#### -Aspectos Teóricos

# 2.1 Fibras Ópticas

As fibras ópticas, desde que foram desenvolvidas, representaram uma revolução nos sistemas de comunicações. A capacidade da banda passante de uma fibra óptica está relacionada com seu comprimento, sua geometria e seu perfil de índice de refração [18]. Existem duas classes principais de fibras ópticas para comunicações: monomodo e multimodo.

As fibras multimodo possuem vários modos geométricos de propagação, ou seja, o campo eletromagnético se propaga com diferentes modos. Devido à diferença de tempo, em cada comprimento de onda, associada à correspondente velocidade de grupo ocorre um alargamento temporal dos pulsos ópticos, caracterizando a dispersão intermodal [22].

As fibras monomodo por possuírem apenas um modo geométrico de propagação são responsáveis pela eliminação da dispersão intermodal, presente nas fibras multimodo. Entretanto, de acordo com a natureza vetorial do campo eletromagnético, as fibras monomodo suportam, na verdade, dois modos de propagação com polarizações ortogonais e mesma distribuição espacial [22]. Somente em uma fibra óptica ideal, perfeitamente simétrica e sem tensões internas ou externas, os dois modos de polarização apresentam a mesma velocidade de grupo e de fase, ou seja, o índice de refração é igual para os dois modos de polarização. Já em uma fibra óptica real, devido à sua assimetria e à existência de tensões internas e externas atuando sobre o seu núcleo, o índice de refração passa a depender da orientação da polarização da luz em relação aos principais eixos da fibra. Neste caso, cada um dos modos ortogonais de polarização apresenta uma velocidade de fase e velocidade de grupo próprias, correspondendo a atrasos diferentes entre eles, tendo como conseqüência a dispersão dos modos de polarização (PMD – *Polarization Mode Dispersion*).

### 2.2 Polarização

O conceito de polarização é bem definido através da teoria eletromagnética [16] [20]. Como sabemos, uma onda eletromagnética monocromática é constituída por campos elétricos e magnéticos transversais que se propagam perpendicularmente na direção de propagação. A Figura 01, apresentada a seguir, ilustra uma onda transversal eletromagnética (TEM) onde o campo elétrico (E) oscila apenas no eixo x e o campo magnético (H) oscila apenas no eixo y; o eixo z neste caso é a direção de propagação da onda eletromagnética.



Figura 1: Onda plana se propagando na direção positiva do eixo z.

Considerando que haja um observador posicionado no eixo z, olhando em sua direção positiva, observando o comportamento do vetor campo elétrico; a ponta da seta que representa o vetor irá, com o passar do tempo, oscilar continuamente no eixo x; a amplitude e o sentido do campo irão variar com o tempo, mas a direção será sempre a do eixo x. O desenho traçado pela ponta do vetor campo elétrico no plano transversal à direção de propagação é chamado de polarização da onda eletromagnética [2]. De acordo com a Figura 01, a onda é dita polarizada na direção do eixo x. Note que a direção de polarização corresponde ao campo elétrico, não ao campo magnético.

# Р

# 2.2.1 Classificação da Polarização

A expressão geral para o campo elétrico de uma onda TEM se propagando na direção do eixo z pode ser expressa por:

$$E = E_x \cos(\omega t - \beta z + \phi_x)\hat{x} + E_y \cos(\omega t - \beta z + \phi_y)\hat{y}$$
(2.1)

,

onde  $E_x \in E_y$  são as amplitudes das componentes dos campos elétricos;  $\beta$  é a constante de propagação;  $\omega$  é a freqüência angular;  $\phi_x \in \phi_y$  são as fases das componentes x e y;  $\hat{x} \in \hat{y}$  são vetores unitários nas direções x e y, respectivamente.

