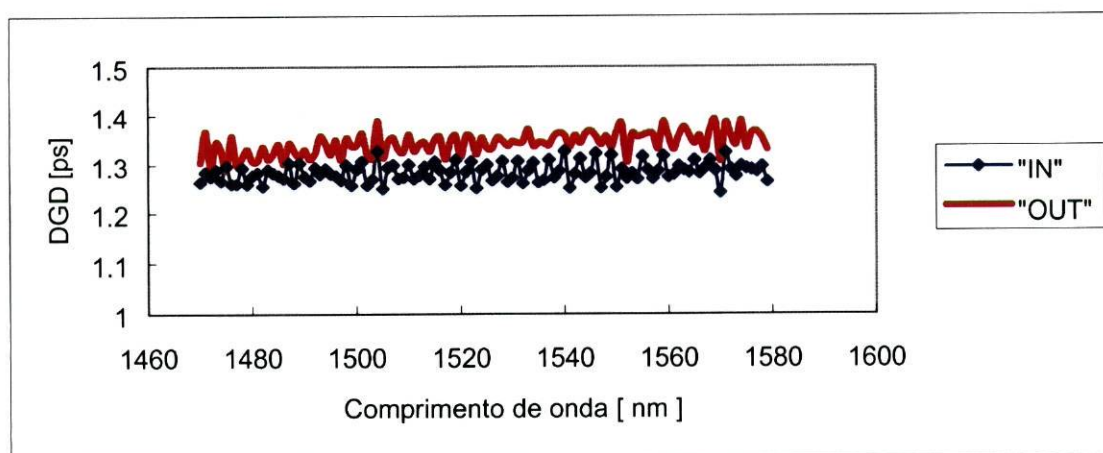


Figura-3.1.1.5: Apresentação dos DGD para as fibras bi-refringentes IN (1,27 ps), e OUT (1,34 ps). Medições efectuadas na região dos 1550 nm.

Os resultados apresentados no gráfico 3.1.1.5. correspondem às medições efectuadas sobre as fibras "IN" e "OUT", aplicando o método JME. Da mesma forma que nos resultados apresentados nos dois gráficos anteriores, observa-se que o DGD é independente do comprimento de onda, como seria de esperar para fibras com elevada bi-refringência.

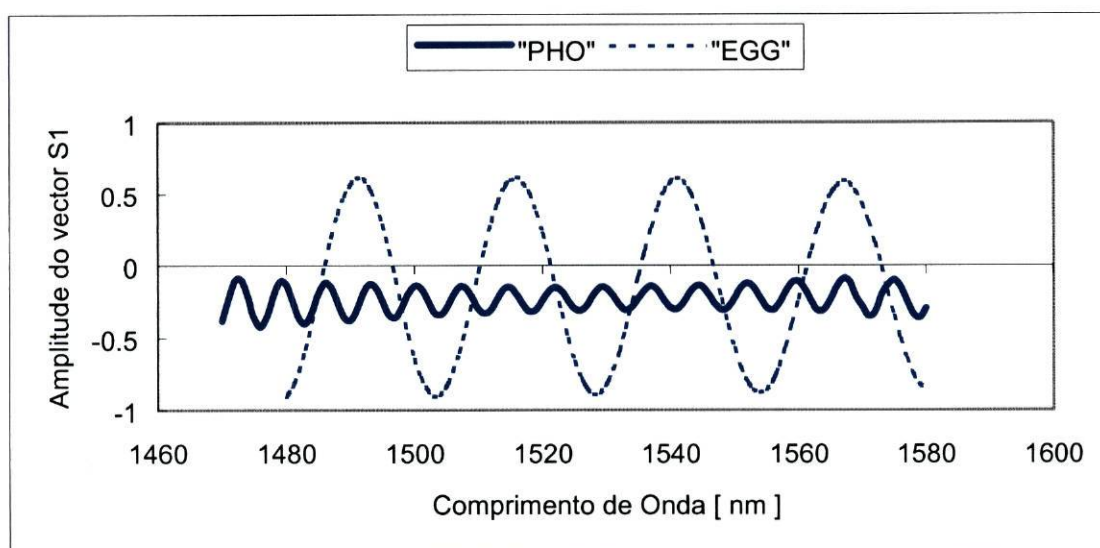


Figura-3.1.1.6: Apresentação das distribuições de energia para a contagem de extremos no método de medição WS; resultados apresentados para as fibras PHO (1,06 ps), e EGG (0,247 ps). Estas medidas foram obtidas na região dos 1550 nm.

Nos gráficos das figuras 3.1.1.6. e 3.1.1.7. são apresentados os resultados das medições efectuadas pelo método WS.

Como já referimos anteriormente, a determinação da PMD utilizando estes resultados passa pela contagem de extremos (máximos e mínimos), cujo número é introduzido na equação (7).

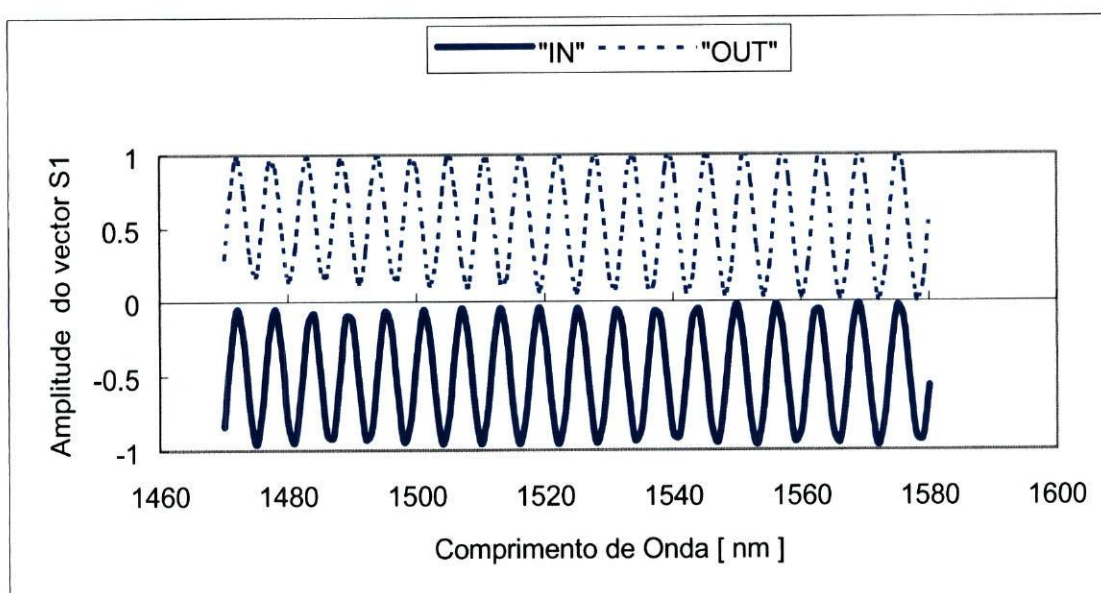


Figura-3.1.1.7: Apresentação dos DGD para as fibras bi-refringentes IN (1,27 ps), e OUT (1,34 ps). Medições efectuadas na região dos 1550 nm.

Para as mesmas fibras ("IN", "OUT", "PHO", "EGG") foram efectuadas medições utilizando o método interferométrico (IF). Nos gráficos das figuras 3.1.1.8. são apresentados os resultados das medições efectuadas para essas fibras de elevada bi-refringência.

Na comparação das medições efectuadas sobre cada uma das fibras aqui referidas observa-se que, para o comprimento de onda 1550 nm, as larguras dos picos de correlação são sistematicamente maiores do que as larguras dos picos de correlação no comprimento de onda 1300 nm.

Esta observação é coerente com o exposto na equação (18). Como já foi referido anteriormente, as envolventes das distribuições de franjas nos interferogramas provenientes dos sistemas de medição (IF), nunca podem ser representadas exclusivamente por conjuntos de funções delta de Dirac, tal como é pretendido nas equações (22), (26) e (29). Um modelo matemático mais completo tem que incluir a contribuição procedente do facto de que os espectros das fontes de radiação óptica, utilizadas como geradores de estímulo, apresentam uma largura espectral finita.

Medições da PMD a 1300 nm:

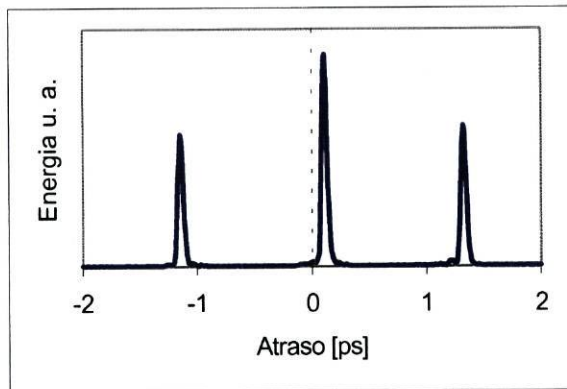


Figura-3.1.1.8-a: Fibra "IN", PMD=1,30 ps

Medições da PMD a 1550 nm:

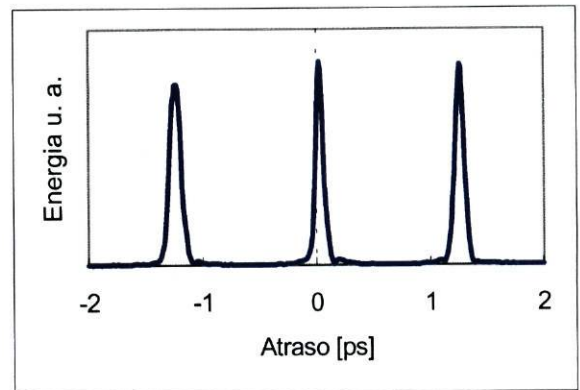


Figura-3.1.1.8-b: Fibra "IN", PMD=1,30 ps

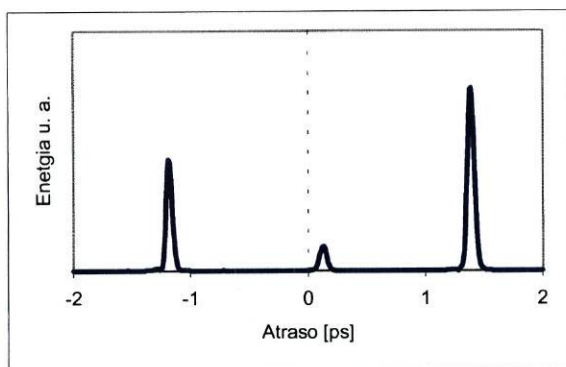


Figura-3.1.1.8-c: Fibra "OUT", PMD=1,3 ps

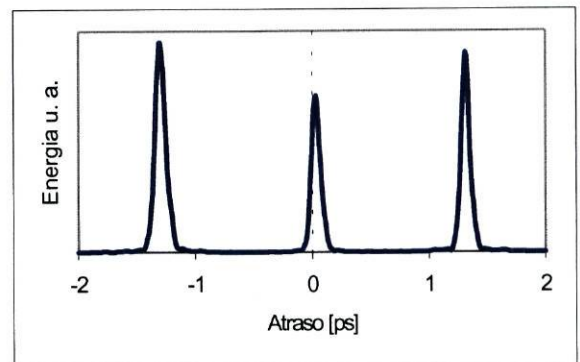


Figura-3.1.1.8-d: Fibra "OUT", PMD=1,3 ps

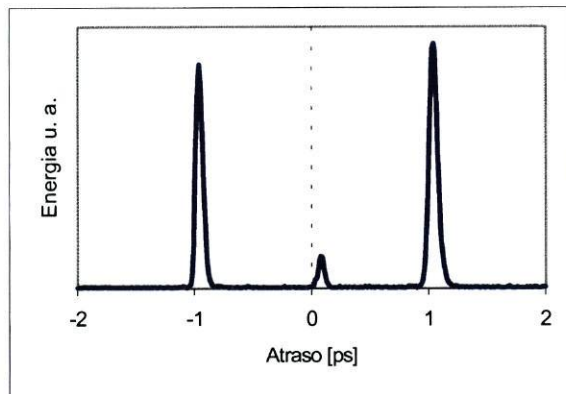


Figura-3.1.1.8-e: Fibra "PHO", PMD=1,0 ps

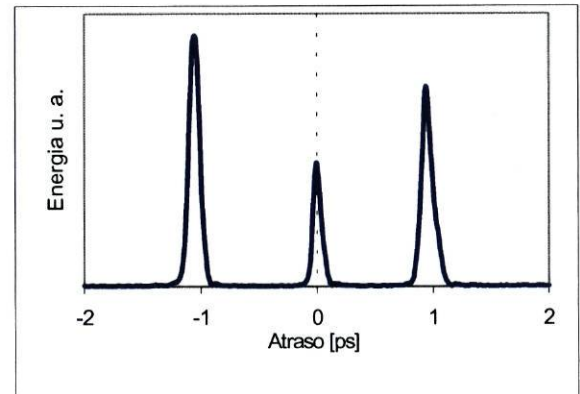


Figura-3.1.1.8-f: Fibra "PHO", PMD=1,0 ps

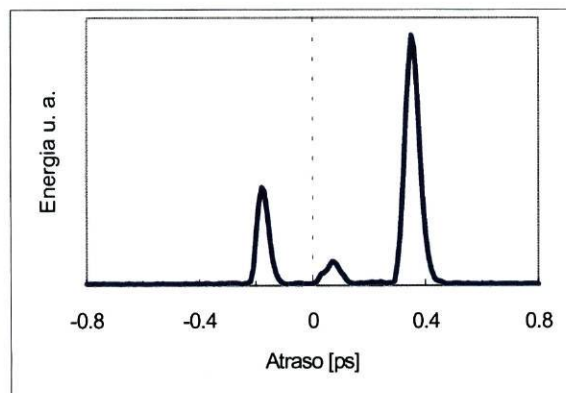


Figura-3.1.1.8-g: Fibra "EGG", PMD=0,26 ps

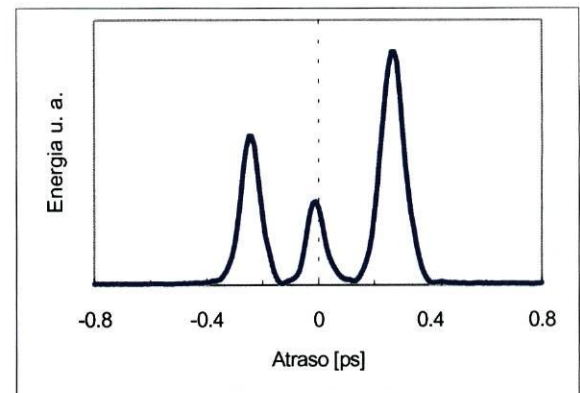


Figura-3.1.1.8-h: Fibra "EGG", PMD=0,26 ps

A dependência na largura finita das distribuições espectrais já é de alguma forma evidente nas simulações efectuadas no capítulo anterior (ver por exemplo as figuras 2.4.1.3., 2.4.2.6. e 2.4.3.5.).

Assim, a dependência das larguras dos picos de correlação nas distribuições espectrais das fontes de radiação traduz-se da seguinte forma [23]:

- Por definição, sabemos que a equação (18) é proporcional, a menos de uma constante de normalização, à função de coerência mútua $\gamma(\tau)$, da fonte de radiação em estudo.
- Através do teorema de Parseval sabemos que a função $|\gamma(\tau)|^2$, é proporcional ao quadrado da transformada de Fourier da densidade espectral de energia da fonte de radiação.
- Assim, pelas propriedades das transformadas de Fourier, compreende-se que quanto mais larga for a distribuição espectral da fonte de radiação mais estreita será a função $\gamma(\tau)$ de coerência mútua.

Com base na função de coerência mútua é possível definir um parâmetro τ_c , tempo de coerência (37). Da interpretação deste parâmetro pode concluir-se se uma fonte de radiação é muito ou pouco coerente.

$$\tau_c = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{\infty} (\tau - \langle \tau \rangle)^2 \gamma(\tau) d\tau}{\int_{-\infty}^{\infty} \gamma(\tau) d\tau}} \quad (37)$$

De forma equivalente, o tempo de coerência é definido por alguns autores [1,5,23] como sendo igual ao resultado da equação (38), onde $\Delta\nu$ é a largura espectral da fonte de radiação, em Hertz (Hz).

$$\tau_c \cong \frac{1}{2\Delta\nu} \quad (38)$$

Em consonância com o raciocínio explicitado nos parágrafos anteriores, vamos mostrar como efectivamente as larguras dos picos de correlação dependem directamente das distribuições espectrais das fontes de radiação utilizadas nas

medições. Nos gráficos das figuras.3.1.1.9. e 3.1.1.10., são apresentados os espectros das fontes de radiação utilizadas nas medições (IF).

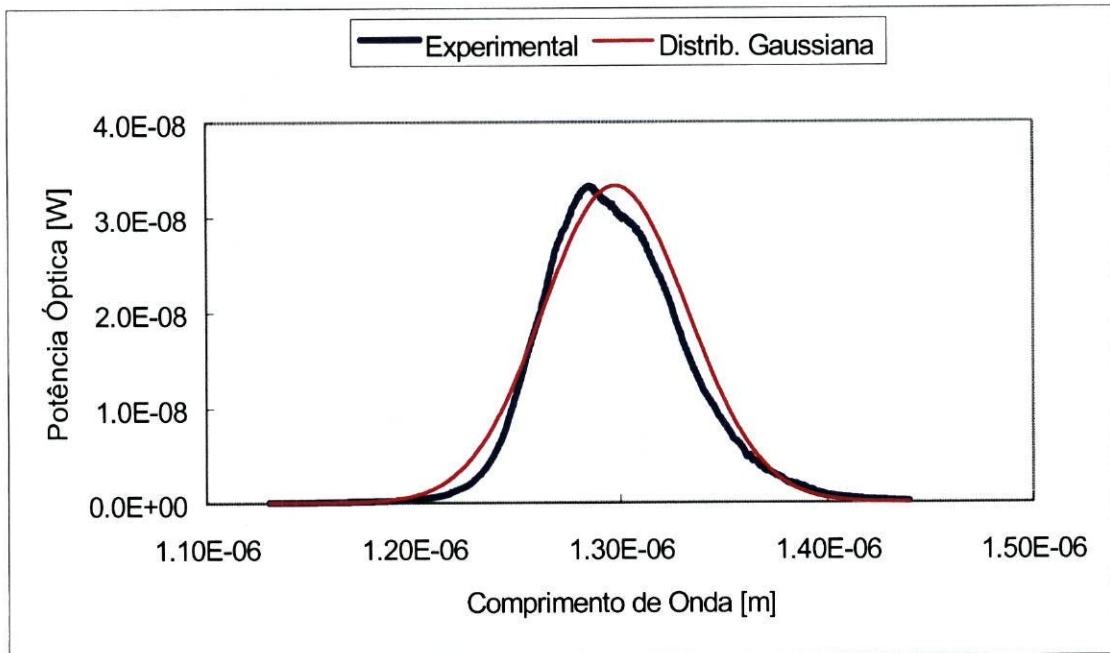


Figura-3.1.1.9: Espectro da fonte de radiação para a segunda janela óptica de transmissão, com $\lambda_c=1297$ nm, e $\Delta\lambda=83$ nm ($\Delta\nu = 16,9$ THz), utilizada nas medições.

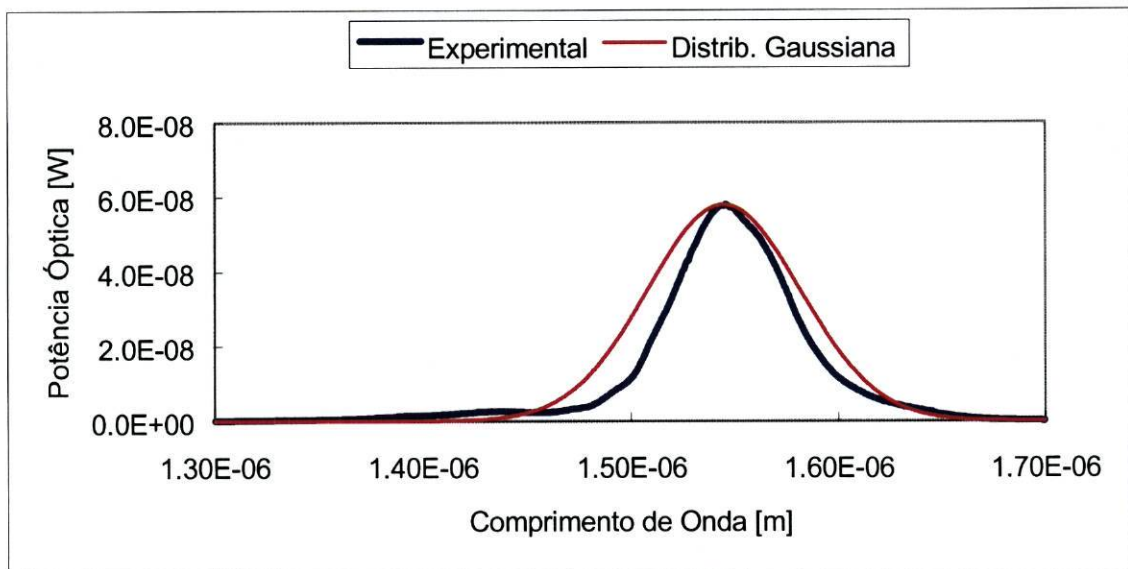


Figura-3.1.1.10: Espectro da fonte de radiação para a terceira janela óptica de transmissão, com $\lambda_c=1545$ nm, e $\Delta\lambda=87$ nm ($\Delta\nu = 12,5$ THz), utilizada nas medições.

Aplicando a equação (38) às distribuições espectrais das figuras 3.1.1.9. e 3.1.1.10., encontramos para essas duas fontes de radiação os tempos de coerência 0,03 ps e 0,04 ps, respectivamente. Aplicando a equação (37) aos picos de correlação dos gráficos da figura 3.1.1.8. obtemos paralelamente os tempos de coerência das

fontes de radiação. A figura 3.1.1.11. compara, como os picos de correlação de um interferograma, para os comprimentos de onda 1310 nm e 1550 nm, apresentam larguras diferentes.

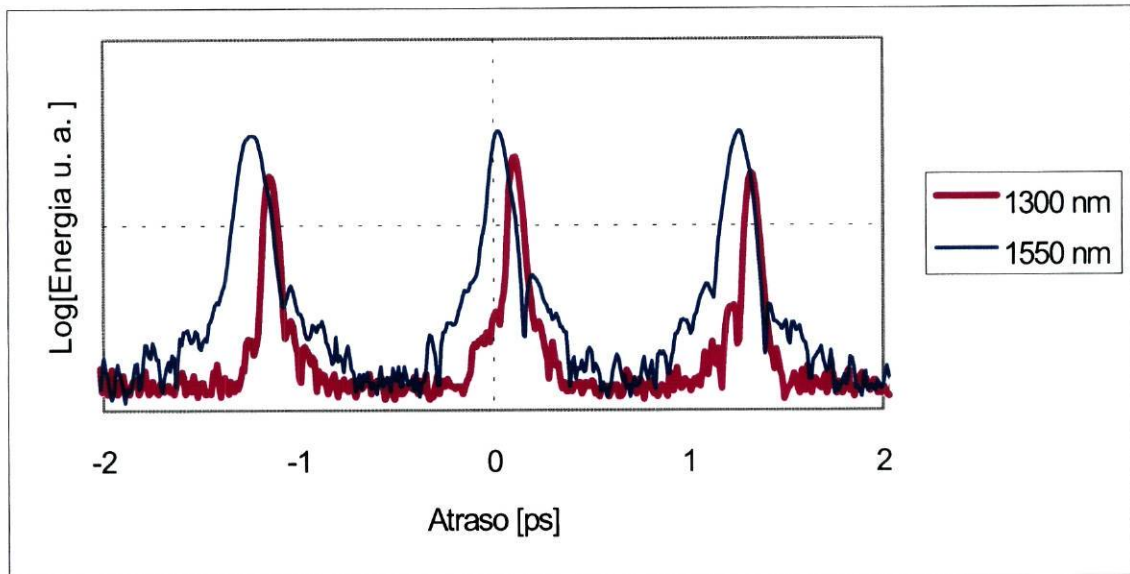


Figura-3.1.1.11: Representação à escala logarítmica de dois interferogramas, nos comprimentos de onda 1310 nm e 1550 nm, onde se evidencia a diferença nas larguras dos picos de correlação.

Na figura 3.1.1.12. são apresentados os resultados dos tempos de coerência obtidos a partir das medidas da PMD efectuadas com cada uma das quatro fibras anteriormente referidas.

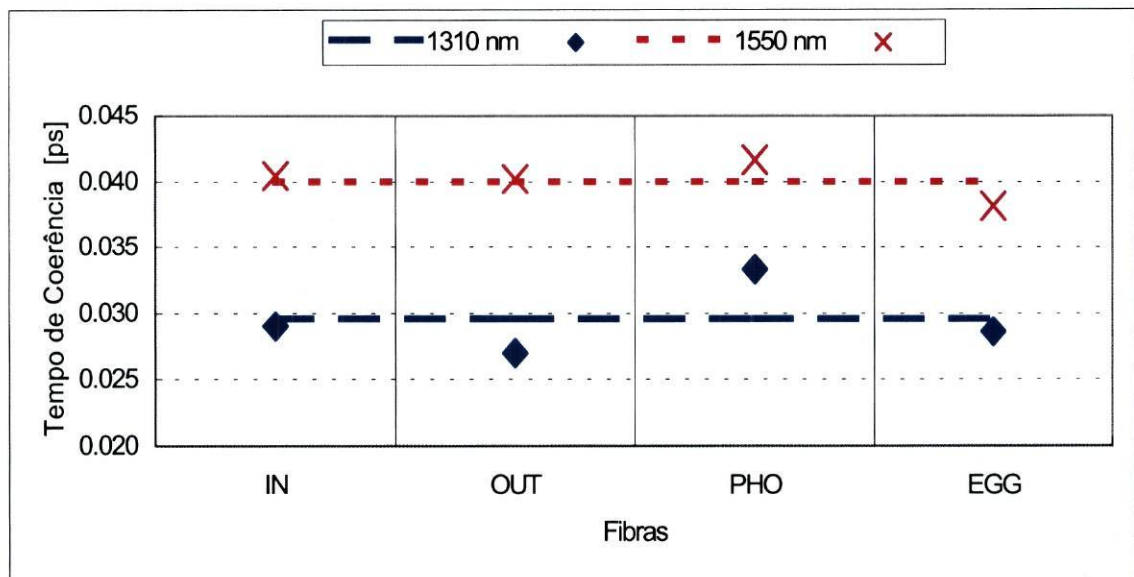


Figura-3.1.1.12: Comparação de tempos de coerência obtidos a partir dos interferogramas das fibras IN, OUT, PHO e EGG, e os tempos de coerência obtidos a partir das distribuições espectrais das fontes de radiação.

Esses resultados são comparados com os tempos de coerência calculados para cada uma das fontes de radiação utilizadas nessas mesmas medições (IF), (as fontes de radiação utilizando foram as apresentadas nas figuras 3.1.1.9 e 3.1.1.10). Assim, o tempo de coerência das fontes de radiação são a limitação última da resolução do método de medição IF para a PMD.

Afim de salientarmos a relação entre os resultados das medições efectuadas pelos métodos de medição WS e IF, como foi salientado nos desenvolvimentos teóricos do capítulo 2.2.3. Assim, nos gráficos da figura 3.1.1.13. temos os resultados das medições efectuadas pelos métodos WS (3.1.1.13-a) e IF (3.1.1.13-b).

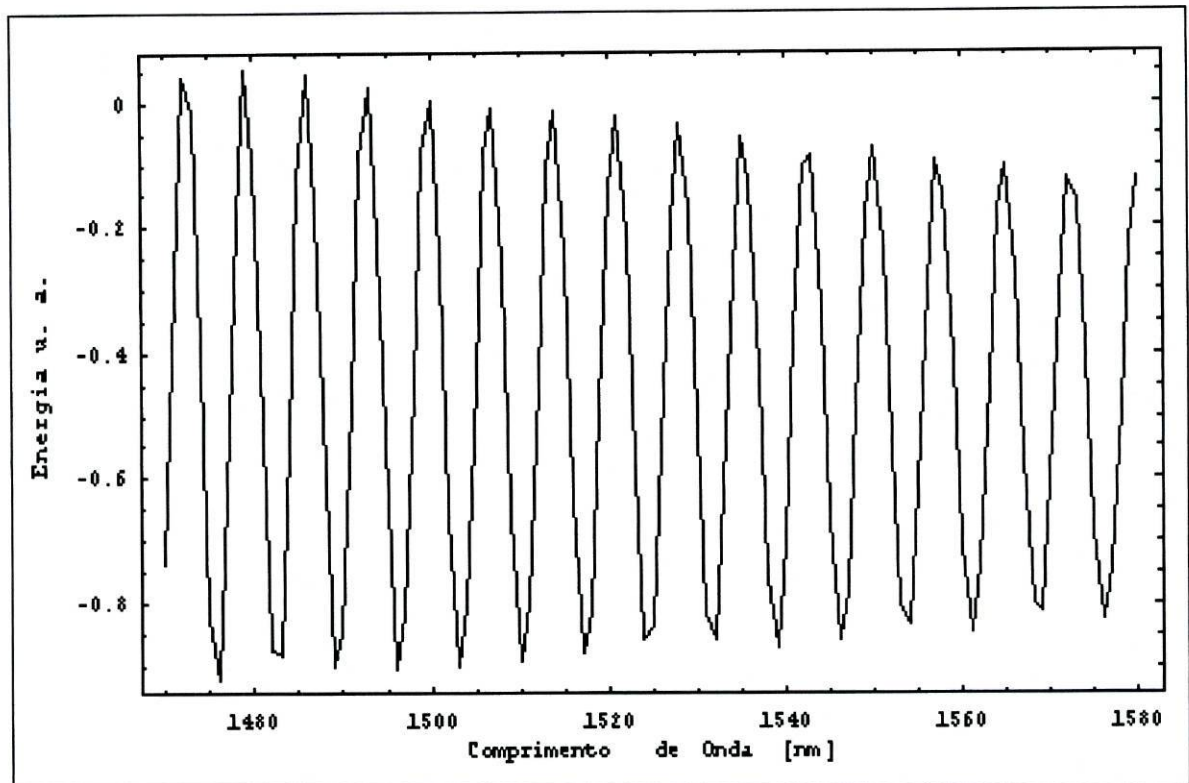


Figura-3.1.1.13-a: Medição efectuada pelo método WS para a fibra "PHO" (1,07 ps). Medições efectuadas na região dos 1550 nm.

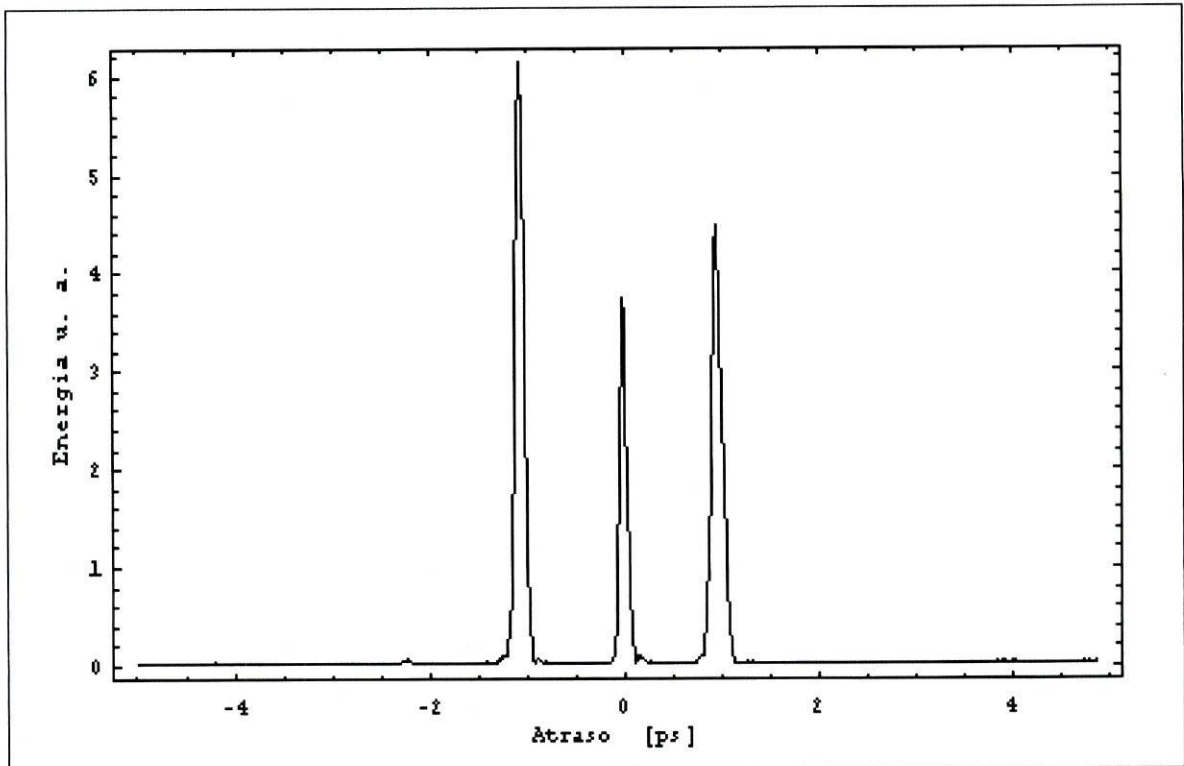


Figura-3.1.1.13-b: Medição efectuada pelo método IF para a fibra "PHO" (1,07 ps). Medições efectuadas na região dos 1550 nm.