Para que a onda eletromagnética seja polarizada, no entanto, não é necessário que as flutuações dos campos elétrico e magnético sejam senoidais (uma onda harmônica). Quando as variações são de fato harmônicas, é dito que essas fontes são coerentes. A luz emitida por fontes comuns (por exemplo: uma lâmpada incandescente) consiste em uma superposição de várias ondas de freqüências e fases aleatórias. Esse tipo de radiação é denominado de luz incoerente. No caso de uma onda incoerente que se propaga na direção do eixo z, um observador posicionado nesse eixo irá observar um movimento totalmente aleatório do vetor campo elétrico. Essa luz é chamada de não-polarizada.

A polarização das ondas eletromagnéticas é caracterizada pelo valor relativo das amplitudes ( $E_x e E_y$ ) e das fases ( $\phi_x e \phi_y$ ) podendo ser classificada basicamente em três categorias: linear, circular e elíptica.

#### × Polarização Linear

Uma onda é dita polarizada linearmente quando uma das componentes da onda TEM ( $E_x$  ou  $E_y$ ) oscilar em uma única direção, isto é, uma das amplitudes será nula. Ou quando as duas componentes ortogonais estiverem em fase ou em oposição de fase. A Figura 2 ilustra a polarização linear.



Figura 2: Representação da Polarização Linear Vertical.

#### × Polarização Circular

A polarização será dita circular quando as amplitudes dos campos  $E_x$  e  $E_y$ forem iguais e a diferença de fase for  $\delta = \pm \pi/2$  ou  $\pm 3\pi/2$ . Quando a diferença de fase for positiva, diz-se que a polarização da onda é circular à direita, e quando for negativa, diz-se que a polarização é circular à esquerda. A Figura 3 apresenta a polarização circular.



Figura 3: Representação da Polarização Circular

#### × Polarização Elíptica

A polarização elíptica abrange todos os outros casos não atendidos pelas polarizações lineares ou circulares. Onde as componentes dos campos  $E_x$  e  $E_y$  não apresentam a mesma amplitude e não estão em fase e nem em oposição de

fase. Para  $0 \le \delta \le \pi$  diz-se que a polarização da onda é elíptica à esquerda, e para - $\pi \le \delta \le 0$  diz-se que a polarização é elíptica à direita. A polarização elíptica é ilustrada através da Figura 4.



Figura 4: Representação da Polarização Elíptica.

### 2.3 Representação dos Estados de Polarização

De acordo com a literatura são abordados principalmente dois formalismos para representar os estados de polarização de um campo eletromagnético: os vetores e as matrizes de Jones, e os vetores de Stokes e as matrizes de Müller.

Tais formalismos formam uma ferramenta importante nos estudos sobre polarização. O formalismo de Jones, por ser de fácil manipulação matemática, e o formalismo de Stokes-Müller, por ser relacionável com grandezas mensuráveis [25].

# 2.3.1 Vetor de Jones

O vetor de Jones trata-se de uma representação alternativa para uma onda polarizada, proposto pelo físico americano R. Clark Jones [26].

O vetor de Jones é utilizado para representar matematicamente a luz polarizada, conforme dito anteriormente, enquanto que as Matrizes de Jones representam os elementos ópticos lineares. A melhor maneira de representar a onda é em termos do seu vetor campo elétrico [26] e não pela intensidade da luz [16]. Então, o vetor de Jones é representado por:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x (t) \\ E_y(t) \end{bmatrix}$$
(2.2)

A equação (2.2) pode ser reescrita utilizando uma notação fasorial para os campos  $E_x$  e  $E_y$ , da seguinte forma:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_{0x} e^{j\phi_x} \\ E_{0y} e^{j\phi_y} \end{bmatrix}$$
(2.3)

onde  $\phi_x$  e  $\phi_y$  representam as fases de  $E_x(t)$  e de  $E_y(t)$ . As componentes horizontal e vertical de  $\vec{E}$  são dadas, respectivamente, por:

$$\vec{X} = \begin{bmatrix} E_{0x} e^{j\phi_x} \\ 0 \end{bmatrix} e \quad \vec{Y} = \begin{bmatrix} 0 \\ E_{0y} e^{j\phi_y} \end{bmatrix}$$
(2.4)