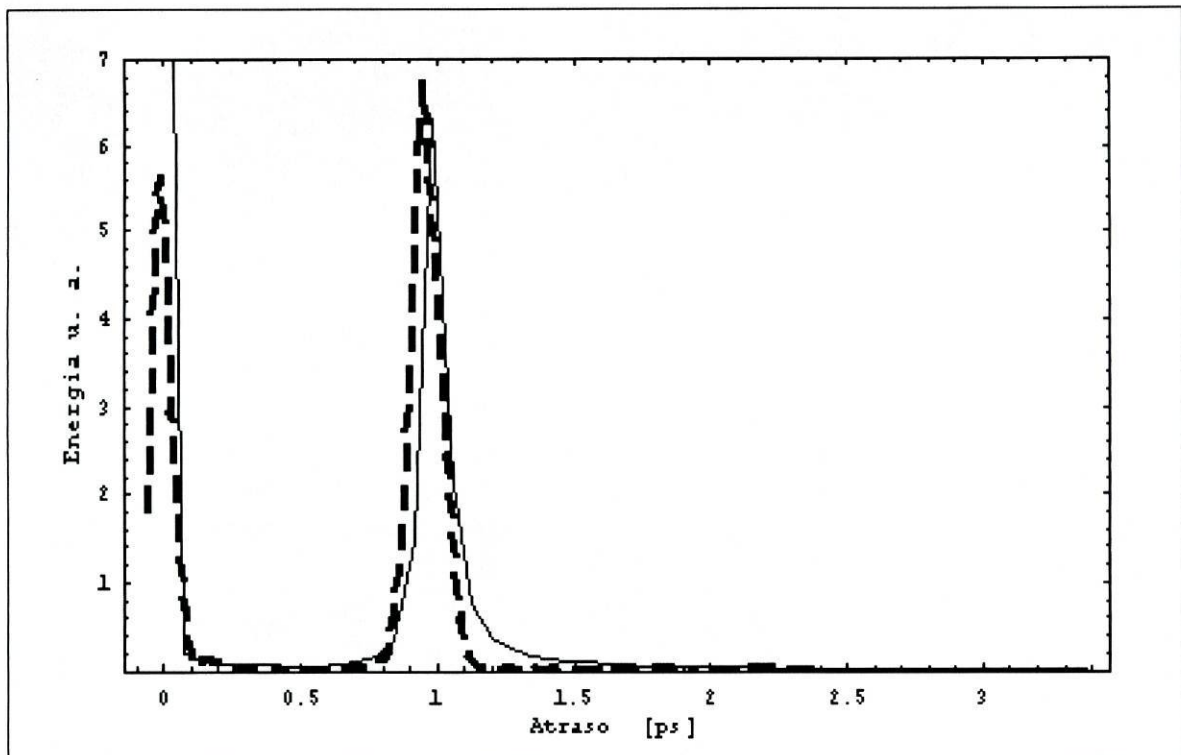


Figura-3.1.1.13-c: Comparação dos resultados de medição, obtidos através do método IF (_ _ _ _), com os resultados obtidos a partir da transformada de Fourier das medições WS (____). Medições efectuadas na região dos 1550 nm. As medidas aqui apresentadas resultam de medições efectuadas sobre a fibra com elevada bi-refringência "PHO".

Na figura 3.1.1.13-c é feita a apresentação comparativa da transformada de Fourier dos resultados expostos na figura 3.1.1.13-a, com os resultados apresentados na figura 3.1.1.13-b.

Através deste exemplo tentamos evidenciar, numa primeira abordagem, a relação entre as medições de PMD executadas pelos métodos WS e IF.

Para concluirmos este ponto, vamos apresentar nas figuras 3.1.1.14. os resultados das medições efectuadas para cada uma das quatro fibras ópticas estudadas.

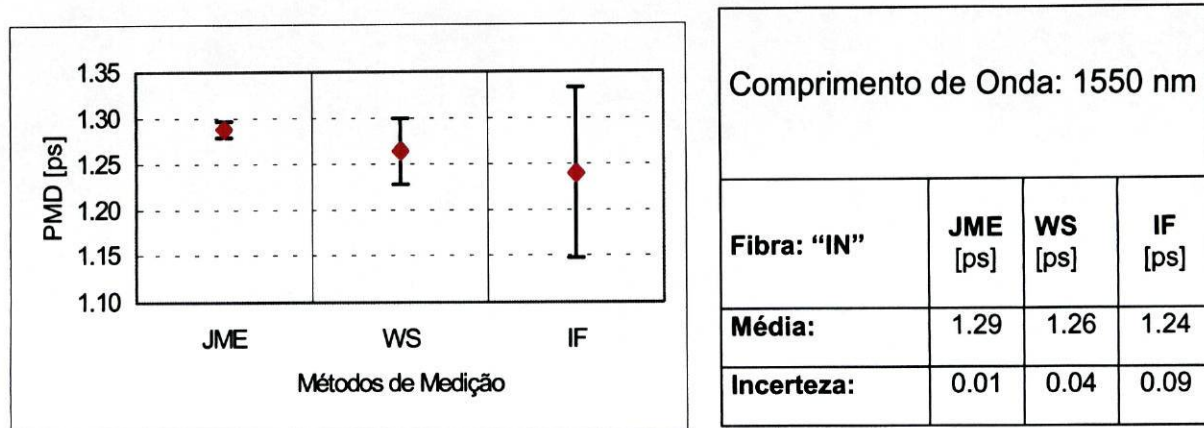


Figura-3.1.1.14-a: Apresentação das medições de PMD para a fibra "IN", e respectivas incertezas, para os métodos de medição JME, WS e IF.

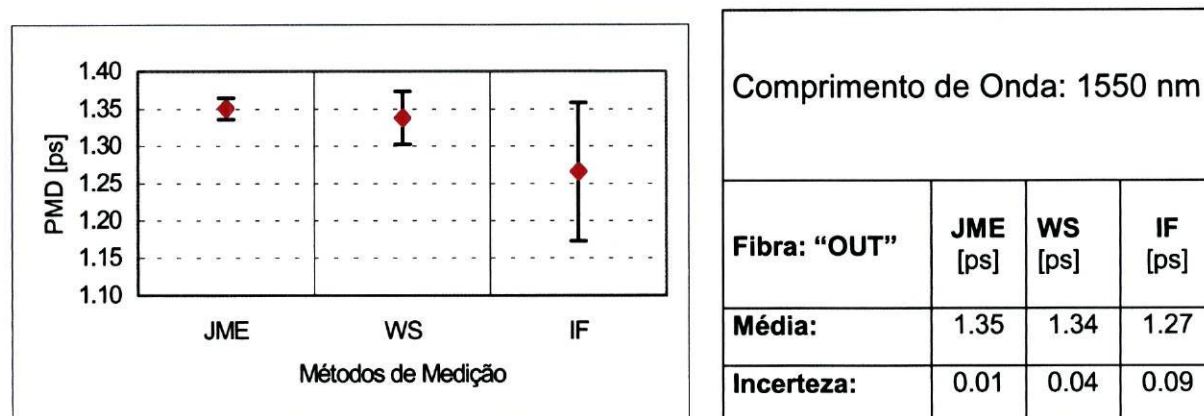
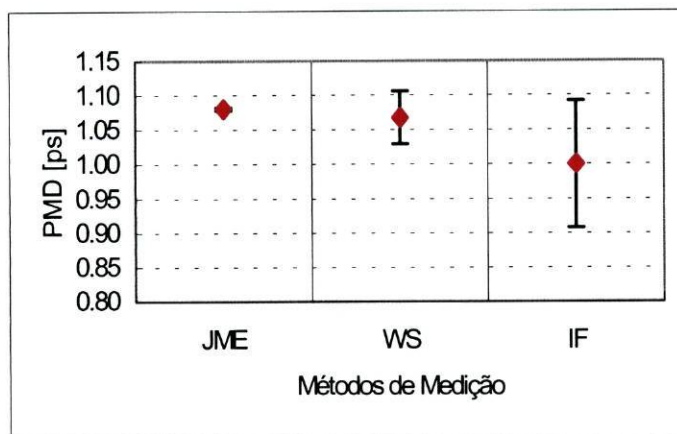


Figura-3.1.1.14-b: Apresentação das medições de PMD para a fibra "OUT", e respectivas incertezas, para os métodos de medição JME, WS e IF.

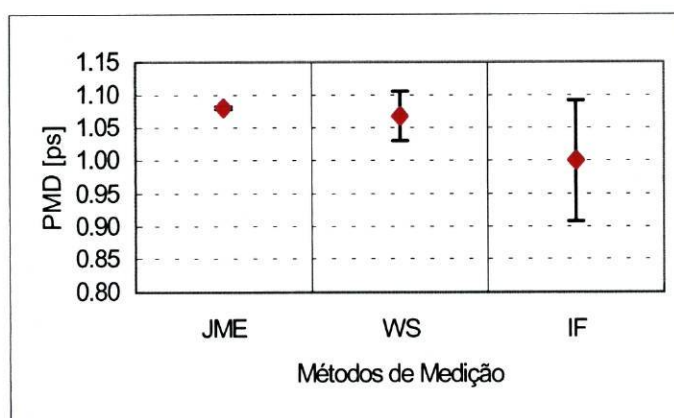
Dos resultados aqui expostos (tabelas e gráficos), podemos concluir que o método de medição com melhor exactidão é o (JME) (análise de valores próprios das matrizes de Jones), e o pior será o método de medição (IF) (medição da dispersão modal de polarização por análise interferométrica).

O método de medição (WS) (análise polarimétrica e contagem de extremos), nestes resultados experimentais, apresenta-se-nos como sendo melhor do que o método de medição (IF), tanto para valores absolutos da PMD, como ao nível das incertezas.



Comprimento de Onda: 1550 nm			
Fibra: "PHO"	JME [ps]	WS [ps]	IF [ps]
Média:	1.081	1.07	1.00
Incerteza:	0.002	0.04	0.09

Figura-3.1.1.14-c: Apresentação das medições de PMD para a fibra "PHO", e respectivas incertezas, para os métodos de medição JME, WS e IF.



Comprimento de Onda: 1550 nm			
Fibra: "EGG"	JME [ps]	WS [ps]	IF [ps]
Média:	0.3070	0.29	0.25
Incerteza:	0.0004	0.04	0.09

Figura-3.1.1.14-d: Apresentação das medições de PMD para a fibra "EGG", e respectivas incertezas, para os métodos de medição JME, WS e IF.

Nota: As fibras "PHO e "EGG", foram enviadas, em Março de 1999, para o NPL, afim de serem medidas. Esperamos ter os resultados experimentais obtidos pelo NPL em finais de Maio de 1999.

No entanto convém salientar aqui dois aspectos:

- Primeiro, as medições apresentas neste capítulo referem-se a fibras ópticas com elevada bi-refringência, o que não gera grande ambiguidade se assumirmos o factor de acoplamento intermodal, $k = 1$ (baixo acoplamento intermodal);
- Segundo, nas medições efectuadas pelo método WS, as incertezas apresentadas incluem fundamentalmente uma contribuição determinada por via teórica e desenvolvida na bibliografia [21,33].

Gostaríamos de mencionar que os cálculos das incertezas, para os resultados aqui apresentados, tomaram em consideração as grandezas de influência que conseguimos estimar para cada um dos casos. Assim:

- para as medições executadas pelo método JME, só conseguimos discriminar como grandeza de influência o desvio padrão das medições efectuadas;
- para as medições executadas pelo método WS, consideramos as contribuições dos desvios padrões e uma contribuição estimada teoricamente, que é intrínseca à aplicação do método de contagem de extremos [21];
- para as medições executadas pelo método IF, consideramos as contribuições dos desvios padrões e uma contribuição devida às limitações deste método de medição proveniente da existência de um tempo de coerência finito.

Considerando que o tempo de coerência contribui para as incertezas das medições no método IF, e como os comprimentos de coerência dependem da fonte de radiação utilizada, então nos gráficos da figura 3.1.1.15, apresentamos os resultados das medições para as fibras “PHO” e “EGG”, em função do comprimento de onda.

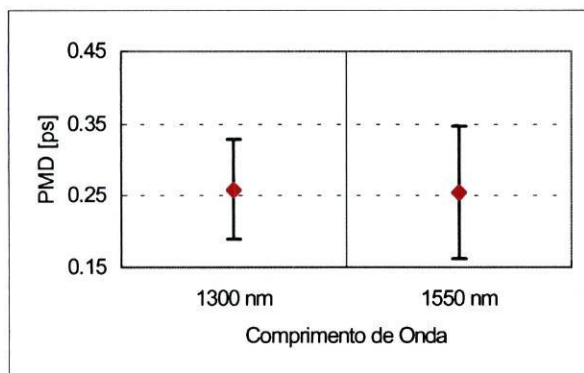


Figura-3.1.1.15-a: Fibra “EGG”, PMD=0,25 ps. Verificação da dependência das incertezas, para o método de medição IF, no comprimento de onda.

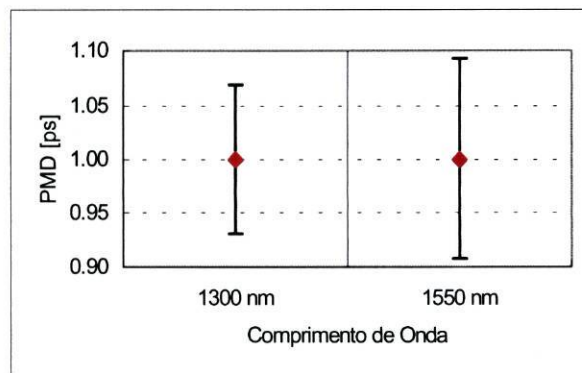


Figura-3.1.1.15-b: Fibra “PHO”, PMD=1,0 ps. Verificação da dependência das incertezas, para o método de medição IF, no comprimento de onda.

Como podemos ver, a PMD a 1550 nm apresenta incertezas maiores do que a PMD a 1310 nm, para ambas as fibras.

3.1.2. Medição da PMD em duas fibra ópticas com baixo acoplamento intermodal

Com a apresentação de resultados que se segue pretendemos confirmar a equação (24), bem como a consistência com os modelos de simulação apresentados no ponto 2.4.2. Para verificar a conformidade da equação (24) com resultados experimentais, executamos uma montagem que consistiu na concatenação de duas fibras ópticas com elevada bi-refringência (fibras "IN" e "OUT"). Entre as duas fibras foi introduzida uma lâmina retardadora de meio comprimento de onda (a rotação deste retardador entre 0 rad e $\pi/2$ rad permite-nos rodar o estado de polarização, à saída da primeira fibra, entre 0 rad e π rad). À medida que íamos rodando o estado de polarização efectuávamos medições dos DGD (entre 1480 nm e 1580 nm), pelo método JME. Os resultados destas medições, bem como a sua concordância com a equação (24), estão explicitados no gráfico da figura 3.1.2.1.

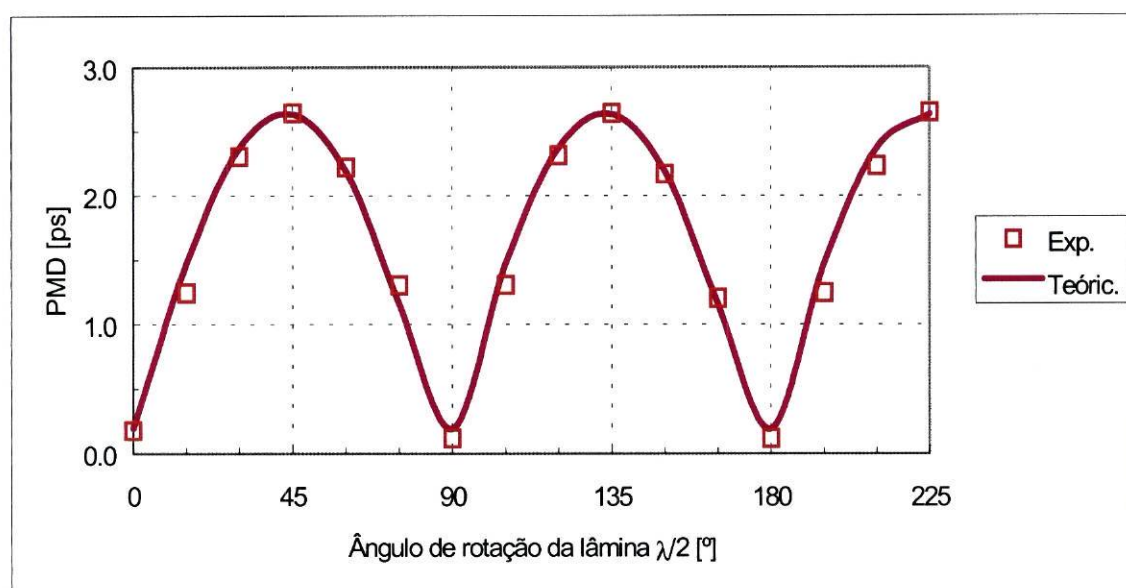


Figura-3.1.2.1: Comparação da curva teórica com as medições de DGD em duas fibras concatenadas ("IN" e "OUT"), em função do ângulo de rotação da lâmina $\lambda/2$, colocada entre as duas fibras.

Os resultados expostos na figura 3.1.2.1. permitem-nos constatar que a equação (24) descreve bem a lei que nos permite calcular os DGD de duas fibras ópticas concatenadas, em função do ângulo de acoplamento modal entre elas. Estes mesmos resultados, embora de forma indirecta, permitem-nos também confirmar

Na figura 3.1.2.2. são apresentados os mesmos resultados experimentais da figura 3.1.2.1., mas agora a dependência no comprimento de onda é igualmente exposta. Nesta figura, para o intervalo de comprimentos de onda 1480 nm a 1580 nm, podemos constatar como efectivamente as dependências no comprimento de onda são irrelevantes para toda a gama de acoplamentos angulares experimentados. Estes resultados confirmam uma vez mais a equação (24).

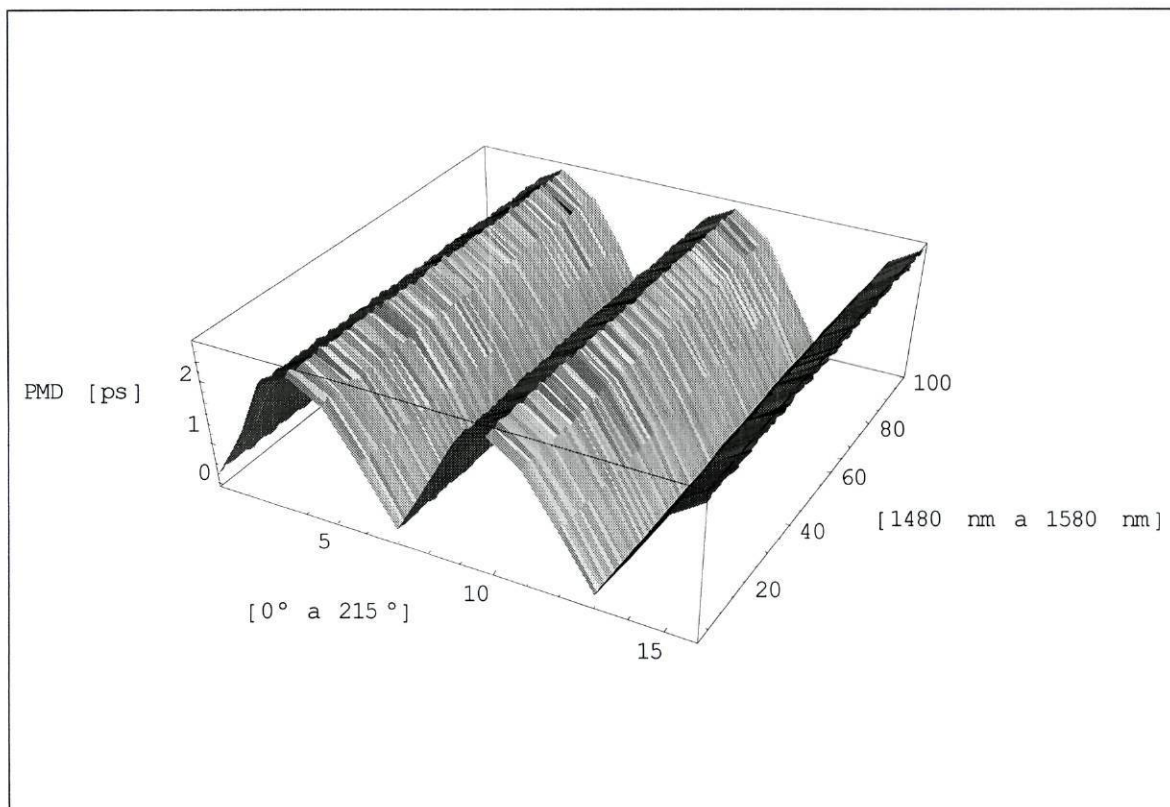


Figura-3.1.2.2: Apresentação dos DGD para as fibras "IN" e "OUT" concatenadas, em função do comprimento de onda e do ângulo de acoplamento entre as duas fibras.

A explicação física que nos parece plausível para a evolução dos DGD no caso dos resultados apresentados nas figuras 3.1.2.1., e consequentemente 3.1.2.2., é a seguinte:

- À saída da primeira fibra óptica ("IN") temos um par de estados principais de polarização (PSP) que apresentam um atraso temporal entre si. Ou seja, são os dois modos LP_{01} da fibra, mas neste caso (devido à elevada bi-refringência da fibra) não degenerados.
- A lâmina com atraso $\lambda/2$ permite-nos rodar os dois PSP de forma que o modo mais rápido seja acoplado no eixo de bi-refringência mais lenta da segunda fibra ("OUT"), e o modo mais lento seja acoplado no eixo de bi-refringência mais rápido.

("OUT"), e o modo mais lento seja acoplado no eixo de bi-refringência mais rápido.

- Assim, os atrasos relativos dos dois PSP, provenientes da primeira fibra serão compensados na segunda fibra.

Esta ideia de compensação de atrasos entre estados principais de polarização comporta o princípio que está subjacente à construção de compensadores da dispersão modal de polarização (PMD) [8,10,11].

Como veremos mais adiante, este conceito de compensação de atrasos intermodal pode igualmente ser aplicado a fibras com estruturas bi-refringentes caóticas, e com forte acoplamento intermodal. Pois, se assim não fosse a aproximação fenomenológica de Poole [14] não seria aplicável.

Da mesma forma que no ponto anterior, vamos verificar a relação entre as medições efectuadas pelo método WS e IF. Neste caso temos a combinação de duas fibras ópticas com elevada bi-refringência.

A partir dos resultados que vamos aqui apresentar será igualmente possível evidenciar como os resultados obtidos com o método de medição IF correspondem à autocorrelação da respostas impulsional do sistema em estudo.

Nos gráficos das figuras 3.1.2.3. são apresentados os resultados obtidos pelo método WS, para as fibras "PHO" e "EGG", gráficos (a) e (b), respectivamente.

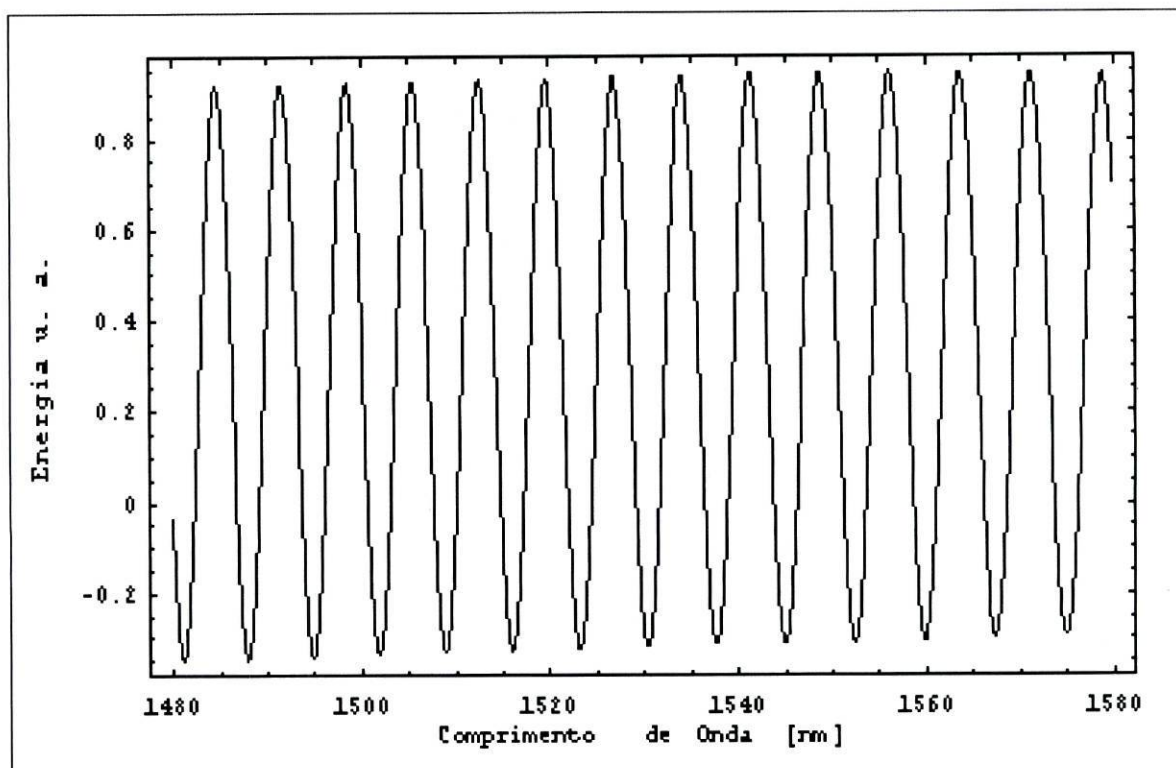


Figura-3.1.2.3-a: Distribuição espectral de energia obtida pelo método de medição WS, para a fibra óptica "PHO". O PMD para esta fibra óptica é de 1,0 ps.

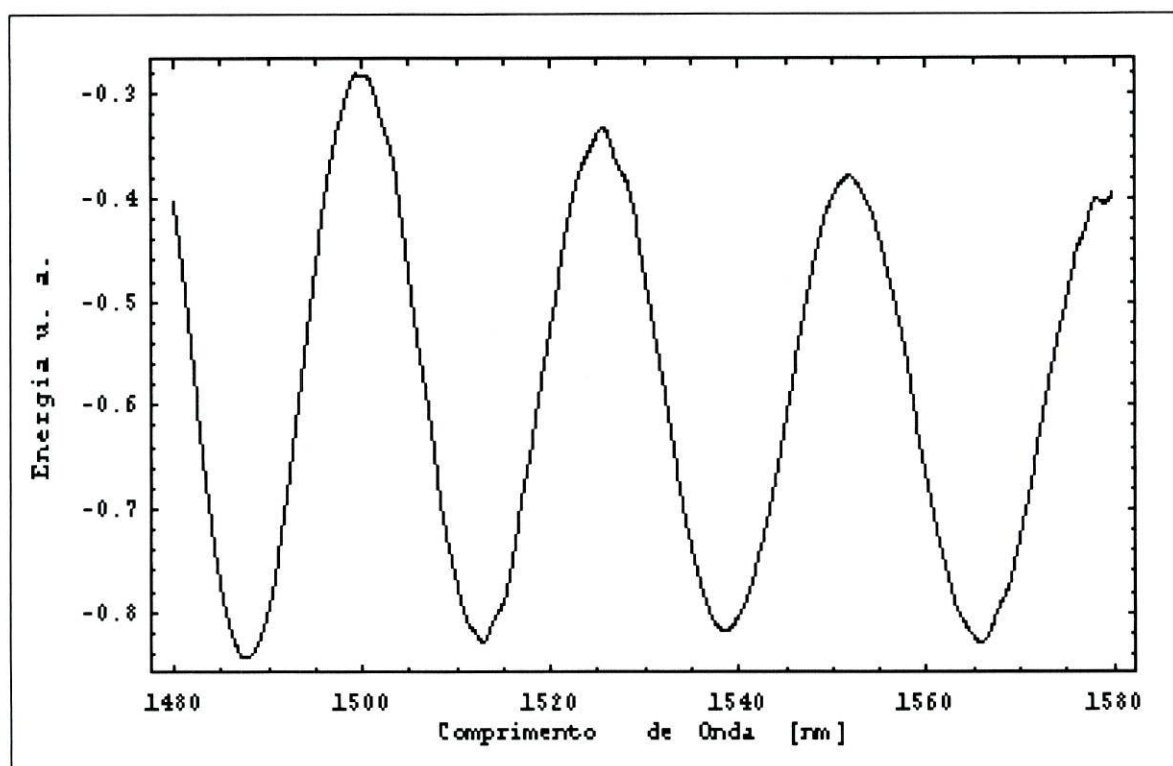


Figura-3.1.2.3-b: Distribuição espectral de energia obtida pelo método de medição WS, para a fibra óptica "EGG". O PMD para esta fibra óptica é de 0,30 ps.

A partir dos resultados apresentados em 3.1.2.3-a e 3.1.2.3-b foram calculados os resultados apresentados no gráfico da figura 3.1.2.3-c.

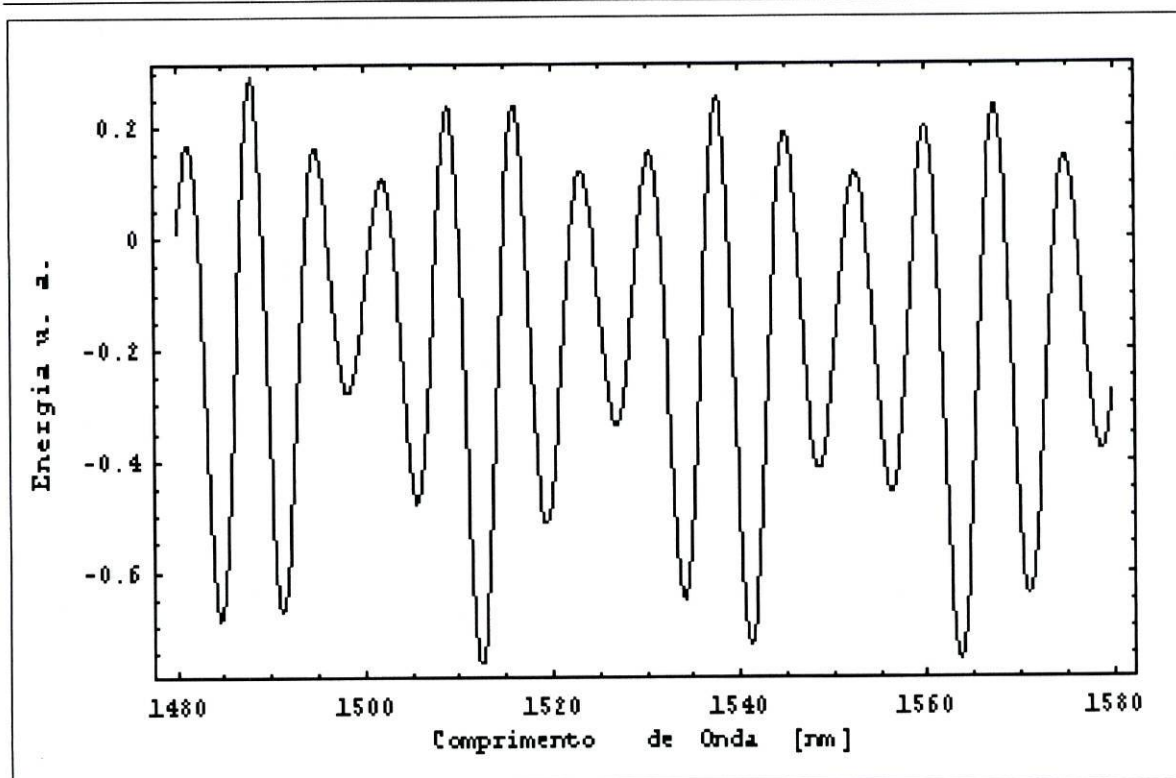


Figura-3.1.2.3-c: Os valores expostos neste gráfico resultam da multiplicação dos resultados expostos nos gráficos 3.1.2.3-a e 3.1.2.3-b.

Note-se que os resultados expostos nos gráficos (a, b, c) das figuras 3.1.2.3. resultaram da interpolação com “splines” cúbicos sobre os pontos inicialmente obtidos nas medições. Portanto passamos dos iniciais 100 pontos medidos para os 1000 pontos interpolados. O motivo pelo qual executamos a interpolação prende-se com a necessidade de termos uma amostragem maior do que a que estava inicialmente disponível a partir dos resultados experimentais (100 amostras). Efectivamente só com uma amostragem maior (1000 amostras) é que foi possível obter resolução espectral suficiente no cálculo das transformadas de Fourier (FFT). No gráfico da figura 3.1.2.4. fazemos a apresentação dos resultados das medições executadas pelo método IF sobre as fibras ópticas “PHO” e “EGG” concatenadas entre si.

No gráfico da figura 3.1.2.5. são apresentados, de forma comparativa, os resultados obtidos nas medições pelo método IF (figura 3.1.2.4.), bem como os resultados procedentes dos cálculos da FFT dos resultados expostos no gráfico da figura 3.1.2.3-c.

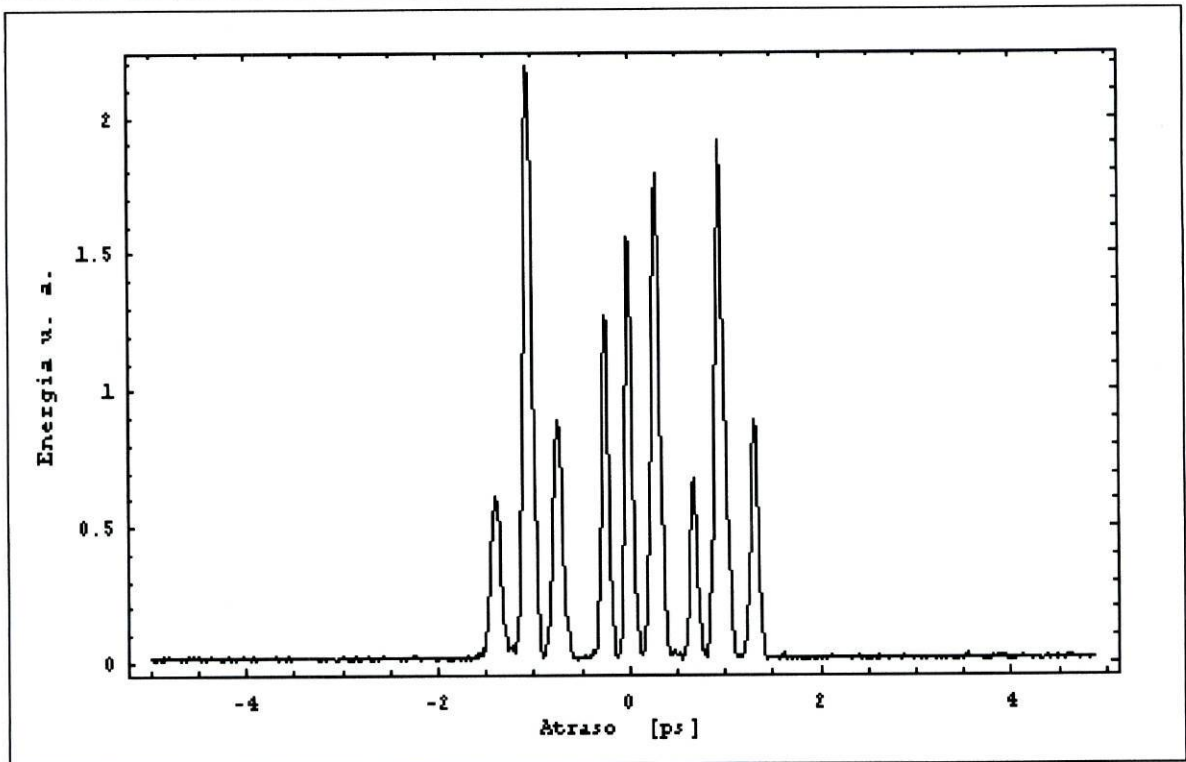


Figura-3.1.2.4: Resultado de medições executadas pelo método IF, sobre as fibras ópticas "PHO" e "EGG", concatenadas entre si. Cada uma das fibras possui respectivamente os PMD 1,0 ps e 0,30 ps.

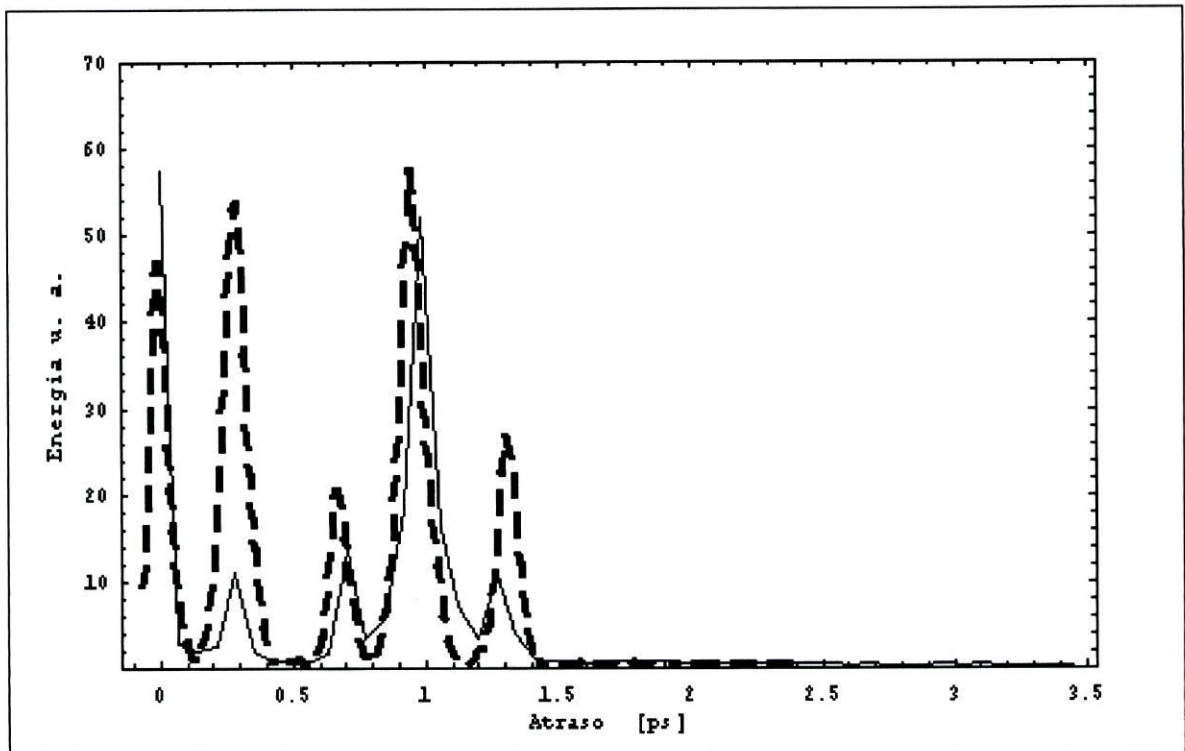


Figura-3.1.2.5: Resultados das medições efectuadas pelo método de medição IF (_ _ _), em comparação com os resultados procedentes do cálculo da FFT (_ _ _) dos resultados expostos no gráfico da figura 3.1.2.3-c.

Da análise dos resultados expostos nos gráficos, desde 3.1.2.3-a até 3.1.2.5., podemos retirar as seguintes conclusões:

- Podemos confirmar, com evidência, que os resultados das medições efectuadas pelo método IF consistem na autocorrelação da resposta impulsional do sistema em análise, o que é coerente com os resultados teóricos e com as simulações numéricas anteriormente expostos.
- Atendendo a que a convergência, entre os resultados provenientes do método de medição IF e os resultados provenientes do método de medição WS, é conseguida através do produto (no método WS), das medições independentes para cada uma das secções de fibra óptica envolvidas, podemos concluir que a forma como postulamos a contribuição de cada uma das secções de fibra óptica (multiplicação de matrizes) para o sistema é adequada.

Devemos notar que os resultados apresentados na figura 3.1.2.5. não são totalmente concordantes entre si. No entanto, essa pequena discrepância é coerente com o exposto no ponto anterior (3.1.1.) deste capítulo. As medições efectuadas pelo método IF deram resultados sistematicamente mais baixos do que os outros dois métodos de medição (JME e WS), para uma mesma fibra óptica.

Afim de suportarmos melhor a hipótese de compensação de DGD, quando variamos o acoplamento dos PSP, da saída de uma fibra óptica para a entrada de outra fibra óptica, decidimos repetir a experiência explicitada nos resultados expostos nas figuras 3.1.2.1. e 3.1.2.2., mas agora utilizamos o método de medição IF.

Tal como anteriormente, concatenamos as fibras "PHO" e "EGG", colocando entre elas uma lâmina retardadora de $\lambda/2$. Para cada posição do retardador efectuamos uma medição. Nesta sequência de medições encontramos máximos (1,30 ps) e mínimos (0,34 ps) de PMD. Nos gráficos da figura 3.1.2.6. ilustramos essas duas situações extremas.

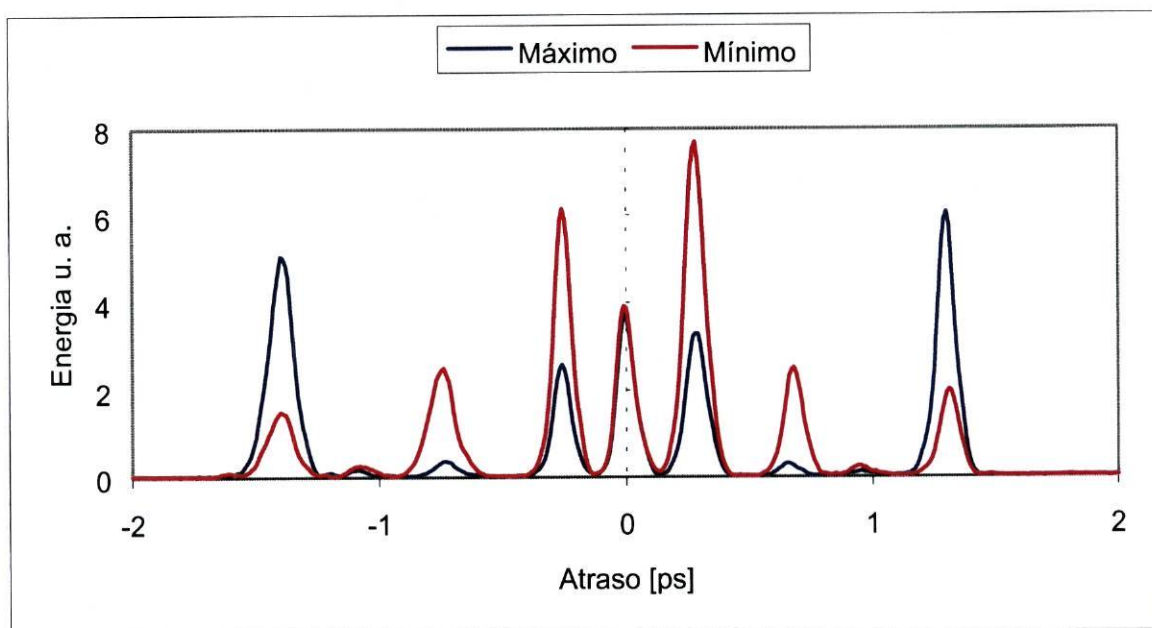


Figura-3.1.2.6: Medições efectuadas pelo método de medição IF, (no comprimento de onda 1550 nm), para as fibras ópticas "PHO" e "EGG" concatenadas; máximo de PMD = 1,30 ps e um mínimo de PMD = 0,34 ps.

A transferência de energia entre os vários estados principais de polarização, à medida que vamos variando o ângulo de acoplamento das duas fibras, é mais evidente na figura 3.1.2.7. Nesta figura podemos observar como, à medida que rodamos os estados de polarização à saída da primeira fibra (entrada da segunda fibra), a altura dos picos de correlação, a qual representa a energia acoplada em cada PSP, vai aumentando e diminuindo, de forma periódica.

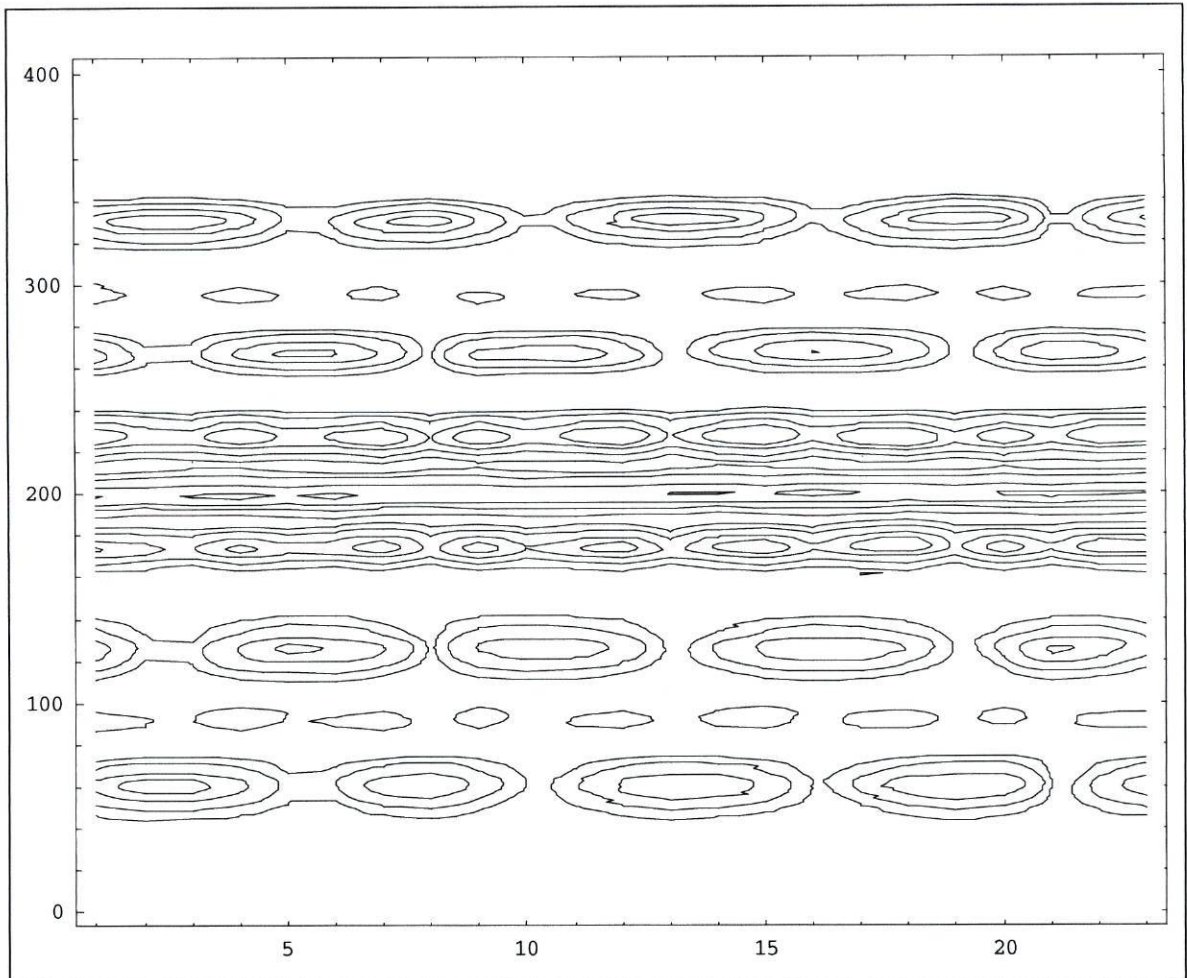


Figura-3.1.2.7: Resultados das medições efectuadas pelo método de medição IF sobre duas fibras concatenadas ("PHO" e "EGG"). O eixo das abcissas corresponde às 23 posições (entre 0° e 330°, com passos de 15°) de rotação da lamina $\lambda/2$. O eixo das ordenadas corresponde à distribuição de picos de correlação no interferograma (desde -2,5 ps a 2,5 ps)

A transferência de energia entre os vários PSP (entre os de maior e os de menor atraso), traduz-se globalmente por um maior ou menor valor da PMD do conjunto de fibras.

3.1.3. Medição da PMD em três fibra ópticas com baixo acoplamento intermodal

No desenvolvimento teórico deste trabalho, a primeira vez que se observou a dependência da PMD no comprimento de onda foi na concatenação de três secções de fibra óptica com elevada bi-refringência. Desse desenvolvimento teórico resultou a equação (28), onde é evidente a dependência dos DGD no comprimento de onda, ou frequência óptica.

Assim, para a apresentação dos resultados experimentais expostos no gráfico da figura 3.1.3.1., executou-se o trabalho experimental que a seguir se descreve:

- Foram concatenadas três fibras ópticas (“PHO”, “EGG” e “OUT”).
- Sobre esse conjunto de fibras foram executadas várias medições da PMD, pelo método JME, no comprimento de onda 1550 nm.
- Entre a primeira e a segunda fibra concatenadas foi introduzida uma lâmina com atraso de $\lambda/2$, para nos permitir maximizar as diferenças entre máximos e mínimos de DGD para cada sequência de medições.

No gráfico da figura 3.1.3.1. figuram, simultaneamente, os resultados provenientes da experimentação, e os resultados dos cálculos obtidos através da equação (28).

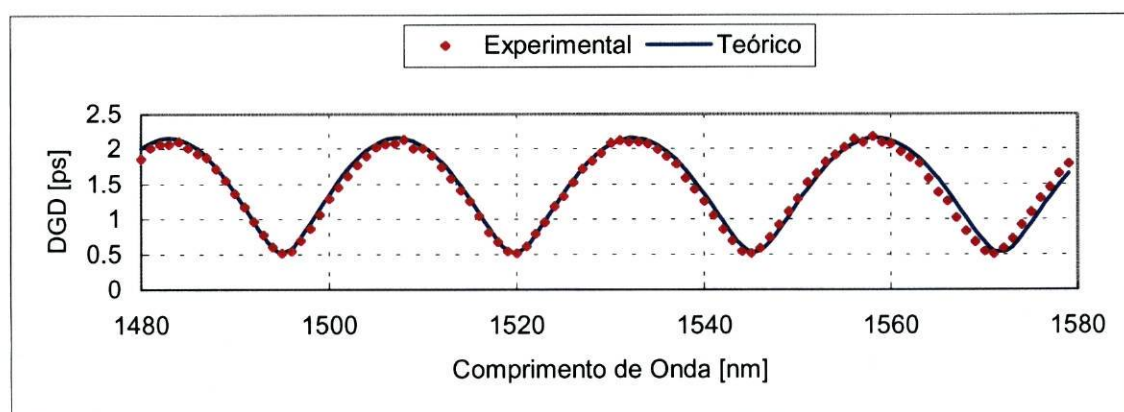


Figura-3.1.3.1: Resultados das medições efectuadas pelo método de medição JME para três secções de fibra óptica concatenadas. Simultaneamente é feita a apresentação dos valores calculados a partir da expressão analítica.

Para garantirmos um bom ajuste dos resultados analíticos aos resultados experimentais, tivemos necessidade de encontrar, por ajuste “manual”, os ângulos θ_{12} , θ_{23} e θ_{13} . Os valores atribuídos a esses ângulos foram respectivamente $\pi/4$, $\pi/2,6$ e $\pi/8,7$. Os valores de DGD atribuídos a cada uma das três secções de fibra óptica aplicadas neste trabalhos foram os que estão explicitados como valores médios de DGD (método JME), no ponto 3.1.1. deste capítulo, excepto para a fibra “EGG”. Efectivamente, para a fibra “EGG” foi necessário proceder a um pequeno ajuste do valor de DGD utilizado nos cálculos (passando de 0,3070 ps para 0,3067 ps), pois só assim conseguíamos uma melhor concordância entre o período de modulação dos resultados experimentais e teóricos. Note-se que este valor de DGD ainda está contido no intervalo de incerteza atribuído a esta medida ($\pm 0,0004$ ps).

Perante os resultados apresentados neste ponto 3.1.3., julgamos relevante referir que, talvez esta técnica de concatenação de fibras com elevada bi-refringência nos permita melhorar os processo de medição e cálculo de DGD na técnica JME. Note-se que, por um lado não é relevante conhecer bem os DGD das fibras adjacentes, e por outro o DGD da fibra central é calculado com base no período de oscilação das medições, o que implica a intervenção convergente de todas as medições efectuadas, bem como elimina desvios sistemáticos desconhecidos, pois os cálculos estão a ser efectuados com base em informação de fase.

3.2. Fibras com forte acoplamento intermodal

A exposição e discussão dos resultados no capítulo 3.1. concentrou-se sobre o estudo da dispersão modal de polarização (PMD), em fibras com forte bi-refringência, e baixo acoplamento intermodal. Ou seja, as condições fronteira de cada um dos casos em estudo apresentavam-se com um carácter razoavelmente determinístico.

Neste capítulo vamos fazer a apresentação, e discutir resultados provenientes de medições da PMD efectuadas sobre fibras ópticas normalizadas para telecomunicações, fibras monomodo com dispersão cromática não deslocada (CEI 793-1 ou EN 188 000). As fibras monomodo, na verdade, suportam sempre dois modos linearmente polarizados (modos LP_{01}), e idealmente degenerados. Mas como nenhuma fibra óptica é ideal, a degenerescência dos modos LP_{01} é constantemente perturbada por uma série de grandezas de influência, com acção predominantemente aleatória, que podemos identificar, mas que nunca podemos controlar. Essas grandezas de influência, não pretendendo ser exaustivo, serão:

- a não circularidade do núcleo, a qual varia aleatoriamente ao longo da fibra (este parâmetro estará sobre controlo estatístico na fabricação da fibra, mas não poderá ser eliminado completamente);
- distribuição aleatória de bi-refringências internas, essencialmente devidas a tensões mecânicas no interior da própria sílica que compõe a fibra;
- distribuição aleatória de bi-refringências devidas à aplicação externa de microcurvatura e macrocurvaturas.

Apesar do carácter intrinsecamente aleatório, e consequentemente complexo, destes fenómenos de bi-refringência, de acordo com os pressupostos de Poole [14], será sempre possível definir dois estados principais de polarização (PSP). Evidentemente que esses PSP só serão válidos enquanto as condições fronteira do sistema se mantiverem. A manutenção das condições fronteira significa que, a temperatura ambiente não variou, a fibra não foi deslocada, etc. Como podemos imaginar, nestas condições um conjunto particular de PSP terá uma existência muito efémera!

Nos pontos que se seguem deste capítulo vamos demonstrar que efectivamente os PSP existem e são mais estáveis do que se poderia pensar à primeira vista.

Nos pontos que se seguem deste capítulo vamos demonstrar que efectivamente os PSP existem e são mais estáveis do que se poderia pensar à primeira vista.

3.2.1. Resultados individuais para cada uma das fibras

Foram objecto deste estudo duas bobinas com 12,8 km de fibra óptica monomodo (LFO985 e LFO989), com dispersão cromática não deslocada. Sobre estas fibras foram aplicadas as três técnicas de medição da PMD que temos vindo a estudar (JME, WS e IF), ao longo deste trabalho.

Nas figuras 3.2.1.1. e 3.2.1.2. são apresentados os resultados das medições executadas pelo método JME para as fibras "LFO985" e "LFO989". Simultaneamente são apresentados os histogramas correspondentes a um conjunto de medição efectuadas em cada uma das fibras.

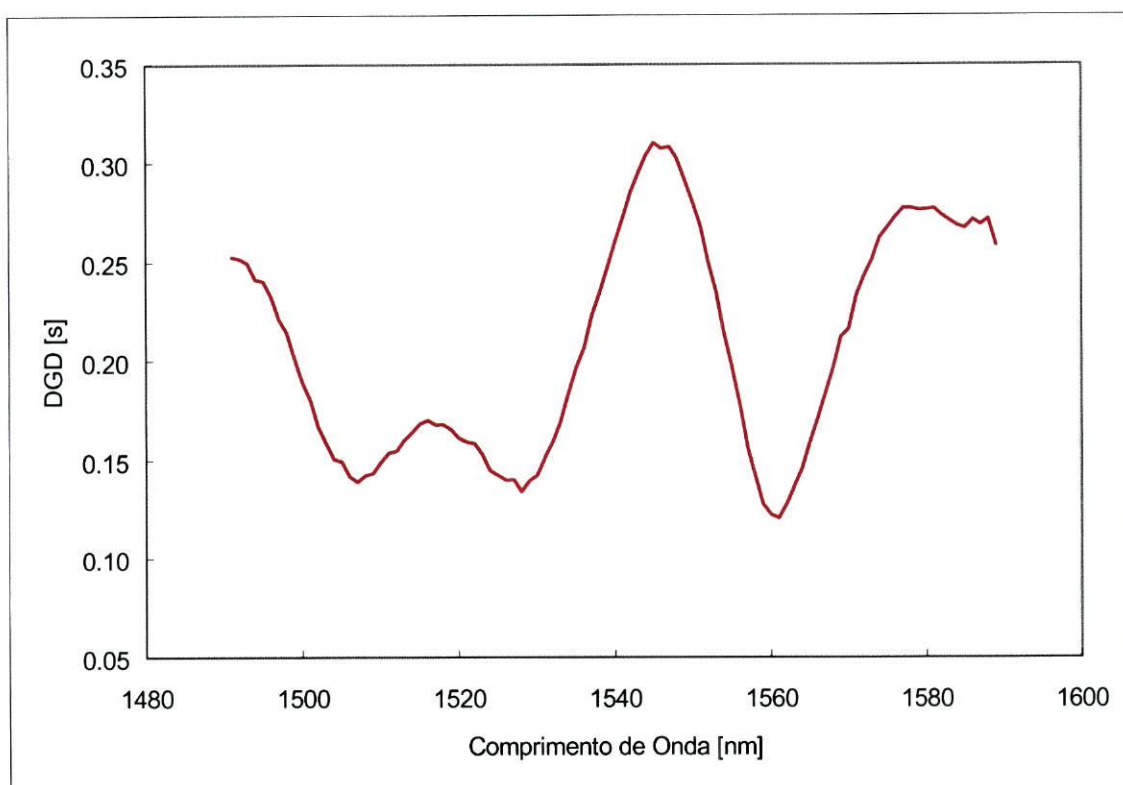


Figura-3.2.1.1-a: Resultados das medições efectuadas pelo método de medição JME para a fibra óptica "LFO985". O resultado encontrado para a PMD desta fibra foi de 0,214 ps.

Como podemos ver nos gráficos (a) dos conjuntos de figuras 3.2.1.1. e 3.2.1.2., e como já tinha sido previsto nas simulações do capítulo 2.4., o DGD da fibra depende, de forma não periódica, do comprimento de onda da radiação que atravessa a fibra óptica.

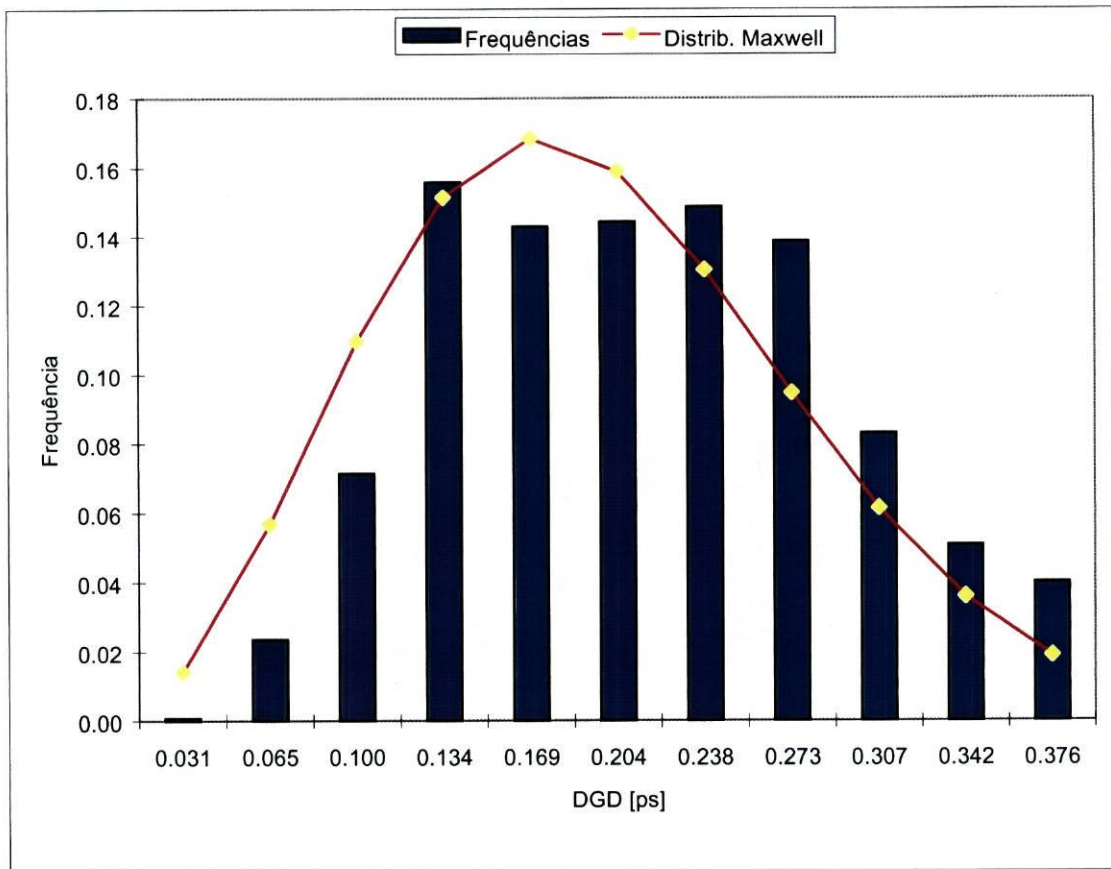


Figura-3.2.1.1-b: Histograma da frequência de DGD em 14 conjuntos de medições efectuados sobre a fibra óptica LFO985. O percentil do ajuste da distribuição de Maxwell às frequências de DGD é menor que 0,5%.