Logo,

$$\vec{E} = \vec{X} + \vec{Y} = \begin{bmatrix} E_{0x} e^{j\phi_x} \\ E_{0y} e^{j\phi_y} \end{bmatrix}$$
(2.5)

É possível obter, através do quadrado do módulo do vetor de Jones, o valor da intensidade de campo associado a ele:

$$I_O = (E_{0X})^2 + (E_{0Y})^2 = E^H E$$
(2.6)

onde  $E^{H}$  representa o transposto conjugado de *E*. Como a intensidade do campo não é importante para determinar o estado de polarização, é possível trabalhar com vetores de Jones normalizados [20]. Além disso, para encontrar o estado de polarização basta saber a defasagem, ou fase relativa, entre as componentes. Deste modo, pode-se escrever o vetor de Jones apenas em função da defasagem das componentes e da razão entre as amplitudes dos campos:

$$E = \begin{bmatrix} \cos \chi \\ \sin \chi e^{j\delta} \end{bmatrix}$$
(2.7)

onde:  $\delta = \Delta \phi = \phi_y - \phi_x$ 

e

$$\chi = \tan^{-1} \left( \frac{E_{0y}}{E_{0x}} \right) \tag{2.9}$$

Nessa representação,  $0 \le \chi \le \pi/2$  e  $0 \le \delta \le 2\pi$ . Note que o vetor de Jones da expressão (2.7) possui módulo unitário, representando assim um sinal de luz de intensidade unitária.

Deste modo, as equações (2.4) representam dois casos especiais, em que a polarização linear está alinhada com o eixo *x* ou com o eixo *y*, obtidas quando, respectivamente,  $\chi = 0$  e  $\chi = \pi/2$ . Esses estados de polarização são chamados de *X* e *Y*, respectivamente:

$$\vec{X} = \begin{bmatrix} 1\\0 \end{bmatrix} e \ \vec{Y} = \begin{bmatrix} 0\\1 \end{bmatrix}$$
(2.10)

Como os vetores X e Y formam claramente uma base ortonormal para o espaço de estados de polarização, qualquer estado de polarização pode ser escrito como uma combinação linear desses estados.

Os vetores de Jones normalizados para os dois tipos de polarização circular são dados por:

$$\vec{D} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1\\ -j \end{bmatrix} e \ \vec{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1\\ j \end{bmatrix}$$
(2.11)

onde os vetores  $\vec{D}$  e  $\vec{E}$  representam, respectivamente, luz circularmente polarizada à direita e luz circularmente polarizada à esquerda. Sendo  $\vec{D}$  e  $\vec{E}$  ortogonais, i.e.,  $D^*.E = E^*.D = 0$ , qualquer estado de polarização pode ser decomposto em termos destes dois estados. Portanto, qualquer estado de polarização pode ser escrito como combinação linear dos estados de polarização circular.

$$E = \frac{1}{\sqrt{2}}(X + iY) \quad e \quad D = \frac{1}{\sqrt{2}}(X - iY)$$
(2.12)

$$X = \frac{1}{\sqrt{2}}(D+E) \quad e \quad Y = \frac{1}{\sqrt{2}}(D-E)$$
(2.13)

Todos os demais vetores de Jones representam estados de polarização elíptica, estados estes que podem ser escritos como combinações lineares de estados lineares e circulares [20].

### 2.3.2 Vetor de Stokes e Representação de Poincaré

Diferentemente do vetor de Jones, que depende do campo elétrico, o vetor de Stokes depende da intensidade da luz, o que é mensurável e fornece-nos informação sobre o grau de coerência da luz, ou seja, é aplicável à luz parcialmente coerente (luz parcialmente polarizada). Outra diferença entre os vetores de Jones e Stokes, é que os vetores de Jones trazem números complexos, enquanto que os vetores de Stokes consistem apenas de números reais, sendo que cada um deles possui um significado físico bem definido [16] [20].