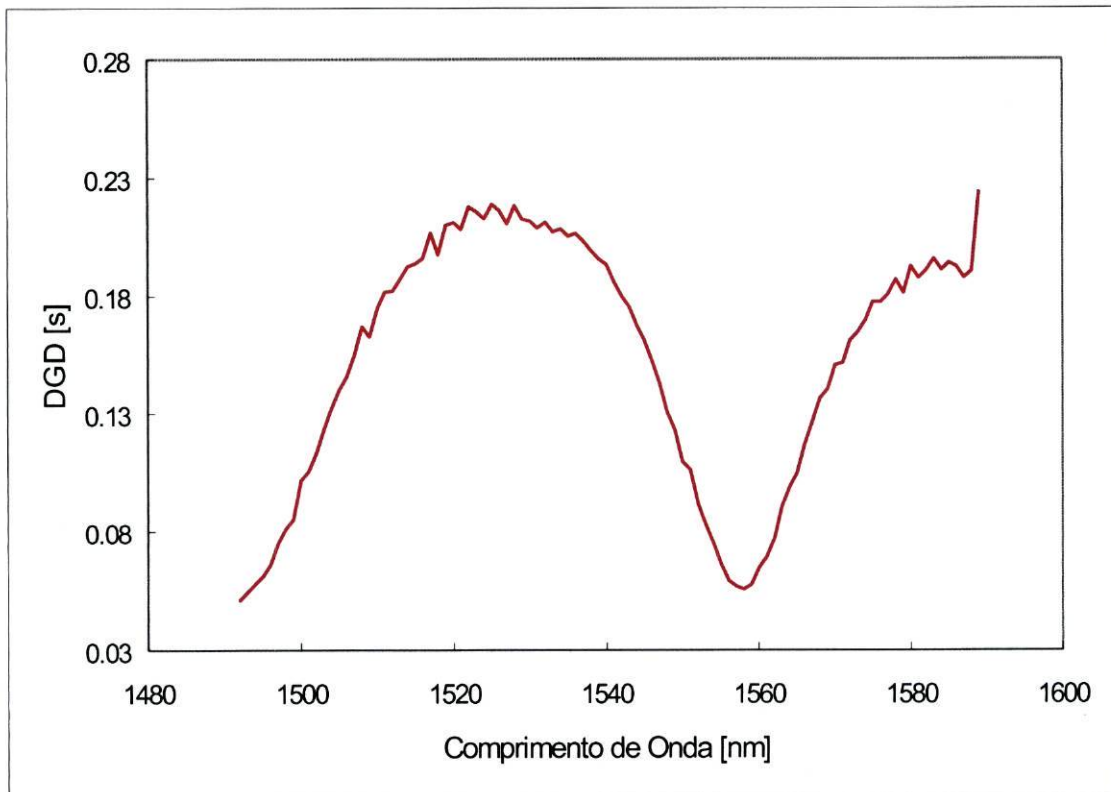


Figura-3.2.1.2-a: Resultados das medições efectuadas pelo método de medição JME para a fibra óptica "LFO989". O resultado encontrado para a PMD desta fibra foi de 0,179 ps.

O valor da PMD encontrado para cada uma das fibras, a partir do valor médio das medições de DGD foi $0,214 \pm 0,004$ ps, para a fibra LFO985, e $0,179 \pm 0,005$ ps, para a fibra LFO989. Para determinar o valor de PMD da forma como é indicado na bibliografia [24,28,29] foi utilizada a equação (34).

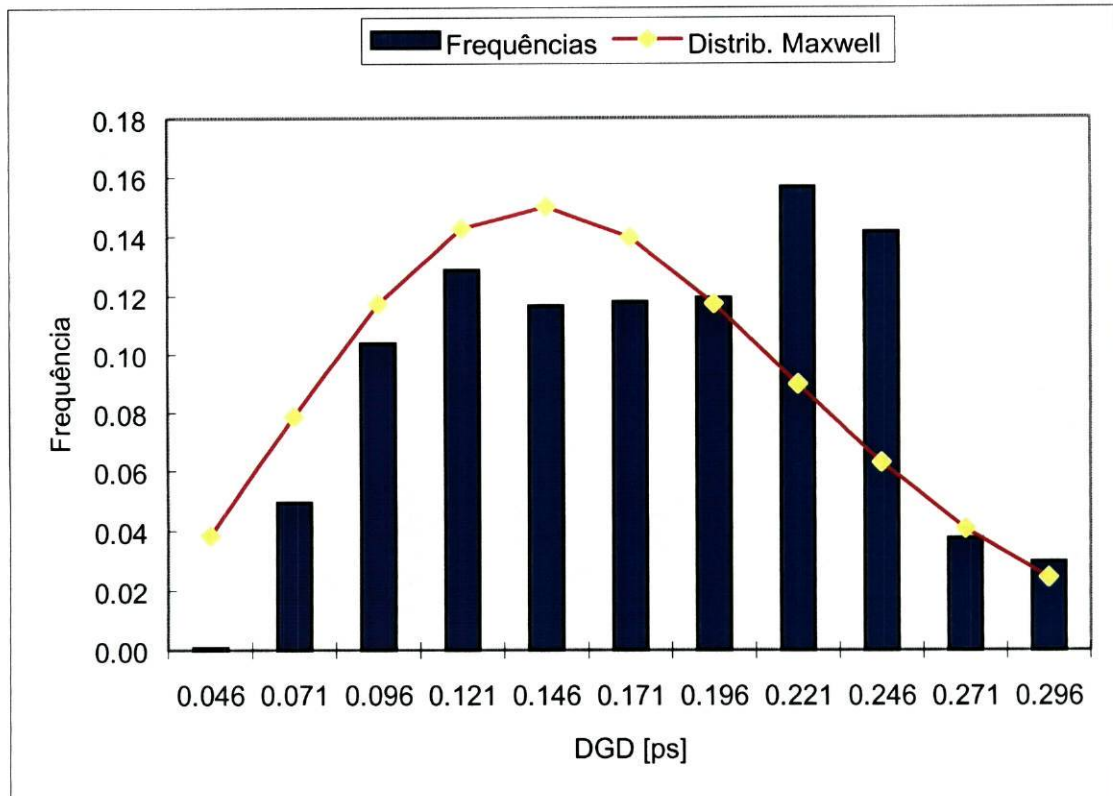


Figura-3.2.1.2-b: Histograma da frequência de DGD em 14 conjuntos de medições efectuados sobre a fibra óptica LFO989. O percentil do ajuste da distribuição de Maxwell às frequência de DGD é menor que 0,5%.

Os histogramas calculados para cada uma das fibras apresentam um percentil menor do que 0,5%. Isto quer dizer que as distribuições de frequências de DGD apresentadas nos gráficos (b) das figuras 3.2.1.1. e 3.2.1.2., com uma probabilidade superior a 99%, obedecem à distribuição de Maxwell. Estamos, portanto, perante fibras com forte acoplamento intermodal [28,29,30,31,32].

Sobre as fibras “LFO985” e “LFO989” foram também executadas medições da PMD utilizando os métodos WS e IF. As medidas encontradas, utilizando estes dois últimos métodos de medição, vão ser tratadas em conjunto porque, como já referimos anteriormente, os métodos de medição WS e IF apresentam-se relacionados.

Assim, nas figuras 3.2.1.3. e 3.2.1.4. são apresentados os gráficos resultantes das medições efectuadas aplicando o método de medição WS.

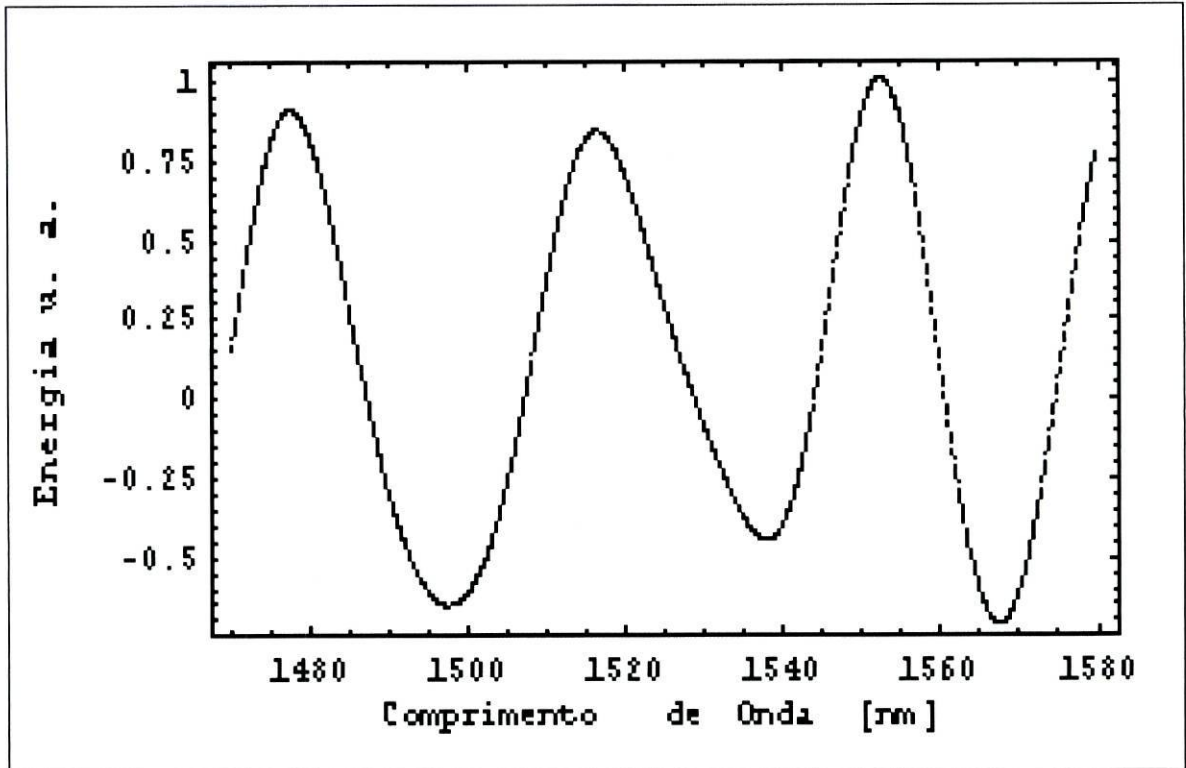


Figura-3.2.1.3: Distribuição da energia, ao longo do espectro, durante uma medição de PMD, pelo método de medição WS, para a fibra "LFO985". O resultado médio encontrado para a PMD, com $k=1$, foi 0,29 ps.

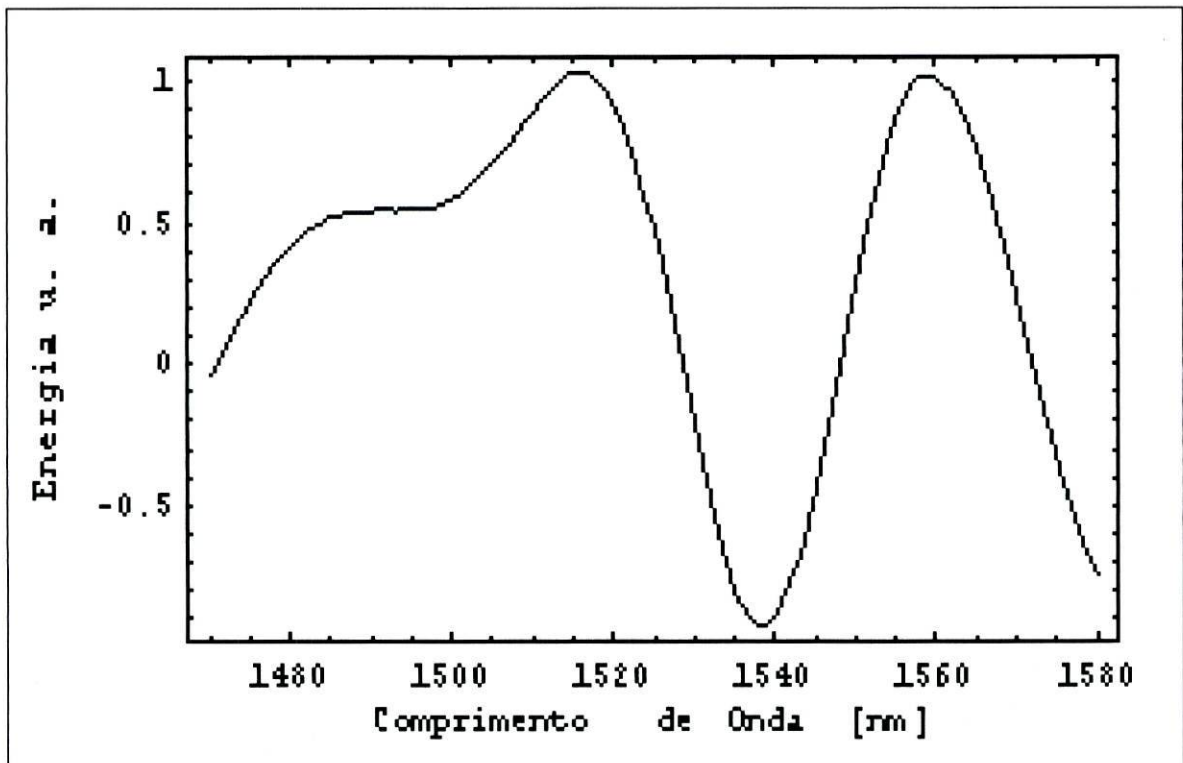


Figura-3.2.1.4: Distribuição da energia, ao longo do espectro, durante uma medição de PMD, pelo método de medição WS, para a fibra "LFO989". O resultado médio encontrado para a PMD, com $k=1$, foi 0,21 ps.

Nos gráficos das figuras 3.2.1.5. e 3.2.1.6. são apresentados os resultados das medições da PMD para as fibras "LFO985" e "LFO989", aplicando o método de medição IF.

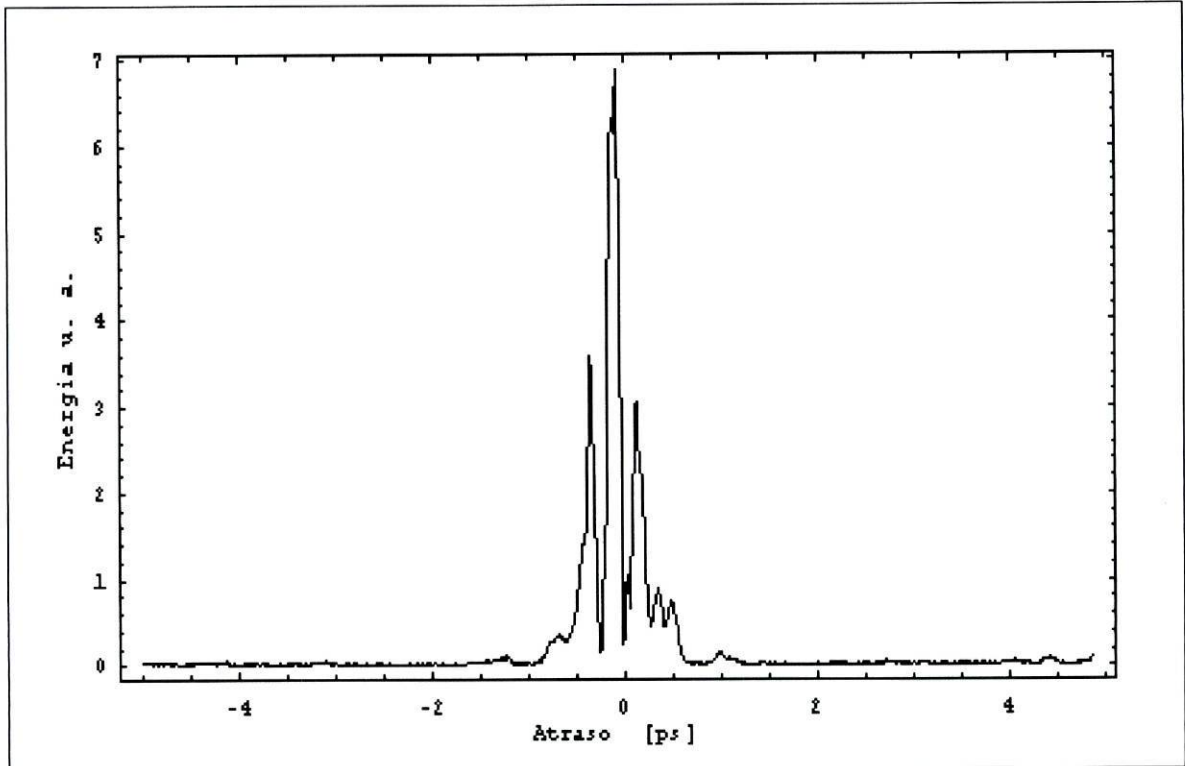


Figura-3.2.1.5: Distribuição da energia num interferograma, durante uma medição de PMD, pelo método de medição IF, para a fibra "LFO985". O resultado médio encontrado para a PMD, foi 0,18 ps.

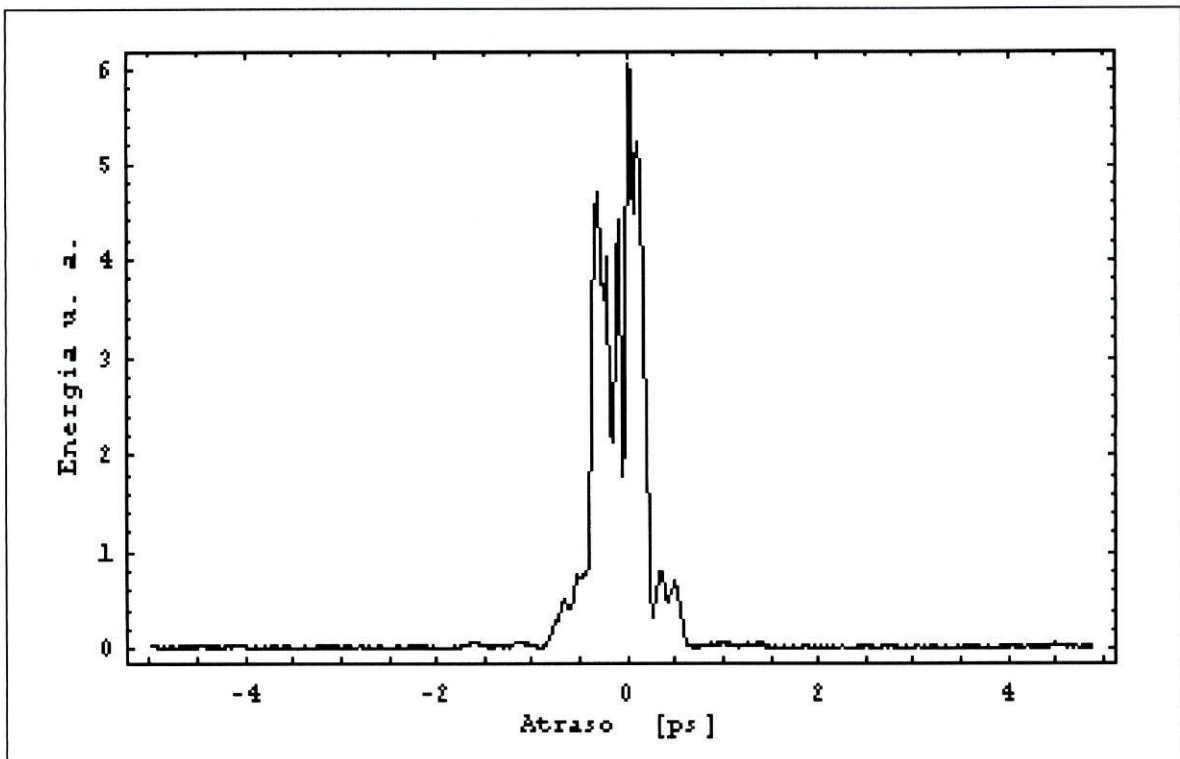


Figura-3.2.1.6: Distribuição da energia num interferograma, durante uma medição de PMD, pelo método de medição IF, para a fibra "LFO989". O resultado médio encontrado para a PMD, foi 0,09 ps.

As transformadas de Fourier das distribuições espectrais de energia apresentadas nas figuras 3.2.1.3. e 3.2.1.4 são apresentadas nas figuras 3.2.1.7. e 3.2.1.8, para as fibras "LFO985" e "LFO989". Nas mesmas figuras, essas distribuições podem ser comparadas com os resultados obtidos pelo método de medição IF.

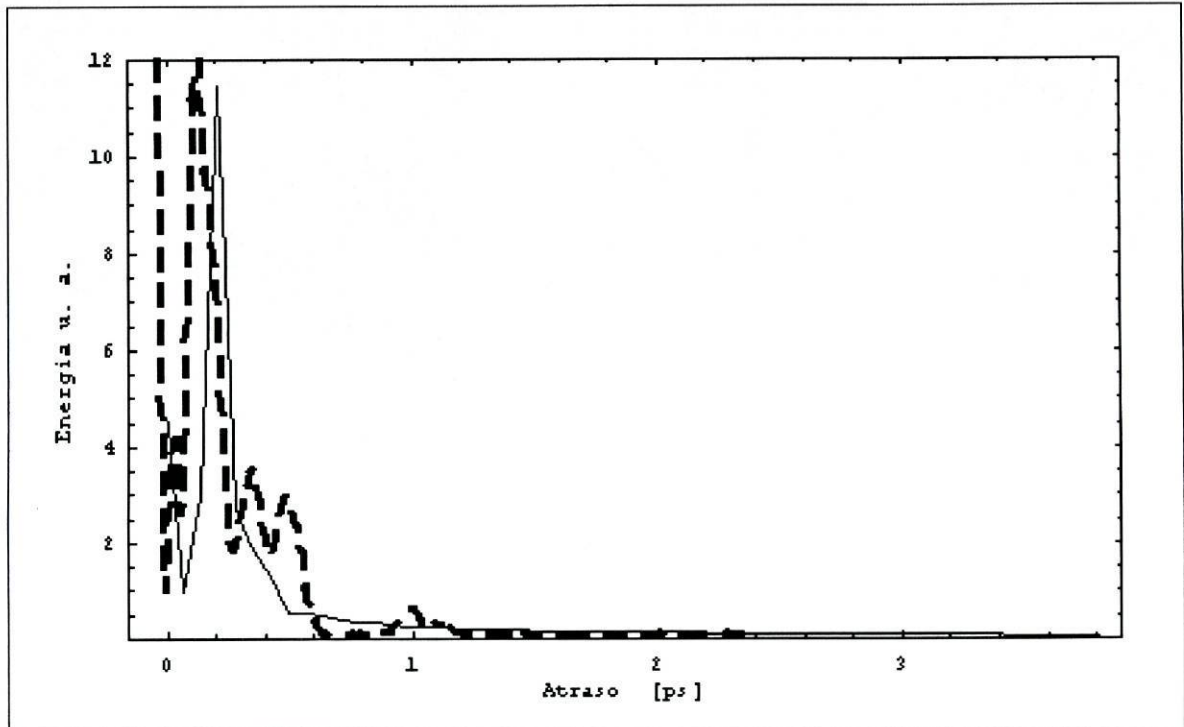


Figura-3.2.1.7: Comparação das distribuições energia, entre o interferograma resultante das medições IF (---), e a transformada de Fourier dos resultados das medições WS (___), para a fibra "LFO985".

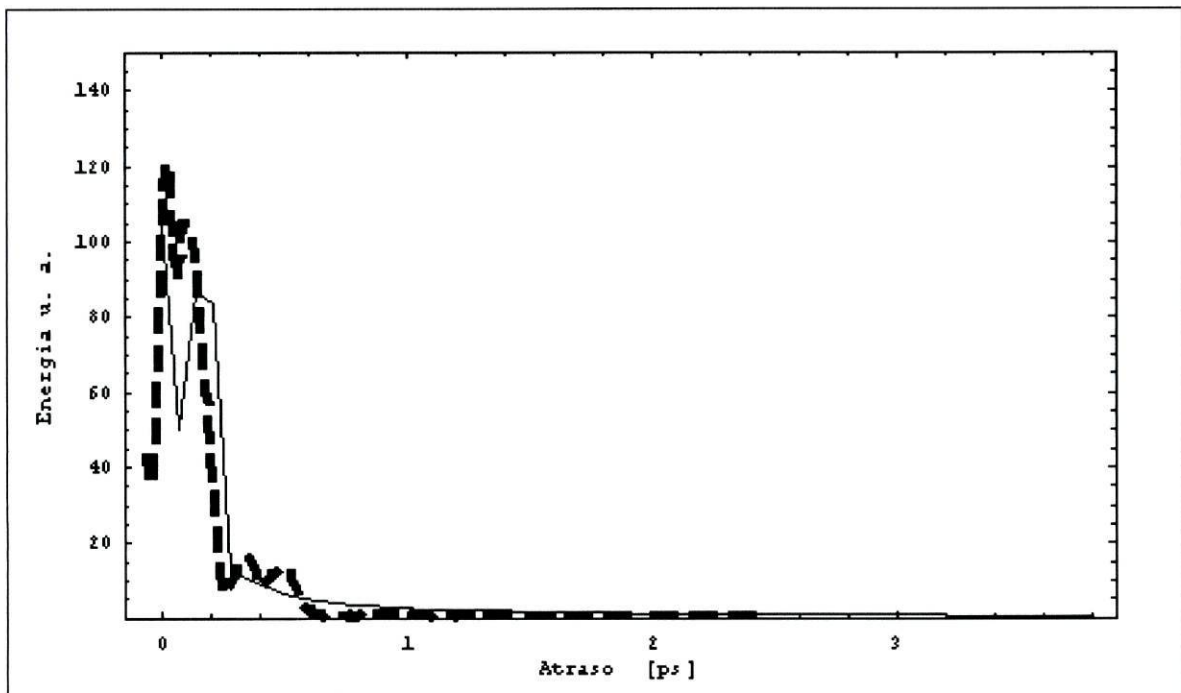


Figura-3.2.1.8: Comparação das distribuições de energia, entre o interferograma resultante das medições IF (---), e a transformada de Fourier dos resultados das medições WS (___), para a fibra "LFO989".

Comparando os resultados obtidos para as duas fibras ópticas aqui estudadas, aplicando os métodos de medição WS e IF, podemos retirar as seguintes conclusões:

- os resultados das medições obtidas pelos dois métodos de medição apresentam efectivamente forte relacionamento (tal como foi previsto teoricamente, e foi confirmado na utilização de fibras com elevada bi-refringência), como podemos ver nos resultados expostos nas figuras 3.2.1.7. e 3.2.1.8.
- apesar desse relacionamento nos resultados experimentais, os valores numéricos apresentados por cada um dos sistemas de medição (WS e IF) para a PMD, não são coerentes entre si.
- se admitirmos que as amostras medidas apresentam um forte acoplamento intermodal (o que se confirma através dos histogramas das figuras 3.2.1.1-b e 3.2.1.2-b), então o factor k deverá andar próximo do valor 0,82. Assim, os valores apresentados junto das figuras 3.2.1.3. e 3.2.1.4. (com $k=1$), transformam-se em $0,24 \pm 0,02$ ps e $0,17 \pm 0,01$ ps, para as fibras LFO985 e LFO989, respectivamente. Portanto os resultados conseguidos através do método WS (com contagem de extremos) são concordantes com os resultados obtidos, para as mesmas fibras pelo método JME.

Perante as observações aqui apresentadas, resta-nos concluir que existem problemas na implementação das medições com o método IF. Para superar este problema sugerimos duas hipóteses:

- Talvez exista alguma falha de robustez no algoritmo implementado para estimação dos valores da PMD. Note-se, que os algoritmos normalmente implementados [30] estão preparados para responder a duas situações extremas: a primeira situação refere-se aos casos de muito baixo acoplamento (o algoritmo detecta picos de correlação; de preferência não mais de dois), a segunda situação refere-se aos casos em que temos forte acoplamento intermodal (nestes casos o algoritmo espera uma distribuição gaussiana, e como tal determina a sua variância). Nas situações intermédias os algoritmos normalmente implementados dificilmente encontrarão uma resposta correcta.
- A Segunda hipótese prende-se com a forma prática de contornar, em parte, os problemas associados com os algoritmos de calculo da PMD no método de medição IF. Como tivemos oportunidade de confirmar com os histogramas das medições JME, as duas fibras estudadas apresentam forte acoplamento

encontrado posteriormente era diferente. Este tipo de comportamento é típico das fibras com fraco acoplamento intermodal, pois podemos facilmente cair na situação em que toda a energia é colocada num dos estados principais de polarização, e então a PMD será mínima. Este tipo de comportamento é igualmente possível com fibras onde o acoplamento intermodal é elevado, como veremos no ponto seguinte deste capítulo. Assim sendo, aconselha-se que, sempre que executemos medições da PMD com o método IF, devemos repetir várias vezes o procedimento de medição tentando alterar as condições de injeção de radiação. E no final devemos tomar a média dos valores da PMD encontrados para cada caso.

A título de exemplo temos na figura 3.2.1.9. dois interferogramas resultantes das medições com o método IF sobre as fibras "LFO985" (a) e LFO989 (b). Conjuntamente é apresentado um ajuste possível de uma distribuição gaussiana.

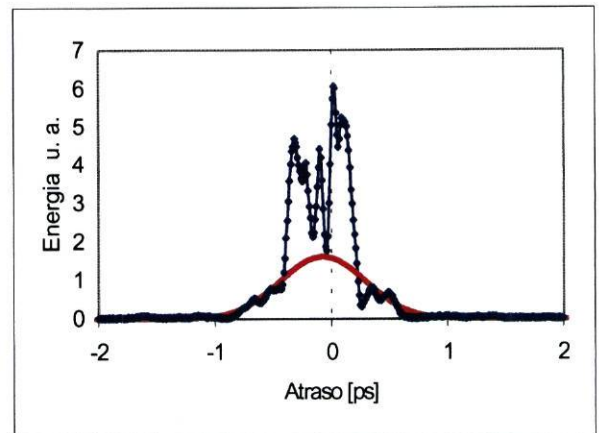
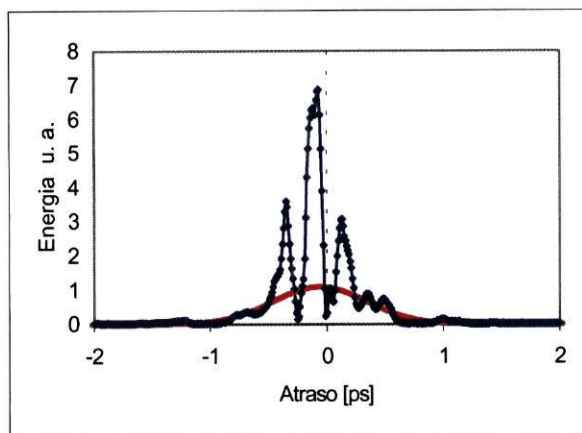


Figura-3.2.1.9-a: Fibra "LFO985". Comparação dos resultados experimentais com um ajuste gaussiano.

Figura-3.2.1.9-b: Fibra "LFO989". Comparação dos resultados experimentais com um ajuste gaussiano.

3.2.2. Incertezas nas medições

As medições apresentadas neste trabalho foram executadas ao longo de vários meses. Aproveitando esta circunstância, repetimos a aquisição dos mesmo tipos de medidas em ocasiões distintas. Desta forma tivemos a oportunidade de verificar qual era a estabilidade, a médio prazo, dos resultados obtidos. Assim, nos gráficos (a, b, c, d) das figuras 3.2.2.1., fazemos a apresentação dessa evolução temporal.

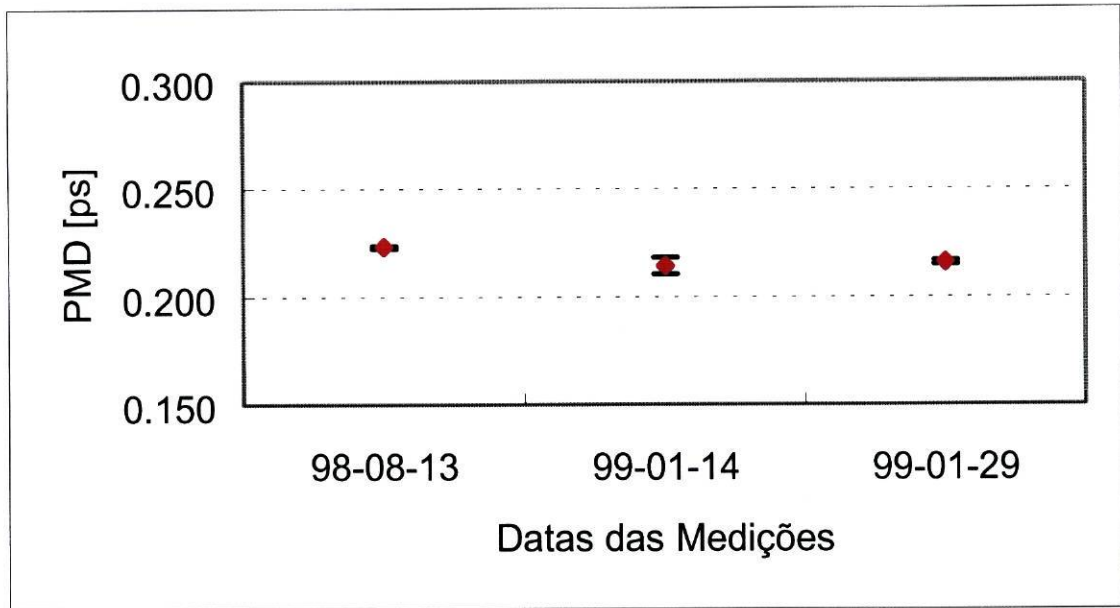


Figura-3.2.2.1-a: Medições efectuadas ao longo do tempo, pelo método de medição JME, para a LFO985.