O vetor de Stokes é definido como:

$$S = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_x + I_y \\ I_x - I_y \\ I_{+45^\circ} - I_{135^\circ} \\ I_D - I_E \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ 2E_{0x}E_{0y}\cos\delta \\ 2E_{0x}E_{0y}\sin\delta \end{bmatrix}$$
(2.14)

onde S<sub>0</sub>, S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub> e S<sub>3</sub> representam os parâmetros do vetor de Stokes e I<sub>j</sub> representa a intensidade das componentes de polarização  $j = 0^{\circ}$ , 45°, etc. Nos quais I<sub>x</sub> e I<sub>y</sub> são as intensidades das componentes lineares da onda nos eixos x e y, respectivamente; I<sub>45°</sub> e I<sub>135°</sub> são as intensidades das componentes lineares da onda

ao longo dos eixos à 45° dos eixos x e y;  $I_E$  e  $I_D$  são as intensidades das componentes circulares polarizadas, respectivamente, à esquerda e à direita.

É importante observar que o parâmetro  $S_0$  corresponde à intensidade total do sinal de luz, isto é, a soma das intensidades das componentes polarizada (luz coerente) e não polarizada (luz incoerente):

$$S_0 = I_{polarizada} + I_{n\tilde{a}o \ polarizada} \tag{2.15}$$

A luz não polarizada equivale a um superposição de componentes polarizadas de mesma intensidade com eixos ortogonais. E por se tratarem de subtrações dessas intensidades, a componente não polarizada de cada um dos parâmetro é cancelada [20].

Para ondas totalmente polarizadas os parâmetros de Stokes obedecem a seguinte relação:

$$I_{polarizada}^{2} = S_{1}^{2} + S_{2}^{2} + S_{3}^{2} = 1$$
(2.16)

Tal relação nos leva a interpretar tais parâmetros como coordenadas cartesianas e cada ponto desta esfera corresponde a um estado de polarização, representado pelo vetor de Stokes,  $S = (S_1, S_2, S_3)$  na esfera unitária, denominada de esfera de Poincaré.

A expressão 2.17 a seguir, define o grau de polarização (DOP – *Degree of Polarization*), que é a razão entre a intensidade de luz polarizada e a intensidade total de luz:

$$DOP = \frac{I_{polarizada}}{I_{polarizada} + I_{n\tilde{a}o \ polarizada}}$$
(2.17)

Vale ressaltar que o grau de polarização (DOP) pode variar entre 0 (luz não polarizada) e 1 (luz polarizada).

Dividindo-se a equação (2.16) por  $S_0^2$  obteremos:

$$\frac{I_{polarizada^2}}{S_0^2} = \frac{S_1^2}{S_0^2} + \frac{S_1^2}{S_0^2} + \frac{S_1^2}{S_0^2} = \left(\frac{I_{polarizada}}{I_{polarizada} + I_{n\tilde{a}o\ polarizada}}\right)^2$$

$$DOP^2 = {s_1}^2 + {s_2}^2 + {s_3}^2$$
(2.18)

onde cada  $S_i=S_i/S_0$  é denominado de *parâmetro de Stokes normalizado*, cuja soma dos quadrados é unitária para o caso da luz totalmente polarizada. A partir das definições dos parâmetros de Stokes e os ângulos do vetor de Jones, pode se mostrar que:

$$s_0 = 1$$
  

$$s_1 = \text{DOP} \cdot \cos 2\chi$$
  

$$s_2 = \text{DOP}$$
  

$$s_3 = \text{DOP}$$
  
(2.19)

onde  $0 \le \chi \le \pi/2$  e  $0 \le \delta < 2\pi$ . Sabe-se que das relações trigonométricas podemos obter:

$$\sin 2\chi = \frac{2\tan\chi}{1+\tan^2\chi} \quad e \qquad \cos 2\chi = \frac{1-\tan^2\chi}{1+\tan^2\chi} \tag{2.20}$$

onde  $\tan \chi = \frac{E_{0y}}{E_{0x}}$ .

A luz não polarizada, a partir de (2.19), é representada na esfera com um ponto na origem, ou seja:

$$s_1 = s_2 = s_3 = 0 \tag{2.21}$$

Para a luz polarizada, as equações (2.19) podem ser reescritas como:

$$s_1 = \cos 2\chi$$
  
 $s_2 =$  (2.22)  
 $s_3 =$ 

A representação dos estados de polarização utilizando os vetores de Stokes faz-se, conforme visto anteriormente, através da esfera de Poincaré, conforme ilustra a Figura 5. No pólo superior da esfera se encontram as polarizações circulares à esquerda, no pólo inferior se encontram as polarizações orientadas à direita, e no equador são encontradas as polarizações lineares.



Figura 5: Esfera de Poincaré e representação dos principais estados de polarização.

Para o vetor de Stokes que corresponde a uma onda totalmente polarizada, temos um ponto único P na superfície da esfera de Poincaré, de acordo com a ilustração da Figura 6. O estado de polarização de uma onda não polarizada (portanto incoerente), caracterizado pelos parâmetros S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub> e S<sub>3</sub> todos nulos, corresponde a um ponto no centro da esfera. Já a polarização parcial corresponde a pontos localizados no interior da esfera de raio unitário. Deste modo, fica claro que o grau de polarização é dado pela distância entre o ponto P e o centro da esfera de Poincaré [27].



**Figura 6:** Um estado de polarização na superfície da esfera de Poincaré, representado pelo ponto P, e suas coordenadas esféricas  $2\chi e \delta$ .

### 2.4 Birrefringência e PMD

O efeito da birrefringência em fibras ópticas pode ser obtido pela quebra da simetria na região do núcleo. Esta anisotropia resulta de dois tipos de perturbações: intrínseca e extrínseca. As perturbações intrínsecas são irregularidades introduzidas no processo de fabricação da fibra e são características permanentes da fibra. Estes incluem um núcleo não circular e as forças de tensão entre a casca e o núcleo, como mostrado na Figura 07 (a). A birrefringência também é criada quando a fibra óptica está sujeita a forças externas ou perturbações externas (curvatura, torção, compressão da fibra e variações na temperatura), conforme ilustrado na Figura 07 (b) [18]. Tal assimetria e stress fazem com que a fibra apresente dois índices de refração (daí o termo <u>bi</u>rrefringência) e com isso o pulso é decomposto em dois modos de polarização ortogonais.

Assim sendo, a birrefringência aleatória em fibras e componentes ópticos, em que os sinais com diferentes estados de polarização viajam com velocidades diferentes resulta na dispersão dos modos de polarização (PMD - *Polarization Mode Dispersion*).



Figura 7: Mecanismos de birrefringência: (a) intrínsecos e (b) extrínsecos.

A birrefringência nas fibras ópticas pode então ser expressa como:

$$\Delta \beta = \beta_s - \beta_f \qquad (2.23a)$$
$$\Delta \beta = \frac{\omega n_s}{c} - \frac{\omega n_f}{c}$$

Como  $\omega = 2.\pi f$  e  $f = c/\lambda$ , temos que:  $\omega = 2.\pi (c/\lambda)$ . Então:

$$\Delta \beta = \frac{2\pi c}{\lambda} \frac{n_s}{c} - \frac{2\pi c}{\lambda} \frac{n_f}{c}$$
$$\Delta \beta = \frac{2\pi n_s}{\lambda} - \frac{2\pi n_f}{\lambda}$$
$$\Delta \beta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_s - n_f)$$
$$\Delta \beta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \qquad (2.23b)$$

onde  $\omega$  é a freqüência angular da luz, c é a velocidade da luz no vácuo e  $\Delta n = n_s - n_f > 0$  é a diferença de índice de refração entre o eixo lento e rápido, enquanto que  $\lambda$  é o comprimento de onda da luz no vácuo.

A birrefringência é responsável pela evolução do estado de polarização (SOP) da luz ao longo da fibra através de uma seqüência de estados.