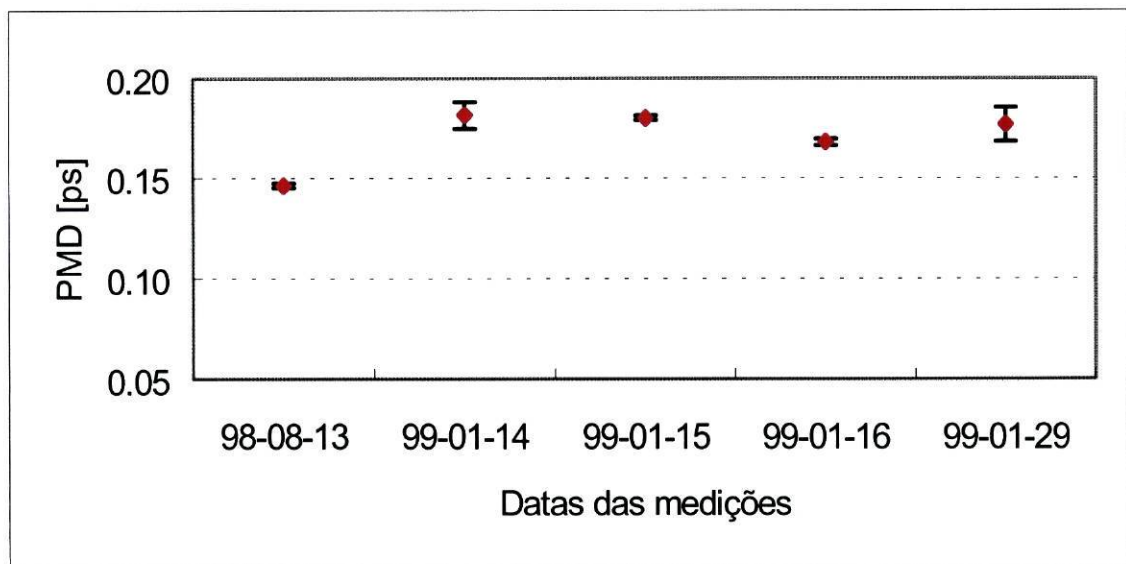


Figura-3.2.2.1-b: Medições efectuadas ao longo do tempo, pelo método de medição JME, para a LFO989.

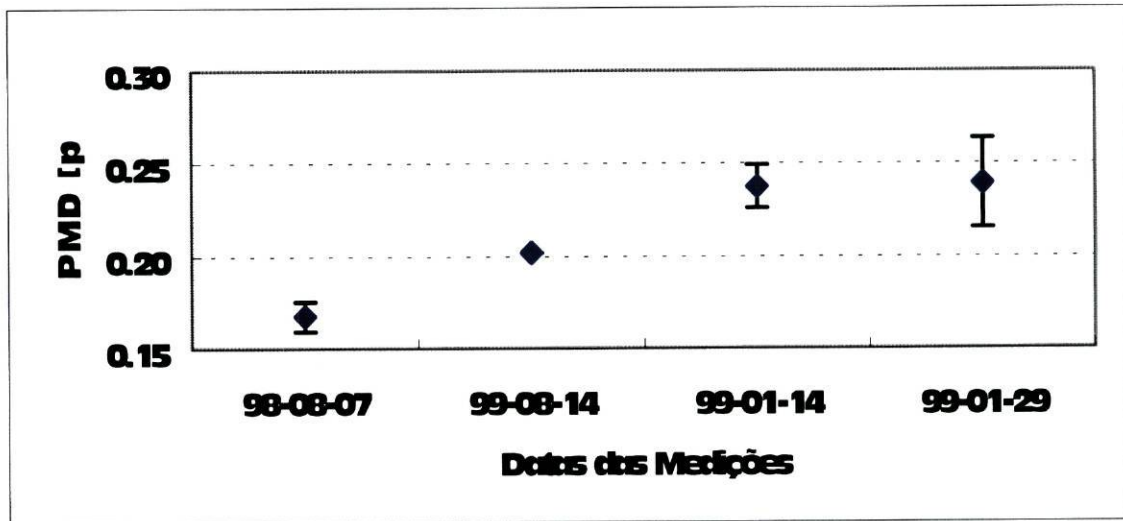


Figura-3.2.2.1-c: Medições efectuadas ao longo do tempo, pelo método de medição WS, para a LFO985.

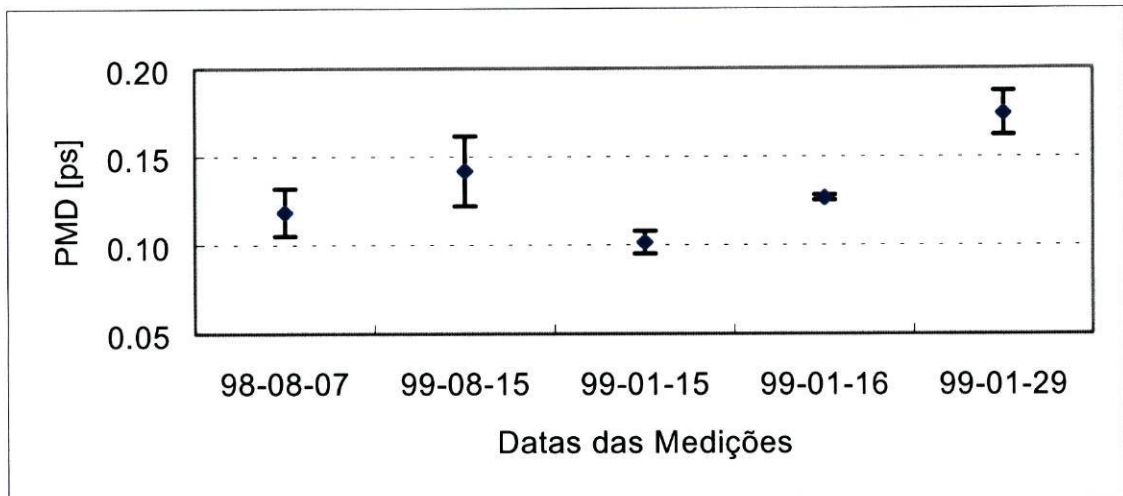


Figura-3.2.2.1-d: Medições efectuadas ao longo do tempo, pelo método de medição WS, para a LFO989.

Perante os resultados apresentados nestes gráficos podemos concluir que os resultados das medições se mantiveram dentro de um intervalo de aproximadamente 0,06 ps. Pensamos que este tipo de comportamento pode conter a influência da flutuação da temperatura ambiente, mas não só, pois durante todo o período das medições passamos das temperaturas de Verão (aproximadamente 26 °C) para temperaturas de Inverno (aproximadamente 18 °C). O que implica uma flutuação da temperatura média do ar de 8 °C. Como podemos ver nas figuras 3.2.2.2., para se alcançarem flutuações da PMD da ordem de 0,05 ps, tanto em fibras com baixo como em fibras com elevado acoplamento intermodal, são necessárias amplitudes térmicas da ordem de algumas dezenas de graus centígrados.

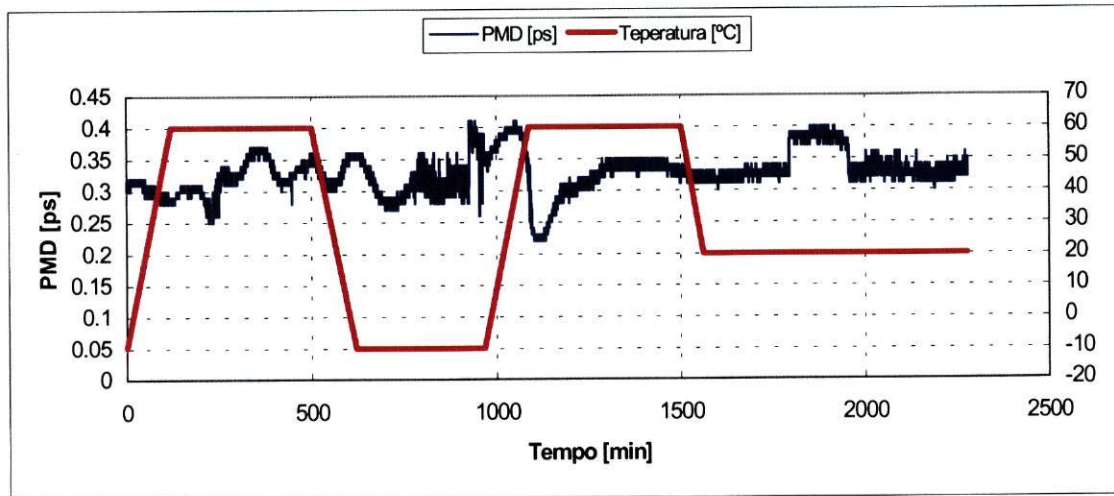


Figura-3.2.2.2-a.: Monitoração da PMD (método de medição IF) num cabo com fibras ópticas monomodo (2 km), em função da temperatura.

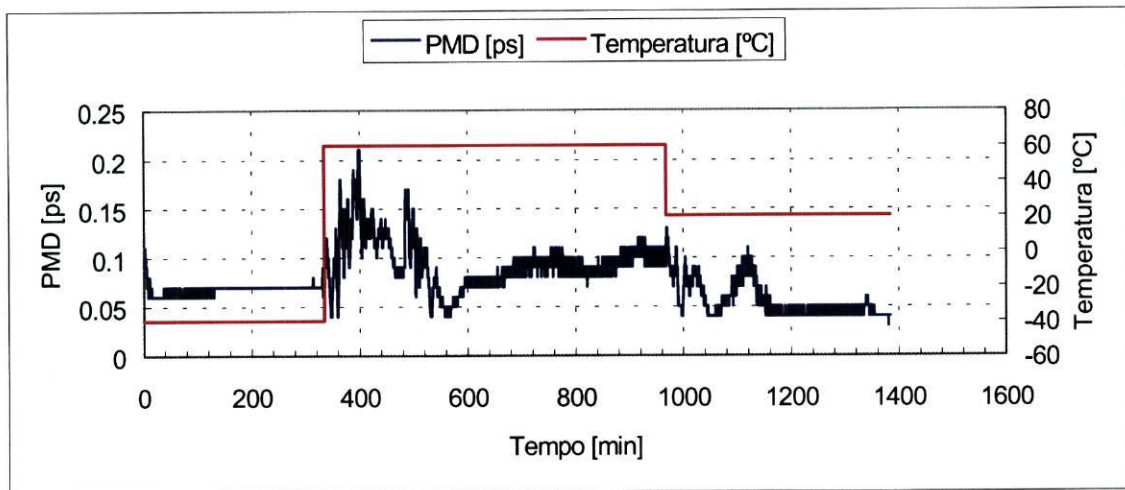


Figura-3.2.2.2-b.: Monitoração da PMD (método de medição IF) numa fibra óptica monomodo nua (4 km), contida numa bobina de 300 mm, em função da temperatura..

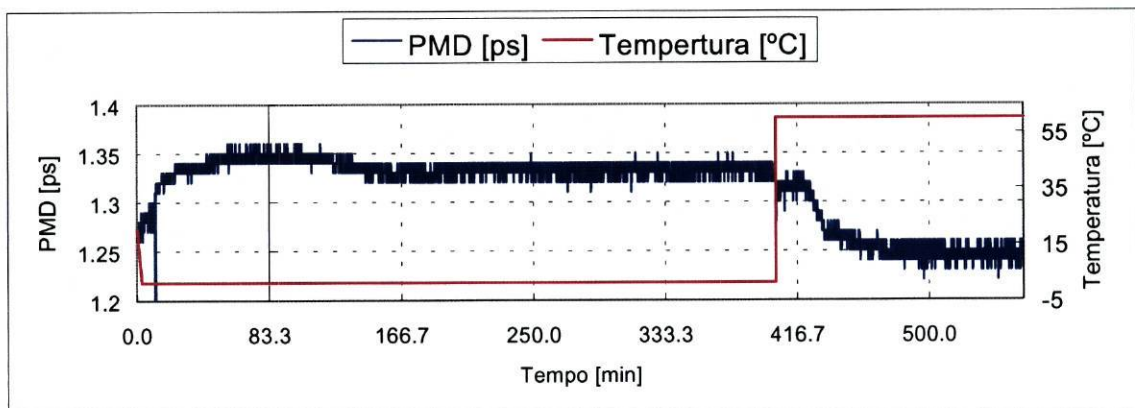


Figura-3.2.2.2-c.: Monitoração da PMD (método de medição IF) em 1 metro de fibra óptica com elevada birrefringência ("OUT"), em função da temperatura.

Como não conhecemos bem o mecanismo que provocou este tipo de deriva em longos períodos de tempo para as fibras com alto acoplamento intermodal, o

aconselhável é que essas flutuações sejam também incorporadas nas incertezas finais para essas fibras ópticas.

3.2.3. Estados principais de polarização em fibras com elevado acoplamento intermodal

Ao longo da apresentação dos resultados experimentais foi várias vezes referida a existência de PSP, mesmo em fibras com estruturas bi-refringêntes complexas, como é o caso das fibras ópticas monomodo para telecomunicações. Se esses estados de polarização principais existirem, eles devem ser ortogonais e devem apresentar um atraso temporal entre si bem definido (o atraso entre os dois estados principais de polarização é por definição o DGD).

A experiência que idealizamos e executamos, para tentar evidenciar a presença dos PSP, foi a seguinte:

- Concatenamos duas bobinas de fibra óptica monomodo com elevado acoplamento intermodal ("LFO985" e "LFO989" cada bobina com 12 km de fibra óptica).
- Entre as duas bobinas de fibra colocamos uma lâmina retardadora de $\lambda/2$, para nos permitir rodar o campo electromagnético à saída da primeira fibra.
- A experiência consistiu em medir os DGD do par de fibras em função do comprimento de onda, para os vários ângulos de rotação da lâmina retardadora.

Os resultados obtidos resumem-se nos gráficos das figuras 3.2.3.1., 3.2.3.2-a e 3.2.3.2-b. Na figura 3.2.3.1 temos a evolução da PMD (média dos DGD no comprimento de onda) com o ângulo de rotação. Na figura 3.2.3.2-a temos um gráfico tridimensional onde é possível observar simultaneamente as dependências no ângulo de rotação da lâmina e no comprimento de onda. Na figura 3.2.3.2-b temos um gráfico com curvas de nível, onde podemos mais facilmente identificar, a localização das estruturas periódicas encontradas nas medições.

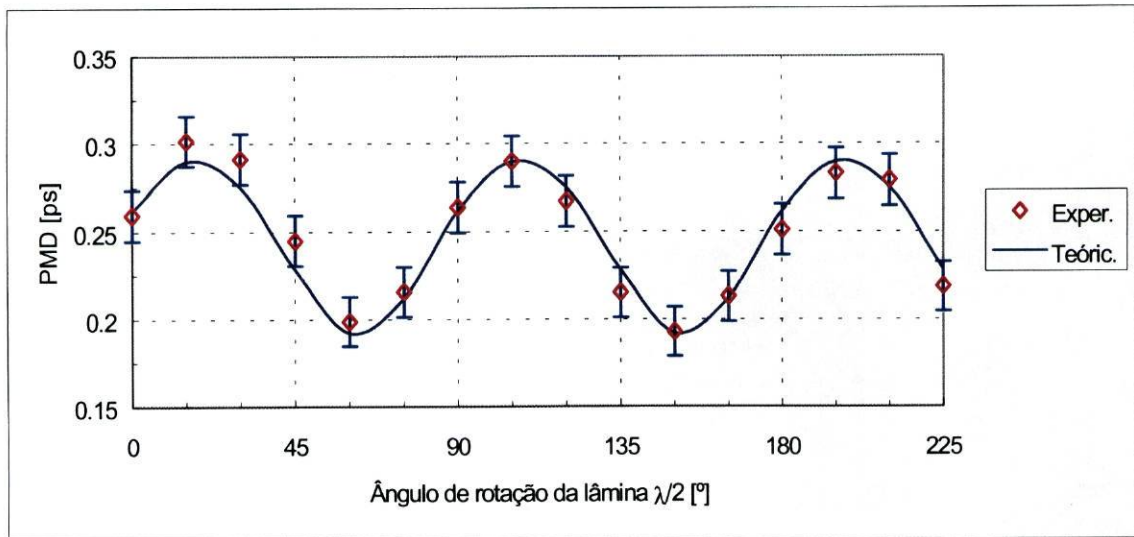


Figura-3.2.3.1.: Evolução da PMD com a rotação do retardador colocado entre duas fibras com elevado acoplamento intermodal. Medições efectuadas a 1550 nm.

No gráfico 3.2.3.1., foi aplicada, de forma empírica, uma curva de ajuste teórica. Trata-se da equação (24), à qual atribuímos os valores de PMD encontrados, de forma independente, para cada uma das duas secções de fibra óptica (“LFO985” e “LFO989”) usadas na experiência. A única diferença, relativamente à equação original é que o factor (2) foi substituído por (0,86).

Como podemos ver, a conformidade dos resultados experimentais com a equação empírica é muito grande, o que nos leva a acreditar que aquele par de fibras, naquelas condições particulares inalteradas, para todos os efeitos se comportaram como um par de fibras bi-refringêntes. Ou seja, à saída da primeira fibra tínhamos um par de estados de polarização ortogonais, que quando passam para a segunda fibra se combinam com os estados próprios desta última gerando um determinado DGD resultante do conjunto. Após ter sido rodado o retardador de $\pi/4$ radianos (que é equivalente a rodar os PSP de $\pi/2$ radianos) encontramos aproximadamente o mesmo nível de DGD resultante, tendo passado por um extremo (máximo ou mínimo). Esta descrição podia igualmente ser feita para um par de fibras com elevada bi-refringência, como acontece nos capítulos anteriores deste trabalho.

Na figura 3.2.3.2. podemos ver como o comportamento das distribuições de DGD se repetem de forma periódica e estável, à medida que o ângulo varia.

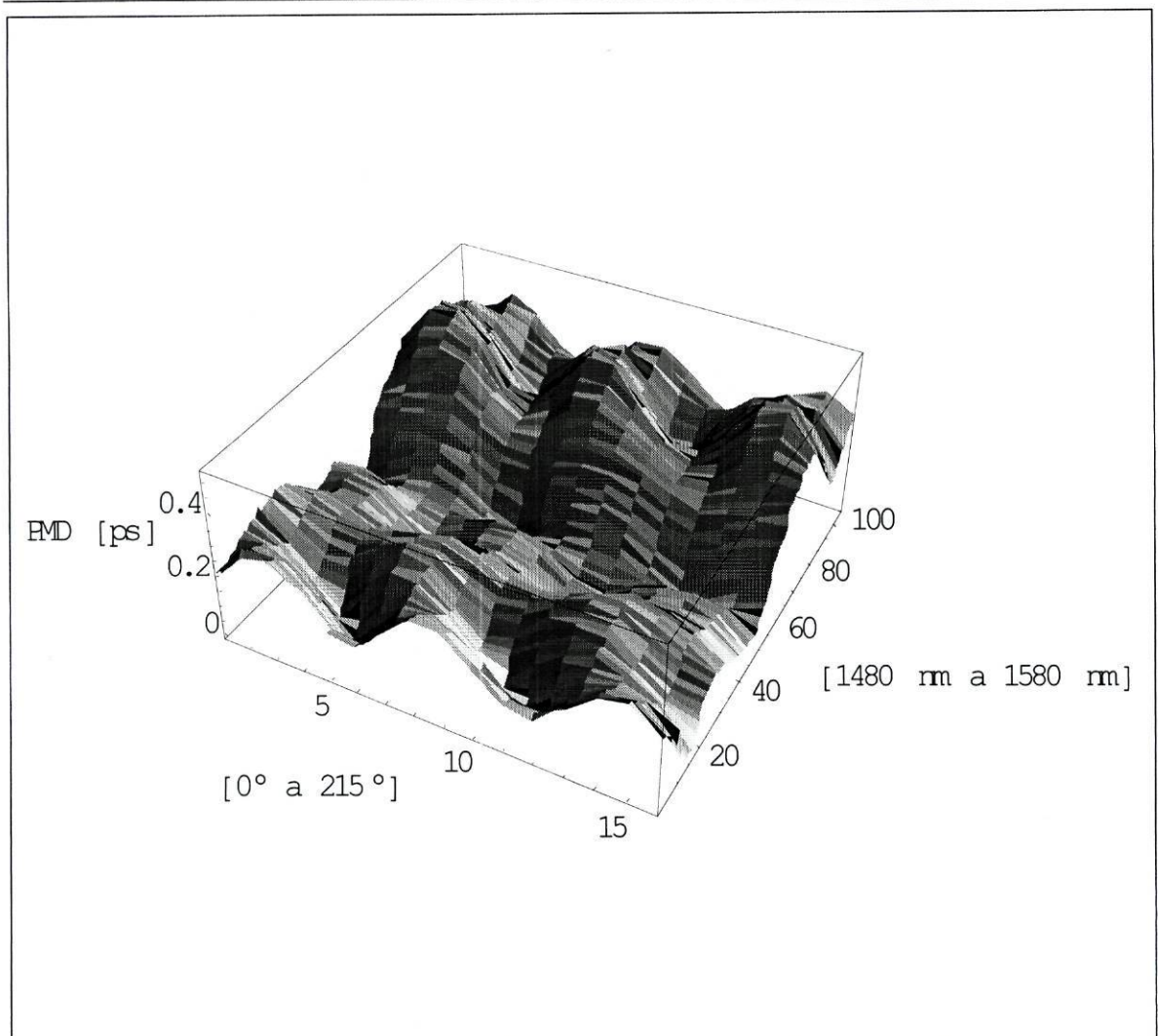


Figura-3.2.3.2-a.: Evolução da PMD com a rotação do retardador colocado entre duas fibras com elevado acoplamento intermodal. Apresentação em perspectiva 3-D.

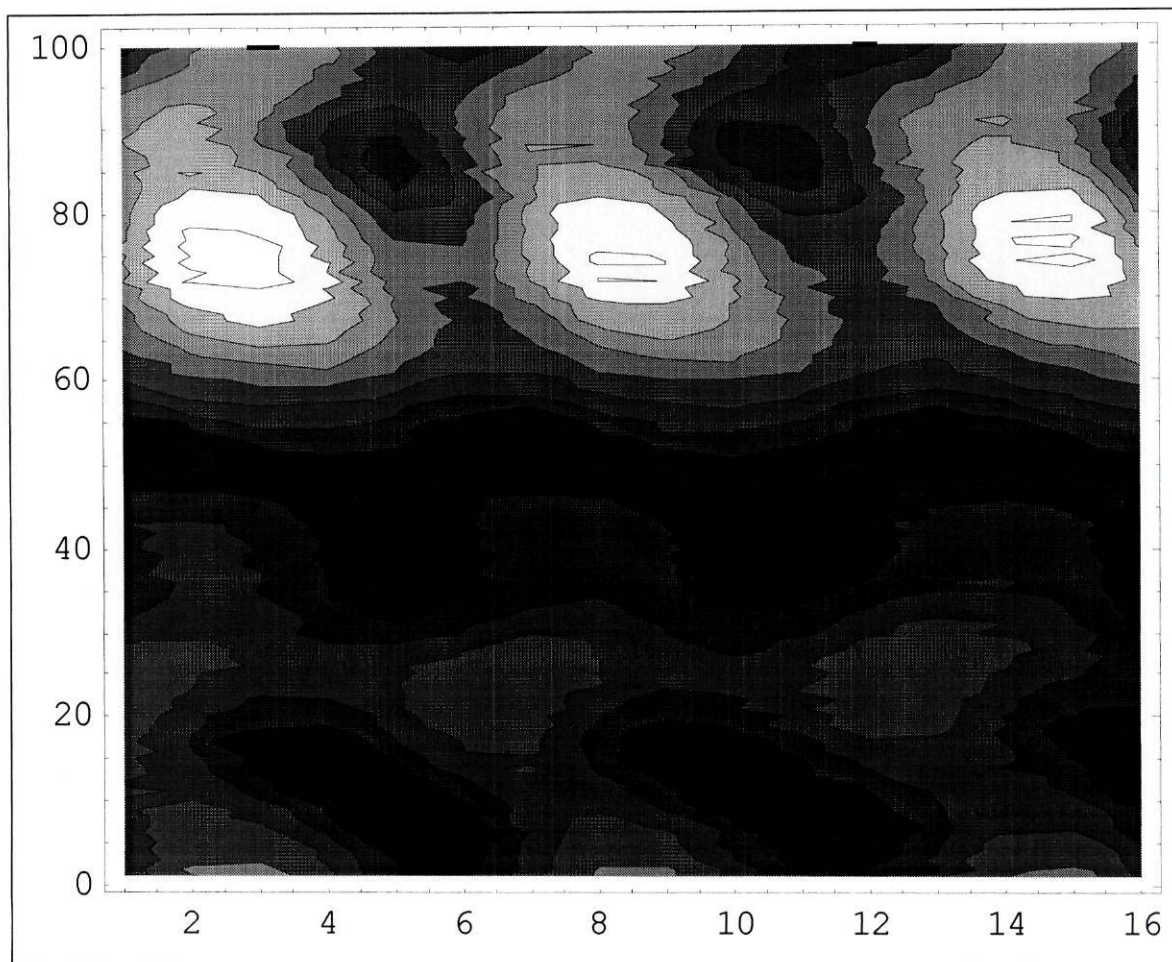


Figura-3.2.3.2-b: Evolução da PMD, com a rotação do retardador colocado entre duas fibras com elevado acoplamento intermodal. As zonas escuras estão mais afastadas, as zonas claras estão mais próximas.

Perante os resultados experimentais aqui explicitados somos levados a concluir que efectivamente, numa fibra óptica qualquer, por muito complexa que seja a sua estrutura bi-refringente (desde que não exista qualquer efeito dicróico [14,18]), será sempre possível estabelecer uma par de estados principais de polarização (PSP), conforme foi postulado e demonstrado por Poole [14,33].

4. MEDIÇÕES EM CAMPO

Ao longo dos últimos três anos (desde 1996), temos tido a oportunidade de executar diversas campanhas de medição, para diversas entidades como a EDP (Electricidade de Portugal) e a PT (Portugal Telecom).

4.1 Medições da PMD, em campo, entre Elvas e Setúbal

No âmbito do programa UPGRADE* (programa desenvolvido pelo Centro de Estudos de Telecomunicações da Portugal Telecom), tivemos a oportunidade de efectuar medições em vários troços de cablagem subterrânea, situados entre as localidades de Elvas e Setúbal, num total de 190,2 km. Todas as medições foram executadas aplicando o método de medição JME, no comprimento de onda nominal de 1550 nm.

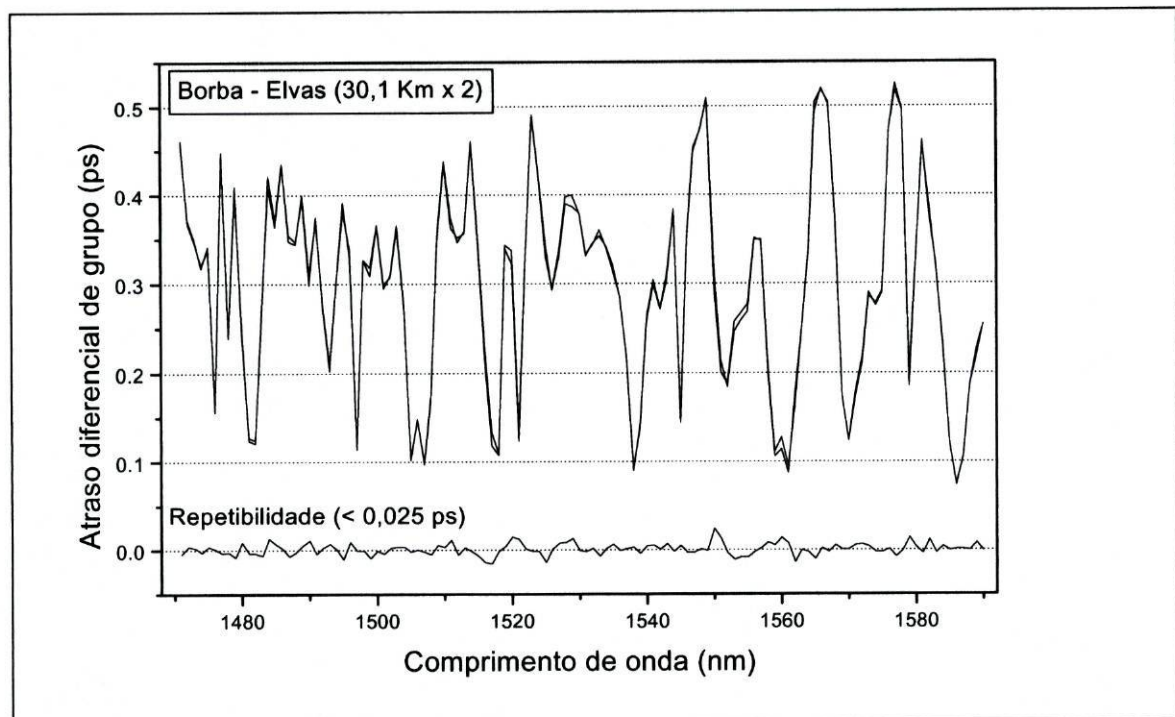


Figura - 4.1.1: Medições efectuadas pelo método JME, entre as localidades de Borba e Elvas. Neste gráfico é possível observar a repetibilidade (ao fim de 5 minutos) de dois conjuntos de medições, a qual é melhor do que 25 fs. O coeficiente da PMD foi de $0,038 \text{ ps km}^{-1/2}$.

(*) Este programa destinava-se ao estudo da transmissão por solitões entre Portugal e Espanha.

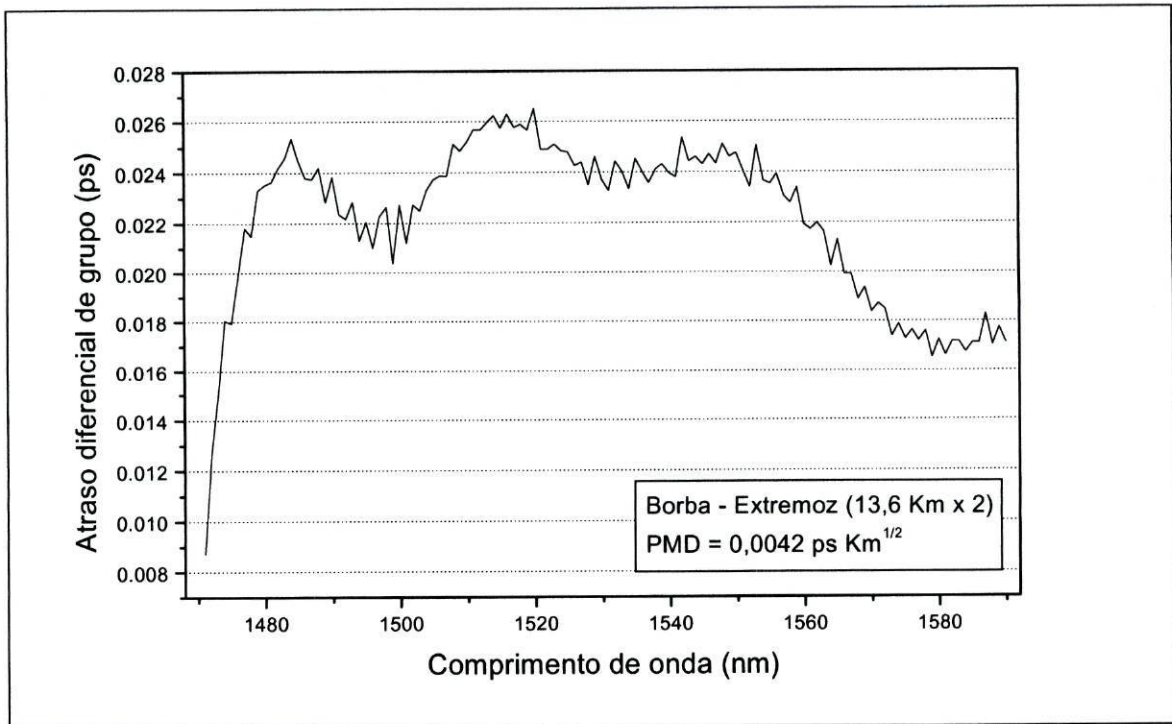


Figura - 4.1.2: Medições efectuadas pelo método JME, entre as localidades de Borba e Extremoz..