Um meio linear de transmissão sem perda dependente da polarização (PDL – *Polarization Dependent Loss*) possui dois estados de polarização de entrada, ortogonais entre si, associados a dois estados de polarização de saída, também ortogonais [6]. Estes estados são chamados de estados principais de polarização (PSP – *Principal States of Polarization*). Assim, os PSPs são definidos como: "aqueles estados de polarização de entrada, para os quais os correspondentes estados de polarização de saída são independentes da freqüência óptica em primeira ordem" [21]. Deste modo, para cada freqüência óptica existem estados principais de polarização de entrada, chamados de PSP de entrada. Nestas fibras os PSPs de entrada não são necessariamente similares aos PSPs de saída da fibra, mas podem ser associados uns aos outros através da matriz de Transmissão da fibra, T( $\omega$ ) [14] [25].

As fibras ópticas com alta birrefringência (HiBi – *High Birefringence*) [41] são fabricadas com os eixos de birrefringência (eixo rápido e eixo lento) bem definidos e ortogonais entre si. Estes eixos definem dois auto-estados independentes da freqüência óptica, o que difere das fibras monomodo (que possuem auto-estados dependentes da freqüência óptica). As fibras HiBi têm a característica de manter a polarização da luz na fibra quando ela é lançada com polarização linear x ou y ao longo de um desses eixos (supondo que os eixos estejam alinhados às direções x e y). Para outras polarizações de entrada, o estado de polarização (SOP – *State of Polarization*) se altera ao longo da fibra óptica, mas, periodicamente, retorna ao estado inicial apenas se o DOP for igual a 1.

Porém, de acordo com o apresentado na Figura 8, quando a luz é lançada em um ângulo qualquer parte da luz é acoplada proporcionalmente em cada um dos eixos, e, devido ao índice de refração ser diferente em cada eixo, os estados com polarizações diferentes propagam com velocidades diferentes. Sendo possível discriminá-los conforme a velocidade, como: estado rápido e estado lento. A diferença de tempo entre os dois estados de polarização é chamada de atraso diferencial de grupo (DGD – *Differential Group Delay*).

O DGD é, portanto, uma função intrínseca do comprimento de onda, variável ao longo do tempo e responsável por causar uma distorção no pulso transmitido e penalidades ao sistema [20].



Figura 8: Representação do atraso entre os modos de polarização ortogonais ao longo de uma fibra HiBi.

O DGD,  $\Delta \tau$ , pode ser obtido através da derivada da equação 2.23b com relação à freqüência e a constante de propagação [16]:

$$\Delta \tau = \frac{L}{\Delta V_g} = \frac{d\Delta\beta}{d\omega} L = \left(\frac{\Delta n}{c} + \frac{\omega}{c}\frac{d\Delta n}{d\omega}\right) L$$
(2.24)

onde  $\Delta Vg$  é a diferença da velocidade de grupo entre os modos ortogonais. A grandeza  $\Delta \tau/L$  é expressa em picosegundos por quilômetros para um elemento com birrefringência uniforme, tal como uma fibra HiBi. Em fibras normais a birrefringência é combinada a aleatoriedade do acoplamento dos modos de polarização, resultando em uma variação aleatória do DGD e no crescimento da PMD de acordo com a raiz quadrada do comprimento da fibra.

Para definir completamente a PMD, um vetor dispersão  $\Omega(\omega)$  deve ser introduzido, sendo o seu módulo  $|\Omega|$  igual ao DGD entre os PSPs na freqüência  $\omega$ , e sua direção  $\hat{\Omega}$  na esfera de *Poincaré* é igual, por definição, ao vetor PSP mais lento. Pode-se notar que este vetor dispersão define completamente a PMD em uma fibra, pois tanto o DGD quanto à variação dos PSPs estão representados neste. Como os PSPs são ortogonais na ausência de PDL e de não-linearidades, só é necessário representar um deles na esfera de *Poincaré*. A evolução da direção do vetor dispersão,  $\hat{\Omega}$ , na esfera, quando a freqüência óptica varia, pode ser visualizada na Figura 9.



Figura 9: Representação esquemática da evolução temporal de um dos estados principais de polarização (PSP).