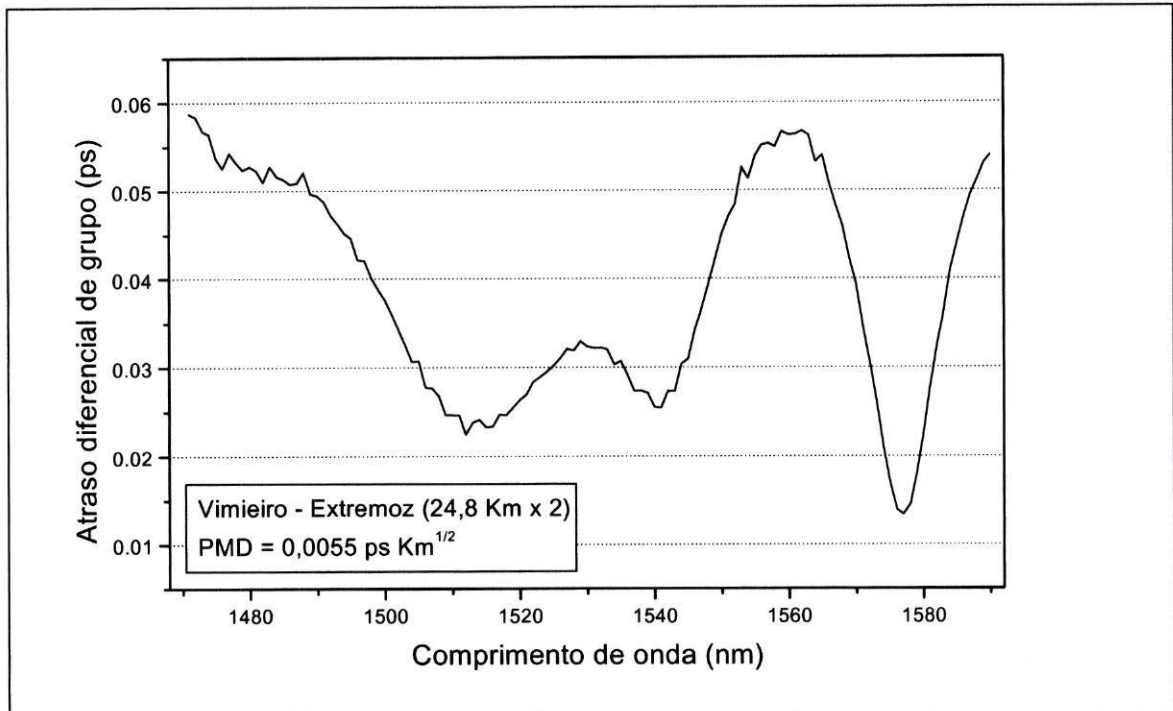


Figura - 4.1.3: Medições efectuadas pelo método JME, entre as localidades de Vimieiro e Extremoz.

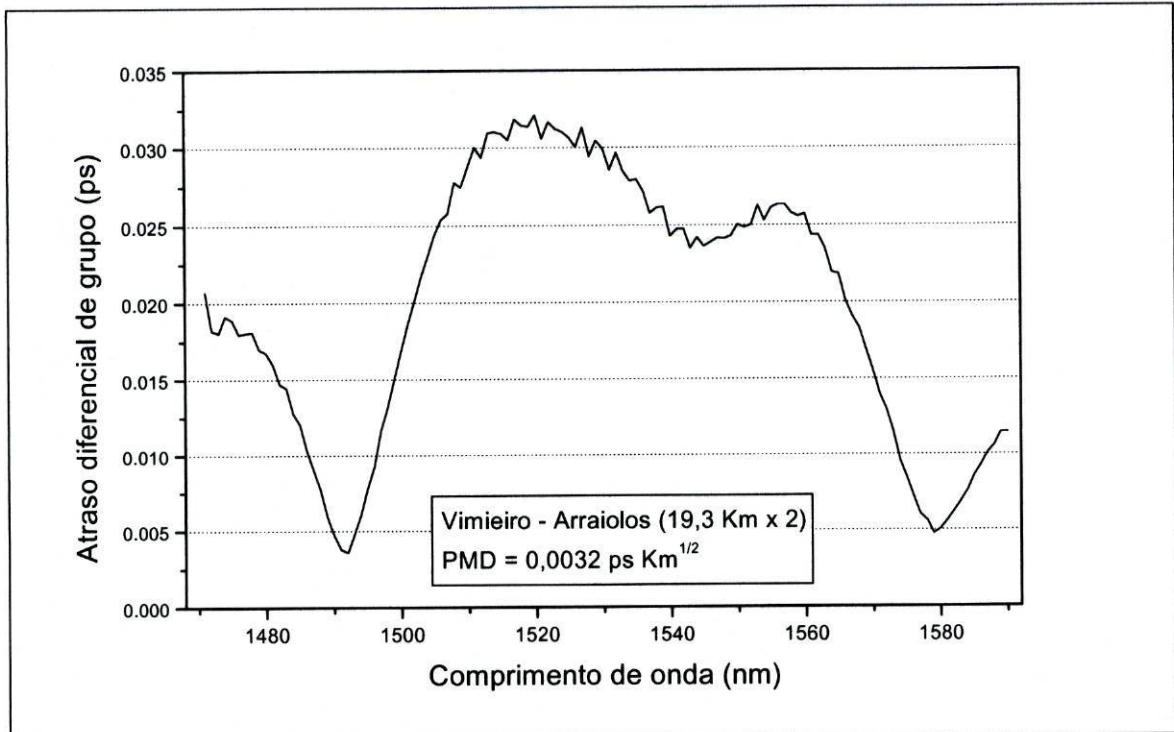


Figura - 4.1.4: Medições efectuadas pelo método JME, entre as localidades de Vimieiro e Arraiolos.

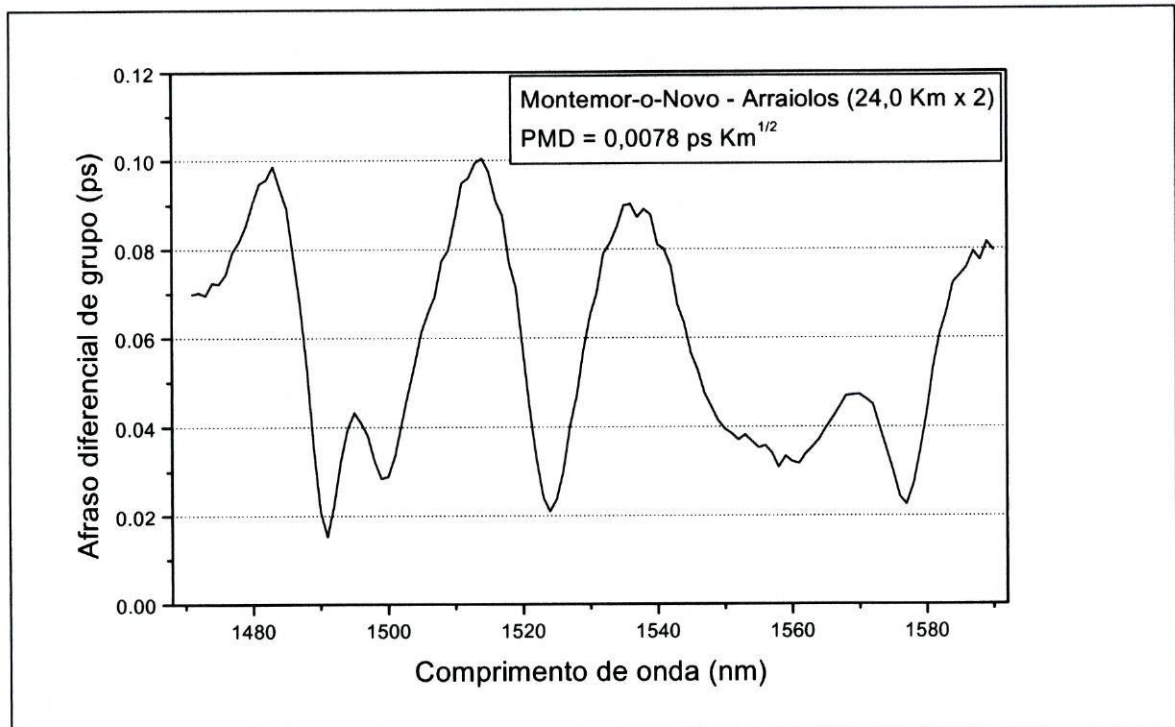


Figura - 4.1.5: Medições efectuadas pelo método JME, entre as localidades de Montemor-o-Novo e Arraiolos.

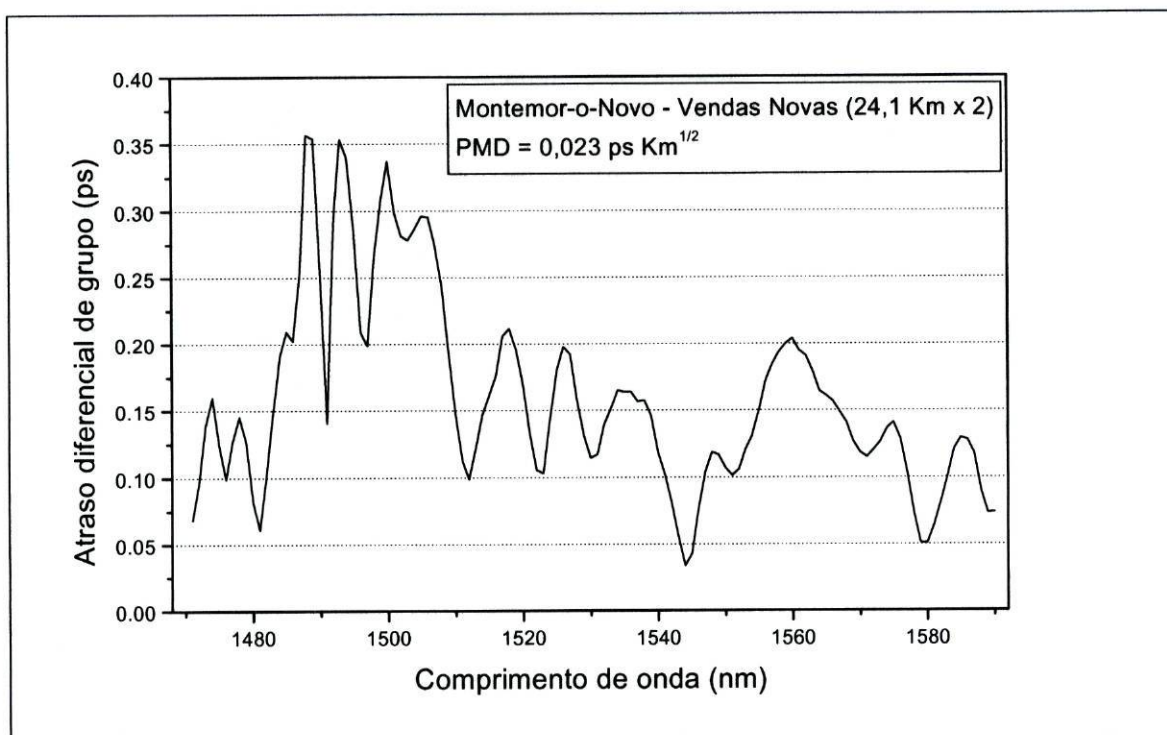


Figura - 4.1.6: Medições efectuadas pelo método JME, entre as localidades de Montemor-o-Novo e Vendas Novas.

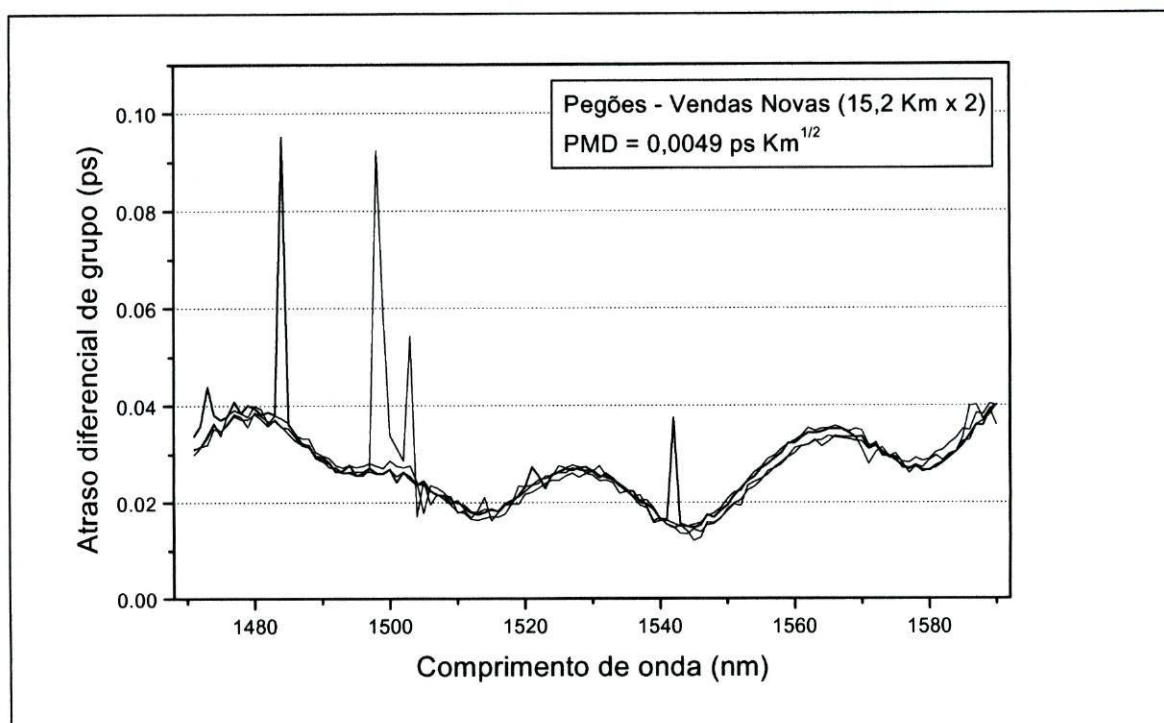


Figura - 4.1.7: Medições efectuadas pelo método JME, entre as localidades de Pegões e Vendas Novas. Uma vez mais podemos observar a repetibilidade das medições (ao fim de 15 minutos) na sobreposição de vários conjuntos de medições. Os picos que se observam nos gráficos devem-se ao facto de termos deslocado os cabos da sua posição, alterando num determinado momento o estado de polarização.

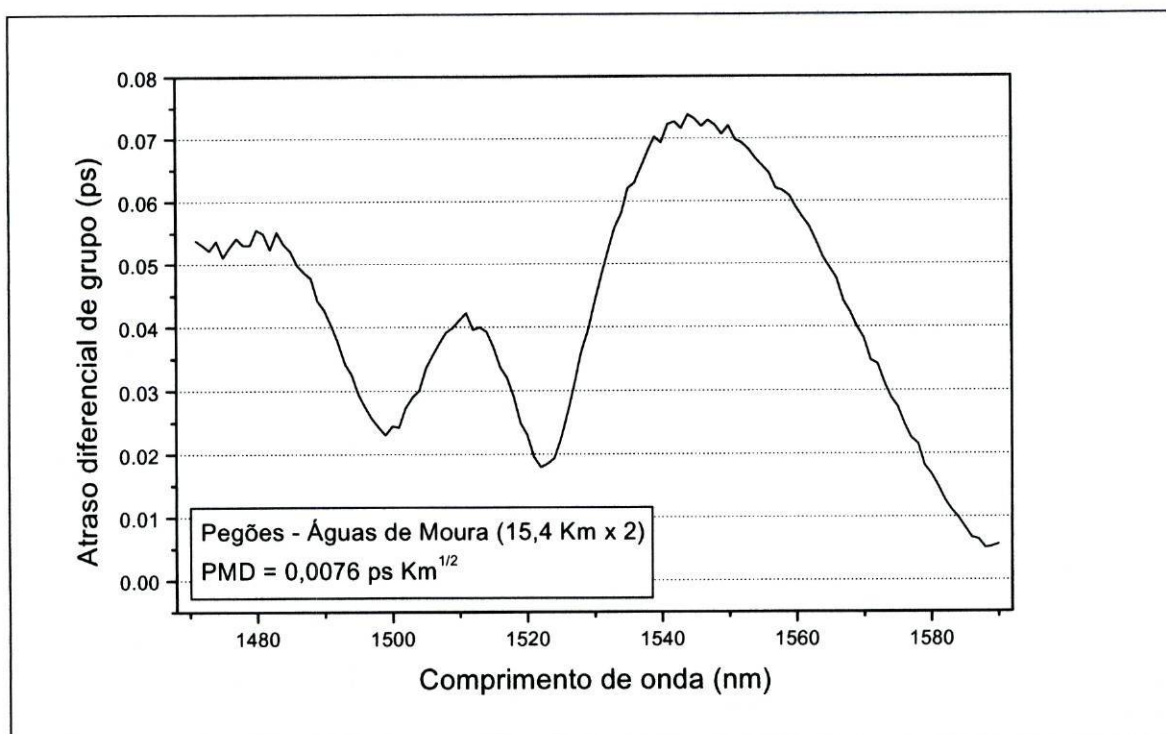


Figura - 4.1.8: Medições efectuadas pelo método JME, entre as localidades de Pegões e Águas de Moura.

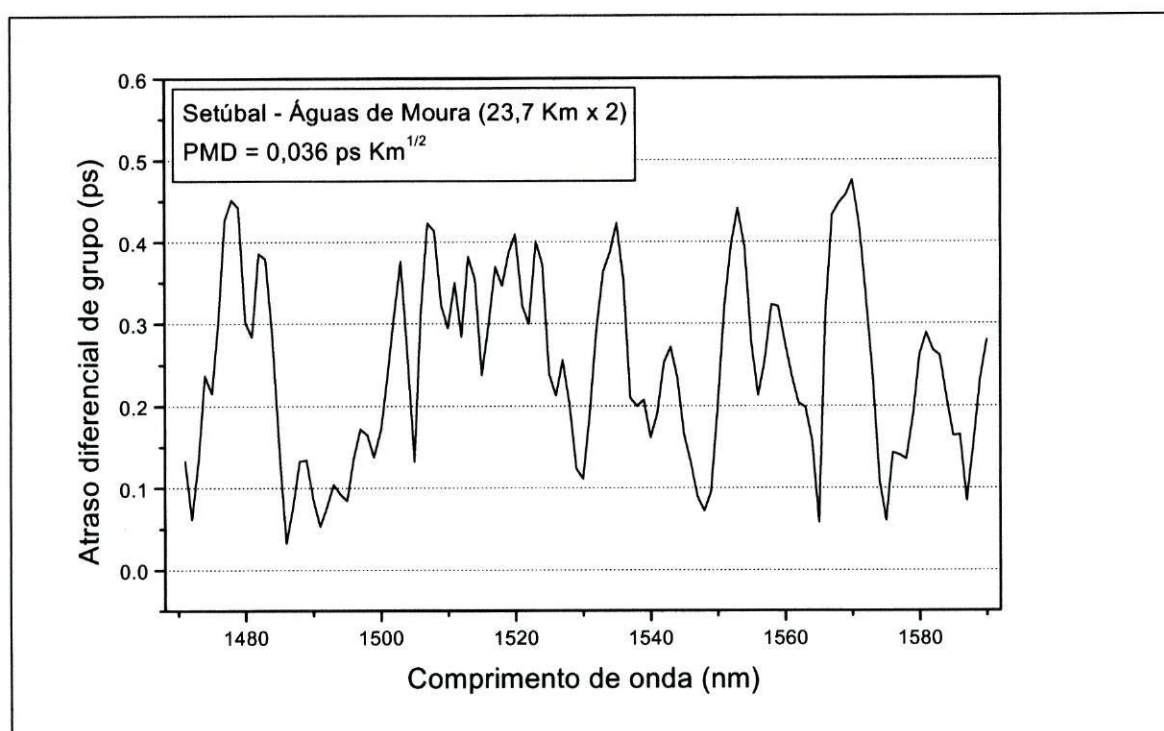


Figura - 4.1.9: Medições efectuadas pelo método JME, entre as localidades de Águas de Moura e Setúbal.

Neste conjunto de medições, o valor total da PMD encontrado foi de 302 fs, apresentando um coeficiente de PMD de 0,022 ps km^{-1/2}.

Foi possível observar que, durante período de medição (15 minutos), a estrutura bi-refringente das fibras de manteve muito estável (figuras 4.1.1 e 4.1.7).

4.2 Medições da PMD, em campo, entre Chaves e Rio Maior

Esta campanha de medições foi desenvolvida entre Chaves e Rio Maior, mas contrariamente ao caso anterior apresentado no ponto 4.1, as medições foram executadas em lanços de cabo descontinuados. Assim sendo, também só vamos apresentar algumas das medições efectuadas, aquelas que se mostraram serem de relevância para o nosso trabalho.

O interesse da apresentação deste exemplo reside no facto de que agora as cabelagens ópticas são constituídas por cabos OPGW (Optical Ground Wire), suportados em linhas de alta tensão (120 kV). Nestas circunstâncias os cabos estão sujeitos a variações rápidas de temperatura (com grandes amplitudes térmicas), a vibrações e tenções das mais diversas.

Nesta campanha de medições foi possível observar qual a repetibilidade das medições, e qual a adequação dos métodos de medição a esta novas situações.

Todas as medições foram executadas aplicando os métodos de medição JME e WS, sempre no comprimento de onda nominal de 1550 nm.

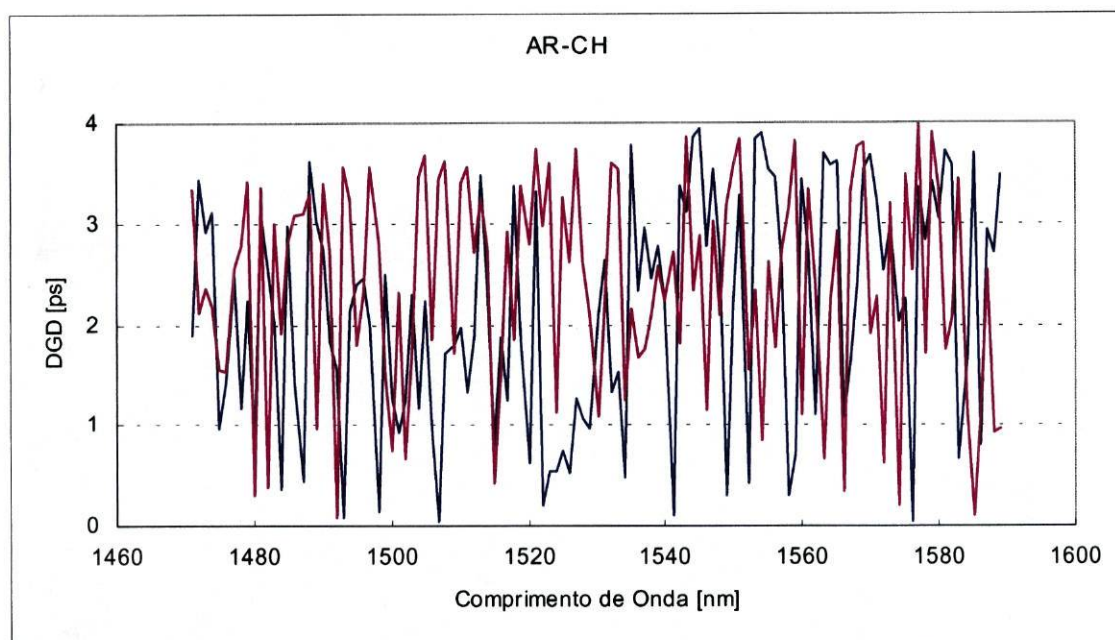


Figura - 4.2.1: Comparação de dois conjuntos de medições efectuadas pelo método JME, entre as localidades de Auto Rabagão e Chaves. Podemos observar a repetibilidade das medições (ao fim de 5 minutos). O comprimento do cabo, ida e volta, era de 77 km.

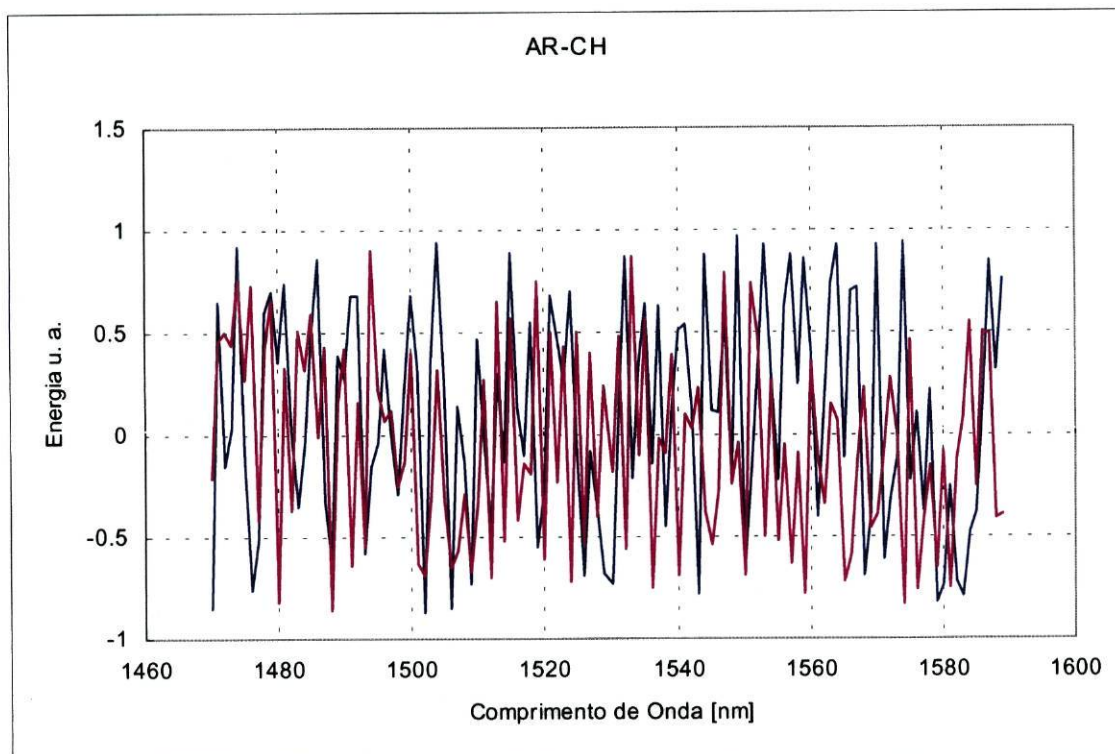


Figura - 4.2.2: Comparação de dois conjuntos de medições efectuadas pelo método WS, entre as localidades de Auto Rabagão e Chaves. Podemos observar a repetibilidade das medições (ao fim de 5 minutos). O comprimento do cabo, ida e volta, era de 77 km.

Como podemos observar a partir dos gráficos 4.2.1 e 4.2.2, é notória uma baixa repetibilidade das medições efectuadas. Pensamos que este comportamento se deve à acção de agentes externos que estão a perturbar as estruturas bi-refringentes das fibras (ventos e propagação de vibrações).

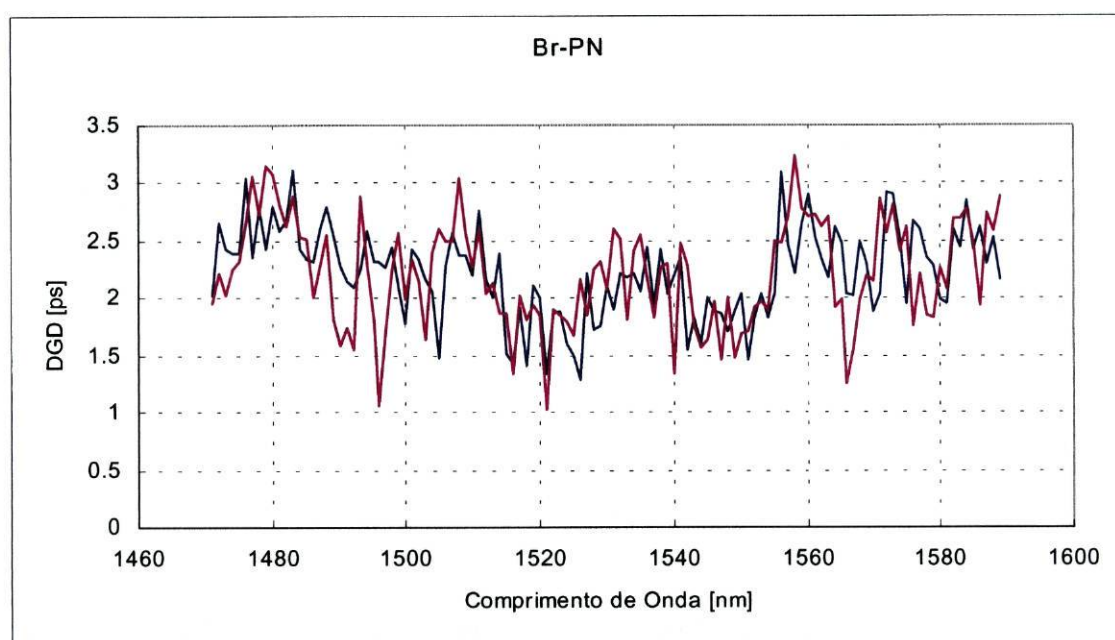


Figura - 4.2.3: Comparação de dois conjuntos de medições efectuadas pelo método JME, entre as localidades de Bruçó e Pocinho. Podemos observar a repetibilidade das medições (ao fim de 5 minutos). O comprimento do cabo, ida e volta, era de 70 km.

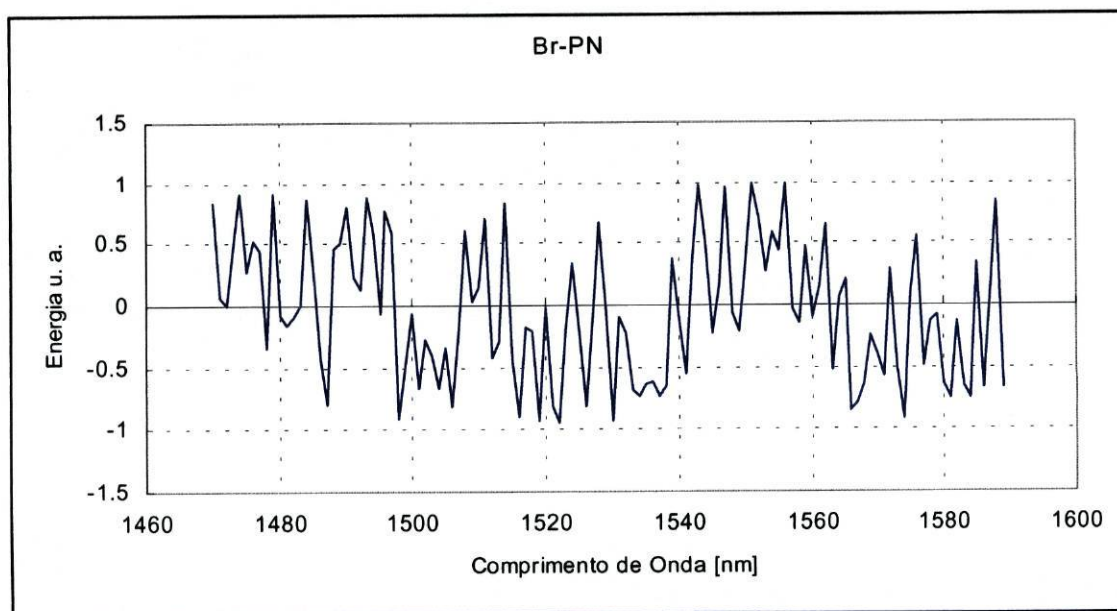


Figura - 4.2.4: Um conjunto de medições efectuadas pelo método WS, entre as localidades de Bruçó e Pocinho. O comprimento do cabo, ida e volta, era de 70 km.

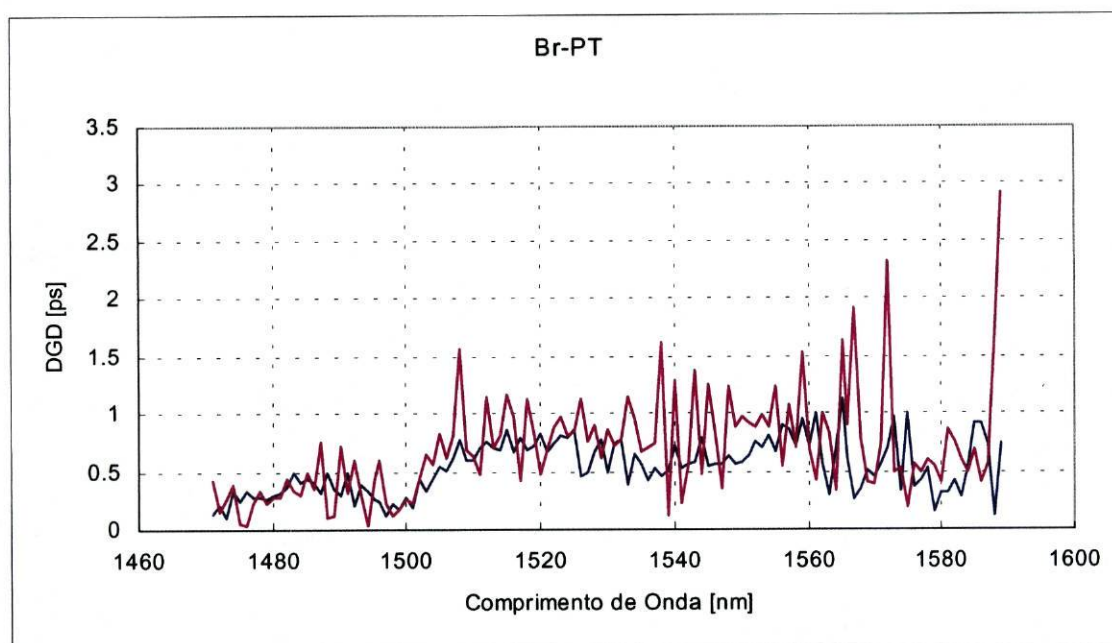


Figura - 4.2.5: Comparação de dois conjuntos de medições efectuadas pelo método JME, entre as localidades de Bruçó e Picote. Podemos observar a repetibilidade das medições (ao fim de 5 minutos). O comprimento do cabo, ida e volta, era de 86 km.

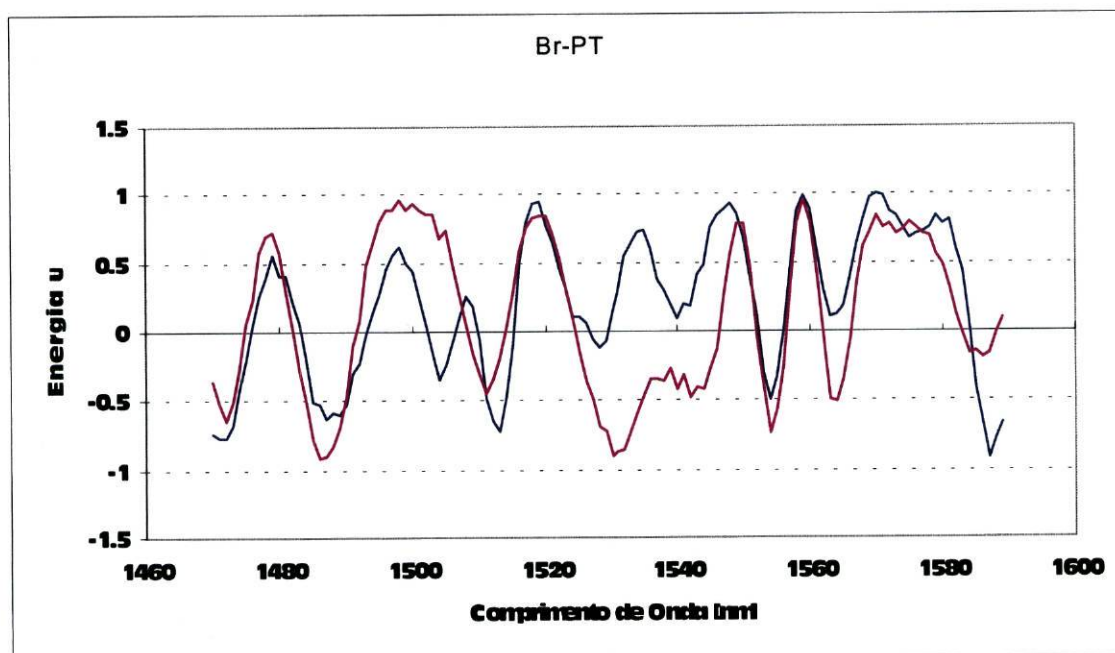


Figura - 4.2.6: Comparação de dois conjuntos de medições efectuadas pelo método WS, entre as localidades de Bruçó e Picote. Estes dois conjuntos de medições foram executados com um intervalo de tempo entre eles de 5 minutos. O comprimento do cabo, ida e volta, era de 86 km.

Como podemos observar nestas últimas quatro figuras (2.2.3, 2.2.4, 2.2.5 e 2.2.6), a repetibilidade das medições é significativamente melhor do que nos dois casos iniciais. Numa primeira abordagem é difícil discriminar se essa diferença de comportamento se deve unicamente à acção dos agentes atmosféricos, ou se eventualmente existem outras causas intrínsecas que quando associadas poderão levar a flutuações mais ou menos acentuadas.

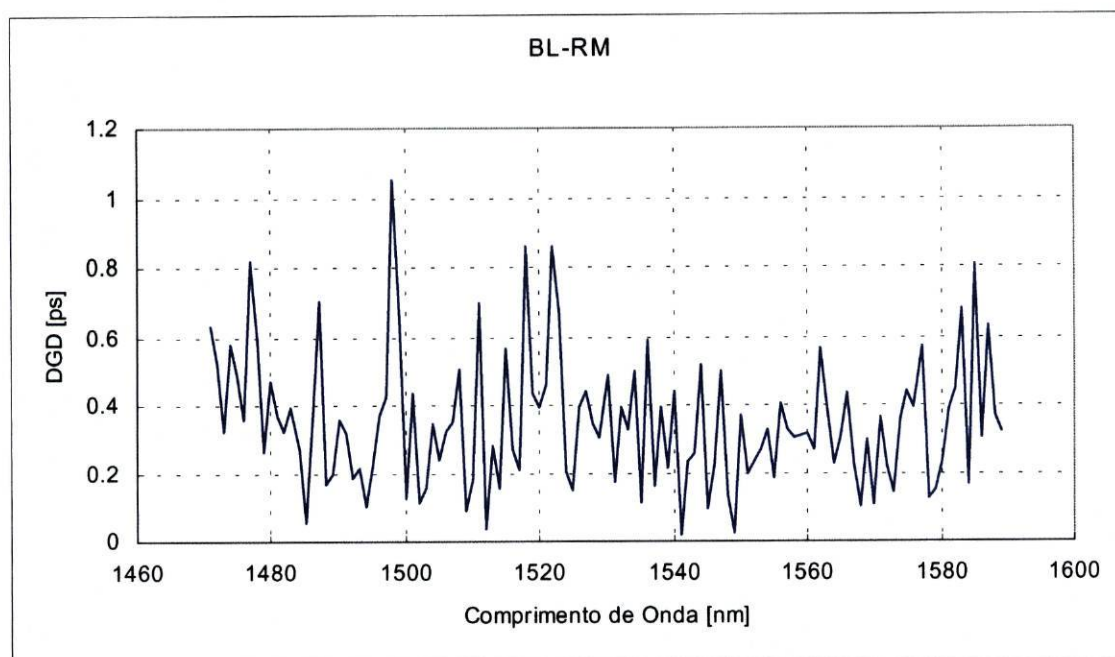


Figura - 4.2.7: Conjuntos de medições efectuadas pelo método JME, entre as localidades da Batalha e Rio Maior. O comprimento do cabo, ida e volta, era de 83 km.

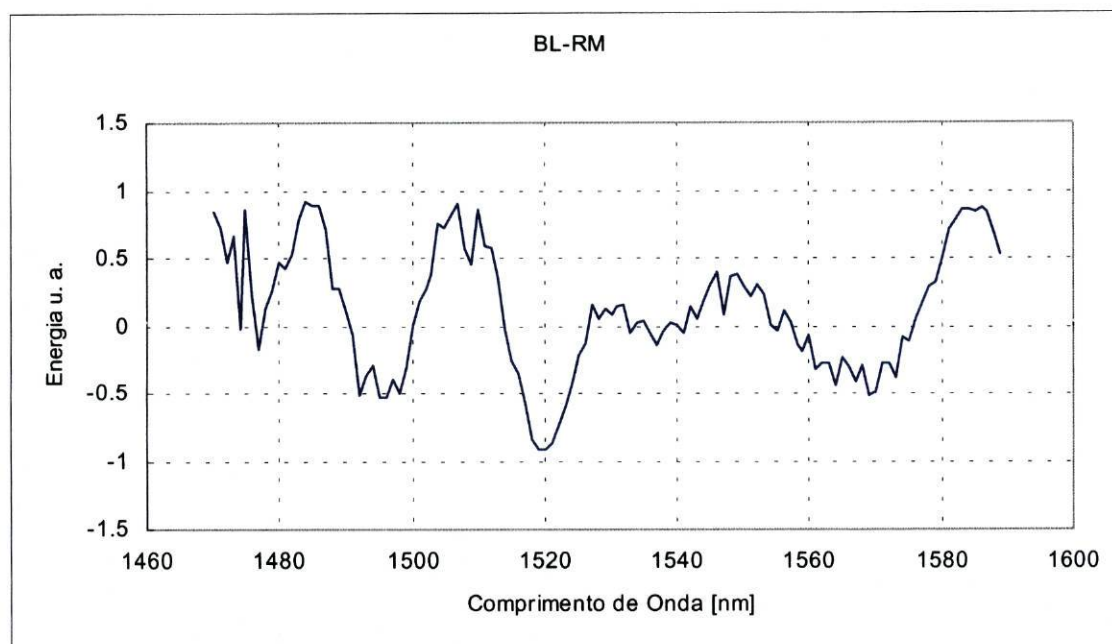


Figura - 4.2.8: Conjuntos de medições efectuadas pelo método WS, entre as localidades Batalha e Rio Maior. O comprimento do cabo, ida e volta, era de 83 km.

Neste último caso podemos observar, especialmente nas medições WS, que o ruído não é muito apreciável.

Nesta campanha de medições, o coeficiente médio da PMD foi de aproximadamente $0,2 \text{ ps km}^{-1/2}$.

Do desenvolvimento deste trabalho foi possível concluir que:

- os sistemas de medição da PMD dos tipos WS e JME, apesar da baixa versatilidade que apresentam na sua operação, são eficientes, mesmo em ambientes hostis.
- Entre os dois sistemas de medição aplicados (WS e JME), o sistema de medição WS é mais rápido e mais robusto na presença de perturbações externas ao sistema sob medição (temperatura, vibrações, etc.).
- Como seria de prever, as medições em cabos de fibra óptica aéreos, em comparação com cabos subterrâneos, estão mais sujeitas a perturbações diversas (temperatura, tensão, etc.), as quais tornam os resultados das medições da PMD muito mais ruidosos, e em casos extremos impossíveis de uma interpretação directa.

5. NECESSIDADES E PERSPECTIVAS

O desenvolvimento de sistemas de medição para a Dispersão Modal de Polarização (PMD) foi norteado pela necessidade de quantificar os efeitos das bi-refringências aleatórias sobre a propagação de sinais ópticos em cabos de telecomunicações submarinos. A necessidade de implementar medições da PMD, surgiu quando os comprimentos de cabo de fibras ópticas, entre pontos de regeneração do sinal eram elevados, da ordem dos 100 km, e os débitos binários ultrapassavam 500 Mbit s^{-1} (note-se que um valor típico para a PMD em fibras ópticas com forte acoplamento intermodal era, em meados dos anos oitenta, de aproximadamente $0,88 \text{ ps km}^{-1/2}$), portanto, só com distâncias da ordem da centena de quilómetros é que os efeitos se poderiam fazer sentir. Precisamente, as primeiras experiências realizadas para a medição dos estados principais de polarização, em fibras com forte acoplamento intermodal, foram implementadas sobre cabos submarinos [15,33].

Desde as primeiras experiências de medição [15,33,34,35], com meios exíguos, e mais ou menos complexos de serem manipulados, até hoje, quando a instrumentação disponível é variada e extremamente versátil, passaram-se aproximadamente 15 anos. Saliente-se que o primeiro instrumento desenvolvido e comercializado com o fim de medir a PMD só surgiu em 1993 e foi desenvolvido pelo grupo de Física Aplicada da Universidade Geneva, Suíça [35]. Esses sistemas de medição implementavam o método IF.

A instrumentação actualmente disponível no mercado implementa essencialmente os três métodos de medição, o método da análise dos valores e vectores próprios das matrizes de Jones (JME), o método polarimétrico (com contagem de extremos e, ou, transformada de Fourier) (WS), e o método de medição implementado através da análise interferométrica (IF). Todos estes métodos de medição foram convenientemente dissecados na bibliografia referida ao longo deste trabalho, tanto do ponto de vista da metodologia de funcionamento [14,19,21,24], como do ponto de vista da análise dos respectivos resultados experimentais, e neste ultimo ponto realçando convenientemente aspectos relacionados com análise estatística [25,26,31]. No entanto, apesar de no mercado já existirem um grande número de fabricantes de equipamentos para a medição da PMD, a consolidação de documentos normativos, a nível internacional, encontra-se ainda em fase de desenvolvimento (86A/460/CDV, emitido em 99-01-15), desde há vários anos. A ausência inicial de procedimentos de

medição normalizados, bem como dos critérios de aceitação dos resultados das medições, prende-se com o facto de nas medições de intercomparação, que tem vindo a ser realizadas [29,36,37,38,39], a dispersão dos resultados entre os vários intervenientes ser ainda muito elevada (da ordem dos 20%). A dispersão dos resultados das medições denota que, por um lado os procedimentos de medição ainda não são suficientemente repetitivos e reprodutivos, e portanto rasteáveis com garantias. Existe também grandes dificuldades em estabelecer uma cadeia metrológica (resolução da questão determinístico versus estatístico e a opção por uma distribuição [56]).

5.1 Procedimentos de medição

No capítulo dois foram expostos os três tipos de procedimentos de medição mais frequentes nos diversos equipamentos de medição (JME, WS e IF). Foram então salientados os aspectos mais importantes de cada uma das respectivas metodologia de medição. Mas é de especial relevância referir-se que, os algoritmos em vias de normalização que são implementados pelos diversos fabricantes de equipamento de medição não são suficientemente robustos no tratamento dos resultados experimentais. A título de exemplo temos os algoritmos implementados no método de medição IF, que normalmente mostram dificuldades no tratamento de resultados que não correspondam a nenhuma das duas situações extremas de fraco e forte acoplamento intermodal. Outra situação dá-se no caso do método WS que tem necessidade de aplicar um factor de correlação (k), o qual não é fácil de obter, exceptuando nas soluções de situações extremas (forte e fraco acoplamento intermodal). Também no método de medição JME existem situações delicadas, relacionadas com o cálculo discreto da derivadas das matrizes de Jones (em sistemas mais complicados que o de duas fibras concatenadas, e com PMD elevada. É então necessário tomar cuidados especiais ao definir as amostragens espectrais). Neste método de medição, a bibliografia [27,28] aconselha a tomar como valor da PMD o valor médio quadrático dos DGD, para fibras com forte acoplamento intermodal. Apesar disso, os fabricantes dos equipamentos de medição não chamam a atenção dos utilizadores para essas situações, e unicamente implementam, de forma indiscriminada, o cálculo do valor médio do DGD para obter a PMD, o que pode levar a cometer erros na apresentação das medidas.

Com os aspectos aqui salientados queremos sublinhar especialmente que, apesar da elevada exuberância gráfica de apresentação das medições que muitos sistemas apresentam para um fácil e apelativo relacionamento com o utilizador, essa aparente simplicidade esconde muitas falhas em aspectos essenciais das próprias metodologias de medição, as quais só operadores atentos e muito experientes conseguem detectar.

Quando se comparam, os sistemas de medição da PMD apresentam vantagens e desvantagens. Na tabela seguinte expõe-se, para cada um dos três métodos de medição, as vantagens e desvantagens mais importantes.

Tabela: A

Característica a Avaliar	Método de Medição JME	Método de Medição WS	Método de Medição IF
Máxima resolução	0,5 fs	70 fs	50 fs
Máxima exactidão	1 fs	0,1 ps	0,1 ps
Gama de medições	De 1 fs até 50 ps	De 0,1 ps até 10 ps	De 0,1 ps até 100 ps
Robustez na implementação das medições	Baixa	Média	Elevada
Rapidez na execução	Baixa	Baixa	Elevada
Capacidade para superar a ambiguidade na discriminação do regime de acoplamento	Elevada	Baixa	Média
Facilidade de implementação da montagem em laboratório	Baixa	Elevada	Baixa

A tabela (A) descreve aspectos dos três sistemas de medição:

- Os sistemas que implementam o método de medição JME são os mais adequados para, em laboratório, executarem medições mais exactas. Podem ser aplicados a uma grande diversidade de componentes ópticos (desde que não se trate de polarizadores ou outros componentes com efeitos dicroicos).
- Os sistemas que implementam o método de medição IF são os que apresentam maior robustez e rapidez na execução das medições, e com grande gama dinâmica (100 ps). Isto faz com que estes sistemas de medição sejam os mais adequados para executar medições em trabalhos de campo.
- Os sistemas que implementam o método de medição WS são os de mais fácil implementação laboratorial, permitindo, com recursos limitados, dispor de um sistema de medição para a PMD.

5.2 Definição de padrões de medição para a calibração da PMD

A realização de padrões, ou artefactos de referência, que permitam garantir a rastreabilidade das medições de Dispersão Modal de Polarização, são um aspecto da maior importância, tanto para permitir consolidar as metodologias de medição, que ainda se encontram em estudo, bem como para diminuir as discrepâncias existentes entre as várias metodologias implementadas.

É relativamente fácil criar e caracterizar artefactos bi-refringentes (fibras ou cristais) para os quais uma quantificação determinística do DGD não apresenta qualquer ambiguidade. Podemos até desenvolver diferentes artefactos com DGD sucessivamente crescentes, tentando cobrir toda uma gama de medições. Perante este tipo de artefactos metrológicos surgem as seguintes questões:

- 1 - As possíveis respostas dos sistemas de medição ficarão totalmente cobertas com este tipo de geradores de estímulos independentes?
- 2 - Com a aplicação destes artefactos de calibração não existem outras grandezas de influência que ficam encobertas, sem que as suas contribuições para as incertezas se manifestem neste tipo de abordagem?
- 3 - Com este tipo de abordagem ficam razoavelmente discriminadas todas as grandezas de influência provenientes das medições em fibras com forte acoplamento intermodal?

4 - Com a concatenação de duas, três, ou talvez quatro, secções de fibra óptica bi-refringente, existe maneira de ultrapassar as limitações impostas pelas medições efectuadas em fibras simples?

5 - Quando temos estruturas complexas onde se encontram concatenados, de forma indiscriminada, elementos ópticos, passivos e activos, com fraco e forte acoplamento intermodal, a PMD, a qual nós pretendemos rastrear, pode ter o mesmo tipo de tratamento que é dado às estruturas de fibra óptica mais simples?

As respostas para algumas destas questões não são elementares. No entanto, pensamos que ao longo da exposição desenvolvida neste trabalho encontramos linhas de orientação que nos poderão ajudar a explorar algumas das necessárias.

Efectivamente, como foi possível constatar ao longo deste trabalho, existem situações, ou aspectos das medições que não se manifestam em todas as circunstâncias. Assim, verificamos que qualquer um dos métodos de medição experimentados (JME, WS e IF) é o suficientemente consistente na medição do DGD numa única secção de fibra óptica bi-refringente. A situação tende a complicar-se, especialmente para os métodos de medição WS e IF, quando procedemos à concatenação de mais do que duas fibras, pois nestas novas situações começará a ser difícil, por um lado aceitar que o factor (k) no método WS é igual (1), e por outro que as distribuições nos interferogramas sejam totalmente determinísticas. Mas também para o método de medição JME foi possível constatar que em medições da PMD onde se observa variação dos DGD com o comprimento de onda (exemplo três fibras concatenadas), e porque este método de medição contém uma componente relevante de cálculo numérico (determinação discreta de derivadas), os resultados das medições são fortemente dependentes da forma, mais ou menos rápida, de como os DGD das fibras evoluem com o comprimento de onda. Em exemplos simulados para a aplicação do método JME, encontramos erros que variaram entre 18% e 0,05%, dependendo da amostragem espectral efectuada.

Perante o exposto somos levados a concluir que a utilização de artefactos de referência baseados em simples elementos bi-refringentes não é a solução apropriada para nos permitir caracterizar adequadamente os sistemas para a medição da PMD (note-se que os fabricantes de equipamentos de medição limitam-se a fornecer calibradores simples baseados tanto numa fibra como em cristais birefringentes termicamente estabilizados). Parece-nos que a solução, pelo menos numa primeira abordagem, também não poderá ser encontrada nas fibras com forte

acoplamento intermodal, porque os artefactos de calibração, a serem desenvolvidos com base neste tipo de fibras irão apresentar um número elevado de grandezas de influência desconhecidas (temperatura, raio de bobinagem, tensões de tracção e curvatura, etc).

Perante o trabalho desenvolvido e apresentado ao longo desta dissertação, somos levados a propor que uma solução adequada para realização de padrões de Dispersão Modal de Polarização poderá ser suportada por artefactos que apresentem três elementos bi-refringentes discretos (possivelmente lâminas de quartzo, pois as propriedades de bi-refringência destas estão já bem estudadas [20]), em cascata, com ângulos e DGD's bem caracterizados, e termicamente estabilizados. O que nos leva a propor esta solução de dispositivo de calibração prende-se com três aspectos essenciais:

- o número de graus de liberdade será suficientemente grande para nos garantir que os podemos adequar aos sistemas de medição. Podemos inclusive utilizar diferentes combinações de artefactos.
- O número de fontes de incerteza, neste modelo, está minimizado a seis, são elas os três valores de DGD, e as três diferenças angulares na concatenação para os eixos de bi-refringência dos três elementos.
- Existe um modelo matemático analítico simples (equação (28)), que descreve bem o comportamento dos três elementos bi-refringentes concatenados.

Pelas três razões aqui apontadas, e também suportados pelos resultados experimentais obtidos para a concatenação de três fibras bi-refringentes, sugerimos, como trabalho futuro o desenvolvimento de artefactos de calibração baseados nesta filosofia.

5.3 Medições da PMD nas redes de telecomunicações do século XXI

O desenvolvimento de metodologias e artefactos mais adequados para a calibração das medições da PMD é crucial para que definitivamente se estabeleça credibilidade neste tipo de medições, apesar do seu carácter iminente estatístico.

Como foi referido, nomeadamente no início desta dissertação, bem como podemos constatar nas medições de campo que o IEP / CETO executaram em conjunto (apresentadas no capítulo 4), os valores encontrados para a PMD não são elevados, especialmente se estivermos a pensar em cabelagens terrestres, as quais apresentam comprimentos máximos da ordem dos 80 km a 100 km. Obviamente que, antes do problema da PMD ter sido equacionado, e consequentemente os sistemas de medição terem sido inventados, os valores da PMD eram mais elevados do que os que podemos constatar nos trabalhos por nós efectuados. Note-se que grande parte das cabelagens de fibra óptica existentes em Portugal são de tecnologia muito recente (a maioria não tem mais de cinco anos), e como tal, já os problemas da PMD estavam a ser controlados nos processos de fabricação das fibras ópticas.

Desta forma seríamos levados a pensar que as medições da PMD só terão relevância para cabelagens submarinas, onde as distâncias entre pontos de regeneração são, actualmente, superiores à centena de quilómetros [40]. Este raciocínio não é de forma nenhuma correcto, pelas razões que a seguir apresentamos:

- Desde o advento dos amplificadores em fibra óptica, EDFA (Erbium Doped Fibre Amplifier), conjugados com a tecnologia DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing), a qual pode suportar dezenas ou centenas (VDWDM) de canais ópticos, as redes de telecomunicações por fibra óptica estão a deixar de ser representadas por uma simples ligação física ponto a ponto, para darem lugar a uma miríade de canais ópticos estruturados que podem suportar centenas de "Gigabits" por segundo, na mesma fibra. Na implementação destas novas redes de telecomunicações estão normalmente envolvidos centenas de componentes ópticos, discretos e integrados (polarizadores, isoladores, filtros, moduladores, acopladores, amplificadores, etc.), os quais contribuem com efeitos de bi-refringências determinísticas, ou combinadas com outros efeitos dependentes da polarização, tais como ganhos dos amplificadores (PDG), ou perdas nos

isoladores (PDL). Efectivamente, alguns autores já tem vindo a alertar para a necessidade de uma nova abordagem nestas situações, alertando para o facto de que os modelos até agora aplicados para o estudo da PMD terão de ser revistos para atender a estes novos aspectos [41,42,43,44,45,46,47,48,48].

- Porque as infra-estruturas de telecomunicações são cada vez mais onerosas, e os volumes de tráfego de comunicações estão a crescer exponencialmente, urge pensar planos de manutenção preventiva para evitar colapsos acidentais das grandes redes de telecomunicações. Existem efectivamente estudos no sentido de aplicar as medições de Dispersão Modal de Polarização, com a finalidade de antecipar, em alguns anos, a degradação mecânica e óptica das grandes redes [50]. No mesmo sentido, está actualmente em desenvolvimento nova instrumentação, essencialmente baseada em Reflectómetros Ópticos no Domínio do Tempo (P-OTDR), a qual irá permitir efectuar estudos de evolução de birefringências ao longo de toda a estrutura das cabelagens [51,52,53,54,55].

Podemos assim concluir que a Dispersão Modal de Polarização é um assunto cada vez mais na ordem do dia, e a merecer mais trabalho no sentido de se consolidar uma nova ferramenta de medição no mundo da tecnologia optoelectrónica. A sua importância crescerá com o aumento da velocidade densidade de tráfego das telecomunicações.

6. CONTRIBUIÇÕES E CONCLUSÃO

As contribuições que mais importantes que este trabalho trouxe foram:

- A sistematização de modelos analíticos da Dispersão Modal de Polarização (PMD) para artefactos simples, com bi-refringências lineares.
- A implementação de métodos numéricos para execução de simulações sobre a PMD, em $N > 3$ elementos bi-refringentes concatenados.
- A apresentação sistematizada e comparada de resultados experimentais obtidos com os três métodos de medição mais frequentemente utilizados.
- A confirmação do bom ajuste dos modelos matemáticos analíticos aos resultados experimentais.
- A evidenciação, de uma maneira elucidativa, da existência de estados principais de polarização em fibras ópticas com forte acoplamento intermodal.
- O levantamento de diversas fontes de incerteza existentes nas medições da PMD.
- O apontar de soluções para a realização de padrões cobrindo a variedade de situações de PMD.

De todo o trabalho efectuado conclui-se que esta contribuição representa o primeiro passo numa exploração por simulação e experimentação directa dos sistemas de fibra óptica indeterminados (estruturas com bi-refringências determinísticas e estatísticas concatenadas de forma heterogénea).

Haverá que levar mais longe os trabalhos de forma a tratar as situações reais de grande complexidade como os das tecnologias VDWDM (Very Dense Wavelength Division Multiplexing).

7. BIBLIOGRAFIA

- [1] Gowar, John, *Optical Communication Systems (Second Edition)*, Prentice Hall International Series in Optoelectronics, 078 – 206, London, 1993
- [2] Jeunhorne, Luc B., *Single-Mode Fiber Optics, Principles and Applications (Second Edition)*, *Optical Engineering*, Volume 23, 124 – 160, Rochester, 1989
- [3] Okoshi, Takanori, *Optical Fibers*, Academic Press, 062 – 080, USA, 1982
- [4] Sanz, José M., *Comunicaciones Ópticas*, Editorial Paraninfo, 066 – 074, Madrid, 1996
- [5] Cancellieri, Giovanni, *Single-Mode Optical Fiber Measurement: Characterization and Sensing*, Artech House, 195 - 215, Boston, 1993
- [6] Pelayo, J., *polarized Light Evolution in Optical Fibres*, 047 – 068, Edited by Soares, Olivério D. D., *Trends in Optical Fibre Metrology and Standards*, NATO ASI Series E: Applied Sciences - Volume 285, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1995
- [7] Huard, Serge, *Polarisation de la Lumière*, Masson, 001 – 132, Paris, 1994
- [8] Hakki, B. W., *Polarization Mode Dispersion, Compensation by Phase Diversity Detection*, *IEEE Photon. Tech. Letters*, 121 - 123, Vol. 9, nº. 1, January 1997
- [9] Francia C., *Simple Dynamic Polarisation Mode Dispersion Compensator*, *Electron. Letters*, 414 – 417, Vol. 35, nº. 5, March 1999
- [10] Patscher J., *Component for Second-Order Compensation of Polarisation-Mode Dispersion*, *Electron. Letters*, 1157 – 1159, Vol. 33, nº. 13, June 1997
- [11] Ulrich, R., *Polarization Stabilization on Single-Mode Fiber*, *Appl. Phys. Letters*, 840 - 842, Vol. 35, December 1979
- [12] Li, M. J., *Fiber Spin-Profile Designs for Producing Fibers with Low Polarization Mode Dispersion*, *Optics Letters*, 1659 – 1661, Vol. 23, nº. 21, November 1998
- [13] Jacobs, S. A., *Statistical Estimation of PMD Coefficients for System Design*, *Electron. Letters*, 619 – 621, Vol. 33, nº. 7, March 1997
- [14] Poole C. D., *Phenomenological Approach to Polarization Dispersion in Long Single-Mode Fibres*, *Electron. Letters*, 1029 – 1030, Vol. 22, nº. 19, September 1986
- [15] Poole, C. D., *Polarization Dispersion and Principal States in a 147 km Undersea Lightwave Cable*, *J. Lightwave Technology*, 1185 – 1190, Vol. 6, nº. 7, July 1988
- [16] Andresciani D., *Measurement of Group-Delay Difference Between the principal States of Polarization on a Low-Birefringence Terrestrial Fiber Cable*, *Optics Letters*, 844 - -846, Vol. 12, nº. 10, October 1987
- [17] Poole C. D., *Dynamical Equations for Polarization Dispersion*, *Optics Letters*, 372 – 374, Vol. 16, nº. 6, March 1991

-
- [18] Jones, R. Clark, A New Calculus for the Treatment of Optical Systems: Experimental Determination of the Matrix, Polarized Light, 216 – 218, Edited by William Swindell, Halsted Press, USA 1975, (Reprinted from: J. Opt. Soc. Am., Vol. 37, 110 – 112, Feb. 1947)
- [19] Heffner B. L., Automated Measurement of Polarization Mode Dispersion Using Jones Matrix Eigenanalysis, IEEE Photon. Tech. Letters, 1066 – 1069, Vol. 4, n° 9, September 1992
- [20] Heffner B. L., Attosecond-Resolution Measurement of Polarization Mode Dispersion in Short Sections of Optical Fiber, Optics Letters, 2102 – 2104, Vol. 18, n° 24, December 1993
- [21] Poole, C. D., Polarization-Mode Dispersion Measurements Based on Transmission Spectra Through a Polarizer, J. Lightwave Technology, 917 – 929, Vol. 12, n° 6, June 1994
- [22] Oberson, P., Interferometric Polarization Mode Dispersion Measurements with Femtosecond Sensitivity, J. Lightwave Technology, 1852 – 1857, Vol. 15, n° 10, October 1997
- [23] Guenther Robert, Modern Optics, John Wiley & Sons, 301 – 310, New York, 1990
- [24] Heffner, B. L., Influence of Optical Source Characteristics on Measurement of Polarization-Mode Dispersion of Highly Mode Coupled Fibers, Optics Letters, 113 – 115, Vol. 21, n° 2, January 1996
- [25] Gisin, N., polarization Mode Dispersion: Time Versus Frequency Domains, Optics Communications, 316 – 323, Vol. 89, January 1992
- [26] Heffner, B. L., Single-Mode Propagation of Mutual Temporal Coherence: Equivalence of Time and Frequency Measurements of Polarization-Mode Dispersion, Optics Letters, 1104 – 1106, Vol. 19, n° 15, August 1994
- [27] Gisin, N., Definitions and Measurements of Polarization Mode Dispersion: Interferometric Versus Fixed Analyzer Methods, IEEE Phot. Tech. Lettrs., 730 – 732, Vol. 6, n° 6, June 1994
- [28] Gisin, N., Experimental Investigations of the Statistical Properties of Polarization Mode Dispersion in Single Mode Fibers, IEEE Phot. Tech. Lettrs., 819 – 821, Vol. 5, n° 7, July 1993
- [29] Gisin, N., Definition of polarization Mode Dispersion and First Results of the COST 241 Round-Robin Measurements, Pure Appl. Optics, 511 – 522, Vol. 4, 1995
- [30] Norma PMD 86^A/353/CD
- [31] Foschini, G. J., Statistical Theory of Polarization Dispersion in Single Mode Fibers, J. Lightwave Technology, 1439 – 1456, Vol. 9, n° 11, November 1991
- [32] Curti, Franco, Statistical Treatment of the Evolution of the Principal States of Polarization in Single-Mode Fibers, J. Lightwave Technology, 1852 – 1857, Vol. 8, n° 8, August 1990
- [33] Bergano, Neal, Investigation of Polarization Dispersion in Long Lengths of Single-Mode Optical Fiber Using Multilongitudinal Mode Lasers, J. Lightwave Technology, 1618 – 1622, Vol. 5, n° 11, Novembro 1987

- [34] Gisin, Nicolas, Polarization Mode Dispersion of Short and Long Single-Mode Fibers, *J. Lightwave Technology*, 1618 – 1622, Vol. 9, n°. 7, July 1991
- [35] Gisin, Nicolas, Interferometry for Polarization Mode Dispersion Measurements in Single-Mode Fibres, *E-FOC 91*, 150 – 155, 1991
University of Geneva, Group of Applied Physics, Rue Ecole-de-Médecine 20, CH-1211Geneva 4
- [36] Gisin, Nicolas, Experimental Comparison Between two Different Methods for Measuring Polarization Mode Dispersion in Single Mode Fibres, *Electronics Letters*, 2292 – 2293, Vol. 27, n°. 24, November 1991
- [37] Namihira, Yoshinori, Polarization Mode Dispersion Measurements in Optical Fibers, *Symposium on Optical Fiber Measurements, NIST, Boulder*, 145 - 150, 1992.
KDD R&D Laboratories, 2-1-15, Ohara, Kamifukuoka, Saitama, 356, Japan
- [38] Galtarossa, Andrea, In-Field Comparison Among Polarization-Mode-Dispersion Measurement Techniques, *J. Lightwave Technology*, 42 – 49, Vol. 14, n°. 1, January 1996
- [39] Perny, B., Polarization Mode Dispersion: Large Scale Comparison of Jones Matrix Eigenanalysis against Interferometric Measurement Techniques, *Electronics Letters*, 680 – 681, Vol. 32, n°. 7, March 1996
- [40] Namihira, y., Comparison of Various Polarization Mode Dispersion Measurement Methods in 1600 km EDFA System, *Electronics Letters*, 1157 – 1159, Vol. 30, n°. 14, July 1994
- [41] Greer, E., Polarization Dependent Gain in Erbium Doped Fibre Amplifier, *Electronics Letters*, 46 – 47, Vol. 30, n°. 1, January 1994
- [42] Bruyère, F., Penalties in Long-Haul Optical Amplifier Systems Due to Polarization Dependent Loss and Gain, *IEEE Phot. Tech. Lettrs.*, 654 – 656, Vol. 6, n°. 5, July 1994
- [43] Gisin, N., Statistics of Polarization Dependent Losses, *Optics Communications*, 399 - 405, Vol. 114, February 1995
- [44] Haxell, I., Polarization Effects in WDM Long-Haul Optically Amplified Systems, *Electronics Letters*, 374 – 379, Vol. 32, n°. 4, February 1996
- [45] Wysocki, Paul, Polarization Dependent Gain in Erbium-Doped Fibre Amplifier: Computer Model and Approximate Formulas, *J. Lightwave Technology*, 572 – 584, Vol. 14, n°. 4, April 1996
- [46] Huttner, B., Anomalous Pulse Spreading in Birefringent Optical Fibers with Polarization-Dependent Losses, *Optics Letters*, 504 - 506, Vol. 22, April 1997
- [47] Menyuk, C., Repolarization of Polarization - Scrambled Optical Signals Due to Polarization Dependent Loss, *IEEE Phot. Tech. Lettrs.*, 1247 – 1249, Vol. 9, n°. 9, September 1997
- [48] Gisin, N., Combined Effects of Polarization Mode Dispersion and Polarization Dependent Losses in Optical Fibers, *Optics Communications*, 119 - 125, Vol. 142, October 1997
- [49] Ciprut, Philippe, Second - Order Polarization Mode Dispersion: Impact on Analog and Digital Transmissions, *J. Lightwave Technology*, 757 – 771, Vol. 16, n°. 5, May 1998

-
- [50] Heens, B., Relevance of a Maintenance Strategy of Optical Fibres Infrastructures, Communication cables and Related Technologies, 313 - 320, Multitel Telecom - Service d'Electromagnetisme et de Télécommunications Faculté Polytechnique de Mons, Boulevard Dolez, 31, B-7000 Mons, Belgium
- [51] Kim, Byoung, Backscattering Measurement of Bending - Induced Birefringence in Single Mode Fibres, Electronics Letters, 193 - 194, Vol. 17, n°. 5, March 1981
- [52] Vengsarkar, A., Polarization Optical Time Domain Reflectometry for Statistical Evaluation of Polarization Mode Dispersion, Electronics Letters, 848 - 850, Vol. 29, n°. 10, May 1993
- [53] Schuh, R., Polarization OTDR Measurements and Theoretical Analysis on Fibres with Twist and their Implication for Estimation of PMD, Electronics Letters, 387 - 388, Vol. 32, n°. 4, February 1996
- [54] Ellison, J., A Fully Polarimetric Time - Domain Reflectometer, IEEE Phot. Tech. Lettrs., 246 - 248, Vol. 10, n°. 2, February 1998
- [55] Corsi, Fabrizio, Polarization Mode Dispersion Characterization of Single - Mode Optical Fiber Using Backscattering Technique, J. Lightwave Technology, 1832 - 1843, Vol. 16, n°. 10, October 1998
- [56] Elbers, J., Modeling of Polarisation Mode Dispersion in Single Mode Fibres, , Electronics Letters, 1894 - 1895, Vol. 33, n°. 22, October 1997

8. ANEXOS

Nas páginas que seguem são apresentados 7 módulos básicos de “software” que foram utilizados ao longo do desenvolvimento do trabalho da dissertação, tanto para executar simulações numéricas, como para ajudar na apresentação gráfica dos resultados experimentais

>>> Apresentação, sobre a esfera de Poincaré, dos resultados das medições dos vectores de Stokes, em função do comprimento de onda; permite visualizar a rotação do vector P em torno de W.

>>> Chamar rotinas gráficas

```
<< Graphics`Graphics3D`  
<< Graphics`ParametricPlot3D`  
<< Graphics`Shapes`
```

>>> Chamar resultador experimentais a partir de um ficheiro ASCII, e formatar tabelas de resultados "xx2"

```
SetDirectory["c:\mestrado"];  
!!egg5s.txt  
xx1=ReadList["egg5s.txt", Number, RecordLists -> True];  
xx2=Table[  
  {  
    ToExpression[xx1[[i,2]]]/  
    Sqrt[  
      ToExpression[xx1[[i,2]]]^2 +  
      ToExpression[xx1[[i,3]]]^2 +  
      ToExpression[xx1[[i,4]]]^2],  
    ToExpression[xx1[[i,3]]]/  
    Sqrt[  
      ToExpression[xx1[[i,2]]]^2 +  
      ToExpression[xx1[[i,3]]]^2 +  
      ToExpression[xx1[[i,4]]]^2],  
    ToExpression[xx1[[i,4]]]/  
    Sqrt[  
      ToExpression[xx1[[i,2]]]^2 +  
      ToExpression[xx1[[i,3]]]^2 +  
      ToExpression[xx1[[i,4]]]^2  
    ],  
    {i, 2, Length[xx1]-1, 1}  
  };
```

>>> Apresentação gráfica dos resultados experimentais

```
ap = ScatterPlot3D[xx2, PlotJoined -> False,  
  PlotStyle -> {PointSize[0.02], RGBColor[1, 0, 0]}]
```

>>> Construção da esfera de Poincare

```
esfera = Show[
Graphics3D[
  { Sphere[],
    {RGBColor[1, 0, 0], Line[lin1]},
    {RGBColor[1, 0, 0], Line[lin2]},
    {RGBColor[1, 0, 0], Line[lin3]}
  ], Shading -> False];
```

>>> Incorporação dos resultados experimentais no referencial de Stoks

```

lin1 = {{-1.5, 0, 0}, {1.5, 0, 0}};
lin2 = {{0, -1.5, 0}, {0, 1.5, 0}};
lin3 = {{0, 0, -1.5}, {0, 0, 1.5}};

t1 = 0;
t2 = Pi / 2;
u1 = 0;
xpt1 = Table[{Cos[t1] Cos[u], Sin[t1] Cos[u],
  Sin[u]}, {u, 0, 2 Pi, Pi / 50}];
xpt2 = Table[{Cos[t2] Cos[u], Sin[t2] Cos[u],
  Sin[u]}, {u, 0, 2 Pi, Pi / 50}];
xpt3 = Table[{Cos[t] Cos[u1], Sin[t] Cos[u1],
  Sin[u1]}, {t, 0, 2 Pi, Pi / 50}];

alfa = Show[
  {
    Graphics3D[{AbsoluteThickness[1], RGBColor[1, 0, 1], Line[lin1]}],
    Graphics3D[{AbsoluteThickness[1], RGBColor[1, 0, 1], Line[lin2]}],
    Graphics3D[{AbsoluteThickness[1], RGBColor[1, 0, 1], Line[lin3]}],

    ScatterPlot3D[xpt1, PlotJoined -> True,
    PlotStyle -> {AbsoluteThickness[1], RGBColor[0, 0, 1]}],
    ScatterPlot3D[xpt2, PlotJoined -> True,
    PlotStyle -> {AbsoluteThickness[1], RGBColor[0, 0, 1]}],
    ScatterPlot3D[xpt3, PlotJoined -> True,
    PlotStyle -> {AbsoluteThickness[1], RGBColor[0, 0, 1]}],

    ap

  },
  BoxStyle -> Dashing[{0.005, 0.01}],
  AxesStyle -> Thickness[0.01],
  Axes -> True,
  AxesLabel -> {"S1", "S2", "S3"},
  Ticks -> None,
  PlotRange -> Automatic
]

```

>>> Apresentação dos resultados experimentais na esfera de Poincare

```
Show[esfera, alfa, ViewPoint -> {1, 1.3, 1},  
      BoxStyle -> Dashing[{0.005, 0.01}],  
      AxesStyle -> Thickness[0.01],  
      Axes -> True,  
      AxesLabel -> {"S1", "S2", "S3"},  
      Ticks -> None,  
      PlotRange -> Automatic]
```

```
>>> Desenvolvimento do método de medição JME numérico,  
para dez secções de fibra óptica concatenadas,  
onde o DGD e o ângulo de acoplamento entre as fibras variam aleatoriamente.  
DGD -> [entre 0 ps e 1 ps];  
ângulo -> [entre 0 rad e Pi rad];
```

```
>>> Implementação da matriz equivalente  $t[\omega]$ ;  $\theta$  aleatório
```

```
ClearAll[]  
  
m[ $\theta$ _,  $\omega$ _,  $\tau$ _] :=  
( Cos[ $\omega \tau / 2$ ] + I Cos[2  $\theta$ ] Sin[ $\omega \tau / 2$ ]                    I Sin[2  $\theta$ ] Sin[ $\omega \tau / 2$ ]  
  I Sin[2  $\theta$ ] Sin[ $\omega \tau / 2$ ]                    Cos[ $\omega \tau / 2$ ] - I Cos[2  $\theta$ ] Sin[ $\omega \tau / 2$ ] )  
  
 $\theta 1 = \text{Pi Random[Real, \{0, 1\}]};$   
 $\theta 2 = \text{Pi Random[Real, \{0, 1\}]};$   
 $\theta 3 = \text{Pi Random[Real, \{0, 1\}]};$   
 $\theta 4 = \text{Pi Random[Real, \{0, 1\}]};$   
 $\theta 5 = \text{Pi Random[Real, \{0, 1\}]};$   
 $\theta 6 = \text{Pi Random[Real, \{0, 1\}]};$   
 $\theta 7 = \text{Pi Random[Real, \{0, 1\}]};$   
 $\theta 8 = \text{Pi Random[Real, \{0, 1\}]};$   
 $\theta 9 = \text{Pi Random[Real, \{0, 1\}]};$   
 $\theta 10 = \text{Pi Random[Real, \{0, 1\}]};$   
  
 $t[\omega\_]$  :=  
m[ $\theta 10, \omega, \tau 10$ ].  
m[ $\theta 9, \omega, \tau 9$ ].  
m[ $\theta 8, \omega, \tau 8$ ].  
m[ $\theta 7, \omega, \tau 7$ ].  
m[ $\theta 6, \omega, \tau 6$ ].  
m[ $\theta 5, \omega, \tau 5$ ].  
m[ $\theta 4, \omega, \tau 4$ ].  
m[ $\theta 3, \omega, \tau 3$ ].  
m[ $\theta 2, \omega, \tau 2$ ].  
m[ $\theta 1, \omega, \tau 1$ ]
```

```
>>> Implementação de parâmetros;  $\tau$  aleatório
```

```

τ1 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ2 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ3 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ4 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ5 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ6 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ7 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ8 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ9 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ10 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];

```

```
samp = 110;
```

```

c = 2.997925 10^8;
ω1 = 2 Pi c / (1580 10^-9);
ω2 = 2 Pi c / (1470 10^-9);
Δω = (ω2 - ω1) / ( samp);

```

```
Δt = (2 Pi / (ω2 - ω1))
```

```
Δt samp
```

```
>>> Implementação da matriz jme[ω]; (segundo Jones)
```

```

h = {1, 0};
v = {0, 1};
q = (1/Sqrt[2]) {1, 1};

```

```

oh = t[ω] . h;
ov = t[ω] . v;
oq = t[ω] . q;

```

```

k1 = oh[[1]] / oh[[2]];
k2 = ov[[1]] / ov[[2]];
k3 = oq[[1]] / oq[[2]];
k4 = (k3 - k2) / (k1 - k3);

```

```
jme[ω_] = {{k1 k4, k2}, {k4, 1}};
```

```
Clear[ov]; Clear[oh]; Clear[oq];
```

```
Clear[k1]; Clear[k2]; Clear[k3]; Clear[k4];
```

```
>>> Cálculo dos valores próprio da matriz  $jme[\omega]$ , e cálculo dos DGD;  
(segundo Poole) . Os resultados vão sendo guardados num ficheiro  
"jme10pmd10.txt"
```

```
SetDirectory["c:\mestrado"];  
i = 1;  
Do[(  
  If[  
    (i == 1 || (i/10) == Quotient[i, 10]), Print["10 Novos Cálculos ..."]];  
  
    eigenvl = {  
      (2 Pi 10^9) c /  $\omega$ , Eigenvalues[jme[ $\omega + \Delta\omega$ ] . Inverse[jme[ $\omega$ ]]]  
    };  
  
    pmd = {  
      eigenvl[[1]], Abs[Arg[eigenvl[[2]][[1]] / eigenvl[[2]][[2]]] /  $\Delta\omega$ ]  
    };  
  
    pmd >>> jme10pmd10.txt;  
    i = i + 1;  
  ),  
{ $\omega$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\Delta\omega$ }]
```

```
>>> Desenvolvimento numérico do método de medição JME ,  
para o PMD em três secções de fibra óptica concatenadas entre si . São  
feitas comparações os entre resultados numéricos e os resultados analíticos .
```

```
>>> Chamar rotinas de cálculo estatístico
```

```
<< Statistics`DescriptiveStatistics`
```

```
>>> Implementação da equação matricial para as três fibras concatenadas
```

```
m[θ_, ω_, τ_] :=
```

```
( Cos[ω τ / 2] + I Cos[2 θ] Sin[ω τ / 2]      I Sin[2 θ] Sin[ω τ / 2]  
  I Sin[2 θ] Sin[ω τ / 2]      Cos[ω τ / 2] - I Cos[2 θ] Sin[ω τ / 2] )
```

```
θ1 = Pi / 6;
```

```
θ2 = Pi / 3;
```

```
θ3 = 2 Pi / 3;
```

```
t[ω_] := m[θ3, ω, τ3] . m[θ2, ω, τ2] . m[θ1, ω, τ1]
```

```
>>> Especificação de parâmetros
```

```
τ1 = 1.08 10^-12;
```

```
τ2 = 0.307 10^-12;
```

```
τ3 = 1.35 10^-12;
```

```
samp = 400;
```

```
c = 2.997925 10^8;
```

```
ω1 = 2 Pi c / (1580 10^-9);
```

```
ω2 = 2 Pi c / (1470 10^-9);
```

```
Δω = (ω2 - ω1) / ( samp );
```

```
>>> Implementação da equação de valores próprios, analítica,
para o caso de 3 fibras concatenadas
```

```
dgd[ω_] := Sqrt[τ1^2 + τ2^2 + τ3^2 +
                2 τ1 τ2 Cos[2 (θ1 - θ2)] + 2 τ2 τ3 Cos[2 (θ2 - θ3)] +
                2 τ1 τ3 Cos[2 (θ1 - θ2)] Cos[2 (θ2 - θ3)] +
                2
                τ1 τ3 Cos[τ2 ω] (Cos[2 (θ1 - θ3)] - Cos[2 (θ1 - θ2)] Cos[2 (θ2 - θ3)])
                ];
```

```
>>> Implementação da matriz equivalente á matriz t[ω] (segundo Jones).
```

```
h = {1, 0};
v = {0, 1};
q = (1 / Sqrt[2]) {1, 1};

oh = t[ω] . h;
ov = t[ω] . v;
oq = t[ω] . q;

k1 = oh[[1]] / oh[[2]];
k2 = ov[[1]] / ov[[2]];
k3 = oq[[1]] / oq[[2]];
k4 = (k3 - k2) / (k1 - k3);
jme[ω_] = {{k1 k4, k2}, {k4, 1}};
```

```
>>> Determinação dos valores próprios da matriz t[ω] . t'[ω] (segundo Poole).
```

```
eigenvl = Table[
  {(2 Pi 10^9) c / ω, Eigenvalues[jme[ω + Δω] . Inverse[jme[ω]]]},
  {ω, ω1, ω2, Δω}
];
```

```
>>> Cálculo dos DGD numéricos e implementação de tabelas.
```

```
pmd1 = Table[
  {eigenvl[[i, 1]],
   10^12 Abs[Arg[eigenvl[[i, 2]][[1]] / eigenvl[[i, 2]][[2]]] / Δω},
  {i, 1, samp, 1}];
```

>>> Cálculo dos DGD analíticos e implementação de tabelas .

```
pmd2 = Table[{10^9 (2 Pi c / ω), 10^12 dgd[ω]},
  {ω, ω1, ω2, Δω}];
```

>>> Apresentação gráfica dos resultados de DGD numéricos .

```
alfa = ListPlot[pmd1, PlotJoined -> True, PlotRange -> { .1, 2.5},
  Frame -> True, FrameLabel -> {"Comprimento de Onda [nm]", "DGD [ps]"},
  Axes -> False,
  PlotStyle -> {Thickness[.001]}]
```

>>> Apresentação gráfica dos resultados de DGD analíticos .

```
beta = ListPlot[pmd2, PlotJoined -> True, PlotRange -> { .1, 2.5},
  Frame -> True, FrameLabel -> {"Comprimento de Onda [nm]", "DGD [ps]"},
  Axes -> False,
  PlotStyle -> {Thickness[.008], Dashing[ {.02, .02, .02, .02}]}]
```

>>> Cálculo dos respectivos valores médios de DGD, analíticos e numéricos .

```
pmda = Table[pmd1[[i]][[2]], {i, 1, Length[pmd], 1};
media1 = Mean[pmda]
pmdb = Table[pmd2[[i]][[2]], {i, 1, Length[pmd], 1};
media2 = Mean[pmdb]
```

```
>>> Comparação dos resultados de DGD, analíticos e numéricos.
```

```
Show[alfa, beta]
```

```
>>> Desenvolvimento da expressão analítica da equação dos valores próprios da
matriz que representa um conjunto de três secções de fibra óptica bi -
refringente concatenadas .
```

```
>>> Desenvolvimento da matriz equivalente u[ω]
```

```
m[θ_, ω_, τ_] :=
( Cos[ω τ / 2] + I Cos[2 θ] Sin[ω τ / 2]      I Sin[2 θ] Sin[ω τ / 2]
  I Sin[2 θ] Sin[ω τ / 2]                    Cos[ω τ / 2] - I Cos[2 θ] Sin[ω τ / 2] )

t[ω_] := m[θ3, ω, τ3] . m[θ2, ω, τ2] . m[θ1, ω, τ1]

dt[ω_] := D[t[ω], ω]

it[ω_] := Inverse[t[ω]]

u[ω_] := dt[ω] . it[ω]
```

```
>>> Cálculo dos valores próprios da matriz equivalente u[ω]
```

```
hi = Eigenvalues[u[ω]];
Clear[u];
```

```
>>> Cálculo do atraso diferencial de grupo Δτ[ω]
```

```
dif = hi[[2]] - hi[[1]];
Clear[hi];
dif1 = Expand[dif];
Clear[dif];
Δτ = Simplify[dif1]
Clear[dif1];
```

```
>>> Desenvolvimento do método de medição WS numérico,
para dez secções de fibra óptica concatenadas,
onde o DGD e o ângulo de acoplamento entre as fibras variam aleatoriamente.
DGD -> [entre 0 ps e 1 ps];
ângulo -> [entre 0 rad e Pi rad];
```

```
>>> Implementação da matriz equivalente  $t[\omega]$ ;  $\theta$  aleatório
```

```
m[ $\theta$ _,  $\omega$ _,  $\tau$ _] :=
(
  Cos[ $\omega \tau / 2$ ] + I Cos[2  $\theta$ ] Sin[ $\omega \tau / 2$ ]      I Sin[2  $\theta$ ] Sin[ $\omega \tau / 2$ ]
  I Sin[2  $\theta$ ] Sin[ $\omega \tau / 2$ ]      Cos[ $\omega \tau / 2$ ] - I Cos[2  $\theta$ ] Sin[ $\omega \tau / 2$ ]
)

 $\theta$ 1 = Pi Random[Real, {0, 1}];
 $\theta$ 2 = Pi Random[Real, {0, 1}];
 $\theta$ 3 = Pi Random[Real, {0, 1}];
 $\theta$ 4 = Pi Random[Real, {0, 1}];
 $\theta$ 5 = Pi Random[Real, {0, 1}];
 $\theta$ 6 = Pi Random[Real, {0, 1}];
 $\theta$ 7 = Pi Random[Real, {0, 1}];
 $\theta$ 8 = Pi Random[Real, {0, 1}];
 $\theta$ 9 = Pi Random[Real, {0, 1}];
 $\theta$ 10 = Pi Random[Real, {0, 1}];

t[ $\omega$ _] :=
m[ $\theta$ 10,  $\omega$ ,  $\tau$ 10].
m[ $\theta$ 9,  $\omega$ ,  $\tau$ 9].
m[ $\theta$ 8,  $\omega$ ,  $\tau$ 8].
m[ $\theta$ 7,  $\omega$ ,  $\tau$ 7].
m[ $\theta$ 6,  $\omega$ ,  $\tau$ 6].
m[ $\theta$ 5,  $\omega$ ,  $\tau$ 5].
m[ $\theta$ 4,  $\omega$ ,  $\tau$ 4].
m[ $\theta$ 3,  $\omega$ ,  $\tau$ 3].
m[ $\theta$ 2,  $\omega$ ,  $\tau$ 2].
m[ $\theta$ 1,  $\omega$ ,  $\tau$ 1]
```

```
>>> Implementação de parâmetros;  $\tau$  aleatório
```

```

τ1 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ2 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ3 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ4 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ5 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ6 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ7 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ8 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ9 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];
τ10 = 1.0 10^-12 Random[Real, {0, 1}];

```

```
samp = 2048;
```

```

c = 2.997925 10^8;
ω1 = 2 Pi c / (1580 10^-9);
ω2 = 2 Pi c / (1470 10^-9);
Δω = (ω2 - ω1) / (samp);

```

```

Δt = (2 Pi / (ω2 - ω1))
Δt samp

```

>>> Determinação da distribuição espectral de transmitância,
após o analisador (a); campo eléctrico

```

p = {1, 0};
a = {0, 1};

o = a . t[ω] . p;

```

>>> Construção da tabela de resultados; distribuição de intensidade

```
ool = Table[{(2 Pi 10^9) c / ω, (o Conjugate[o])}, {ω, ω1, ω2, Δω}];
```

>>> Cálculo da transformada de Fourier de ool

```
oo = Table[oo1[[i, 2]], {i, 1, samp, 1}];  
ff = Fourier[oo];  
  
pmd = ff Conjugate[ff];
```

>>> Apresentação gráfica de resultados da tabela ool

```
ListPlot[ool, PlotJoined -> True, PlotRange -> All,  
AxesLabel -> {"[ nm ]", "[ u. a. ]"}]
```

>>> Apresentação gráfica dos resultados da transformada de Fourier; tabela pmd

```
graf1 = Table[{(i - 1)  $\Delta t$  1012, pmd[[i]]}, {i, 1, Length[pmd] / 32}];  
ListPlot[graf1, PlotJoined -> True,  
PlotRange -> {0, 20}, AxesLabel -> {"[ ps ]", "[ u. a. ]"}]
```

```
n = 1;  
graf = Table[Abs[pmd[[i]]], {i, 10, Length[pmd] / 32}];  
maximo = Max[graf]  
While[graf[[n]] < maximo, n += 1]  
graf[[n]]  
n = n + 10 - 1  
Abs[pmd[[n]]]  
Print[(n - 1)  $\Delta t$ ];
```

>>> Guardar resultados em ficheiro

```
SetDirectory["c:\mestrado"];  
Save["ws12pmd10.txt", ool];  
Save["if12pmd10.txt", graf1];
```

Comparação de medições efectuadas pelos métodos de medição interferométrico (IF) e polarimétrico (WS), para a fibra "PHO"

>>> Chamar rotinas para cálculo de "Splines" com polinómios cúbicos

```
<<NumericalMath`SplineFit`
```

>>> Chamar ficheiros com medidas de PMD, para os métodos de medição IF (registo "alfa") e WS (registo "beta")

```
SetDirectory["c:\mestrado\winpmd-ii"];  
alfa=ReadList["winpmd21.pmd", Word, RecordLists -> True];  
  
SetDirectory["c:\mestrado\ws"];  
beta=ReadList["phws13.txt", Word, RecordLists -> True];
```

>>> Formatação de tabelas e registo gráfico ("alfaxy") para os resultados das medições IF

```
alfaxy = Table[{ToExpression[alfa[[i, 1]]],  
ToExpression[alfa[[i, 2]]],  
{i, 12, Length[alfa] - 12, 1}];  
ListPlot[  
alfaxy, PlotRange -> All, PlotJoined -> True, PlotRange -> {0, 7},  
Frame -> True,  
FrameLabel -> {"Atraso [ps]", "Energia u. a."}, Axes -> False]
```

>>> Formatação de tabelas e registo gráfico ("betaxy") para os resultados das medições WS

```
betaxy = Table[{ToExpression[beta[[i, 1]]],  
ToExpression[beta[[i, 3]]]},  
{i, 1, Length[beta], 1}];  
ListPlot[  
betaxy, PlotRange -> All, PlotJoined -> True, PlotRange -> {0, 7},  
Frame -> True,  
FrameLabel -> {"Comprimento de Onda [nm]", "Energia u. a."},  
Axes -> False]
```

>>> Aplicação de Splines cúbicos ao resultados da medição WS ("betaxy")

```
wffit = SplineFit[betaxy, Cubic];
```

>>> Após a aplicação de Splines cúbicos faz -
se a regeneração das tabelas WS ("wsplot1"),
e apresentação gráfica

```
wsplot = Table[wffit[i], {i, 0, 100, .1012}];  
wsplot1 = Table[wsplot[[i]][[2]], {i, 1, Length[wsplot], 1}];  
ListPlot[wsplot1]
```

>>> Aplicação de uma FFT sobre os resultados da medição WS ("wsplot1"),
e apresentação gráfica

```

c = 2.997925 10^8;
ω1 = 2 Pi c / (1580 10^-9);
ω2 = 2 Pi c / (1470 10^-9);
Δt = 2 Pi / (ω2 - ω1)

ffty = Abs[Fourier[wplot1]];

fftxy = Table[{(i - 1) Δt / 10^-12, ffty[[i]]},
  {i, 1, Length[wplot1], 1}];

fftyyy = Table[{(i - 1) Δt / 10^-12, ffty[[i]]},
  {i, 1, Length[wplot1] / 20, 1}];
wsfft = ListPlot[fftyyy, PlotJoined -> True, PlotRange -> {0, 7},
  Frame -> True, FrameLabel -> {"Atraso [ps]", "Energia u. a."},
  Axes -> False]

```

>>> Re-formatação dos resultados provenientes das medições IF ("fftxxx"), e apresentação gráfica

```

fftxxx = Table[{alfaxy[[i]][[1]], 1.5 alfaxy[[i]][[2]]},
  {i, Length[alfaxy] / 2, Length[alfaxy] / 2 + Length[alfaxy] / 4, 1}];
iffft = ListPlot[fftxxx, PlotJoined -> True, PlotRange -> {0, 7},
  Frame -> True,
  FrameLabel -> {"Atraso [ps]", "Energia u. a."}, Axes -> False,
  PlotStyle -> {Thickness[.01], Dashing[ {.02, .02, .02, .02}]}]

```

>>> Comparação dos gráficos provenientes dos resultados das medições IF e WS (neste último tendo sido aplicada uma transformada de Fourier numérica; FFT)

```
Show[wsfft, iffft]
```

Comparação de medições efectuadas pelos métodos de medição interferométrico (IF) e polarimétrico (WS) , nesta aplicação foram concatenadas duas fibras "EGG" e "PHO"

>>> Chamar rotinas para cálculo de "Splines" com polinómios cúbicos

```
<<NumericalMath`SplineFit`
```

>>> Chamar ficheiros com medidas de PMD, para os métodos de medição IF (registo "alfal") fibras "EGG+PHO"

```
SetDirectory["c:\mestrado\winpmd-ii"];  
alfal=ReadList["winpmd30.pmd", Word, RecordLists -> True];
```

>>> Chamar ficheiros com medidas de PMD, para os métodos de medição e WS (registo "beta1"); fibra "EGG"

```
SetDirectory["c:\mestrado\ws"];  
beta1 = ReadList["egws13.txt", Word, RecordLists -> True]
```

>>> Chamar ficheiros com medidas de PMD, para os métodos de medição e WS (registo "beta2"); fibra "PHO"

```
SetDirectory["c:\mestrado\ws"];  
beta2 = ReadList["phws30.txt", Word, RecordLists -> True]
```

>>> Formatação de tabelas e registo gráfico ("alfaxyl"), para os resultados das medições IF . Apresentação de registos gráficos

```
alfaxy1 = Table[{ToExpression[alfa1[[i, 1]]],  
ToExpression[alfa1[[i, 2]]]},  
{i, 1, Length[alfa1] - 1, 1}];  
ListPlot[alfaxy1, PlotRange -> All, PlotJoined -> True,  
Frame -> True, FrameLabel -> {"Atraso [ps]", "Energia u. a."},  
Axes -> False]
```

>>> Formatação de tabelas e registo gráfico ("betaxy1"),
para os resultados das medições WS;
fibra "EGG". Apresentação de registos gráficos

```
betaxy1 = Table[{ToExpression[beta1[[i, 1]]],  
ToExpression[beta1[[i, 4]]]},  
{i, 1, Length[beta1], 1}];  
ListPlot[betaxy1, PlotRange -> All, PlotJoined -> True,  
Frame -> True, FrameLabel -> {"Atraso [ps]", "Energia u. a."},  
Axes -> False]
```

>>> Formatação de tabelas e registo gráfico ("betaxy2"),
para os resultados das medições WS;
fibra "PHO". Apresentação de registos gráficos

```
betaxy2 = Table[{ToExpression[beta2[[i, 1]]],  
ToExpression[beta2[[i, 4]]]},  
{i, 1, Length[beta2], 1}];  
ListPlot[betaxy2, PlotRange -> All, PlotJoined -> True,  
Frame -> True, FrameLabel -> {"Atraso [ps]", "Energia u. a."},  
Axes -> False]
```

>>> Aplicação de Splines cúbicos ao resultados das medições WS
("betaxy1" e "betaxy2")

```
wffit1 = SplineFit[betaxy1, Cubic];  
w
```