A PMD de 1<sup>a</sup> ordem está relacionada com o valor do DGD em uma determinada freqüência óptica. Entretanto, a aleatoriedade das birrefringências causadas por fatores externos nas fibras normais faz com que os estados principais de polarização e o DGD variem ao longo do tempo, bem como nas freqüências ópticas [16]. Estas variações do DGD fazem com que a chamada PMD de 1<sup>a</sup> ordem, em uma fibra normal, seja encarada como uma grandeza estocástica, ou seja, a PMD de 1<sup>a</sup> ordem de uma fibra óptica é o valor médio ( $\delta \tau$ ) dos DGDs aleatórios no tempo e na freqüência.

Um modelo considerado clássico para caracterização do DGD é a distribuição Maxwelliana [28]. A distribuição de probabilidade do DGD  $\delta_{\tau}$  ( $\omega$ ) é dada pela equação:

$$P(\delta\tau) = \frac{32}{\pi^2} \frac{\delta\tau^2}{\langle\delta\tau\rangle^3} exp\left[-\frac{4\delta\tau^2}{\pi\langle\delta\tau\rangle^2}\right]$$
(2.25)

A Figura 10, apresentada a seguir, representa esta distribuição.



Figura 10: Distribuição estatística do DGD para um valor de PMD determinado.

# Métodos para a Medição da PMD

2.5

Existem diversas técnicas que permitem medir a PMD em fibras ópticas. Trata-se essencialmente de medir o valor médio de uma grandeza estatística que é o DGD. A maioria dessas técnicas determina o atraso de grupo diferencial entre os estados+ de polarização na saída da fibra recorrendo a métodos no domínio do tempo ou no domínio da freqüência [17].

No domínio do tempo pode-se determinar a PMD medindo: (i) o tempo de atraso de um pulso lançado sob várias polarizações de entrada na fibra; (ii) utilizando técnicas interferométricas.

No domínio da freqüência pode-se determinar a PMD analisando: (iii) a polarização sobre a esfera de Poincaré; (iv) a polarização na saída da fibra para várias polarizações de entrada pré-determinadas (o que permite calcular a matriz de Jones da fibra); ou (v) através da análise da potência transmitida através de um polarizador linear colocado na saída da fibra em função do comprimento de onda do sinal.

A seguir são apresentadas brevemente três técnicas comumente utilizadas.

### 2.5.1 Método Polarimétrico

O método polarimétrico geralmente utiliza um laser de comprimento de onda sintonizável, um controlador de polarização para gerar uma birrefringência qualquer, um polarímetro (que é um instrumento capaz de medir o estado de polarização da luz, neste caso, é utilizado para medir o DGD ao longo de uma faixa considerável de comprimento de ondas), e um computador para fazer a aquisição dos dados, conforme mostra o esquema da Figura 11.

As medições do polarímetro são realizadas através da leitura de intensidade de luz após sua passagem por alguns dispositivos ópticos, de forma a obter não apenas o estado de polarização como também o grau de polarização da luz. [28].



Figura 11: Montagem experimental utilizada para medir a PMD através do método Polarimétrico.

A medida dos PSPs de saída é feita lançando-se a luz em polarizações distintas. Na prática, a matriz de Jones  $T(\omega)$  é medida para vários  $\omega_n$  em seqüência, e o DGD ( $\lambda$ ), i.e., atraso diferencial de grupo em função do comprimento de onda, é calculado através dos autovalores do produto matricial  $T_{\omega}(\omega_n) T^{-1}(\omega_{n-1})$  [22]. A PMD será dada pelo valor médio dos DGDs em toda a faixa de comprimentos de onda medidos. Esta técnica permite a obtenção da distribuição estatística dos DGDs.

Este método fornece diretamente valores de DGD em função do comprimento de onda e sua estatística, enquanto que, os outros dois métodos fornecem apenas os valores médios, ou seja, diretamente a PMD. A técnica polarimétrica também mede a variação do vetor dos PSPs com o comprimento de onda, medida que nenhuma das outras técnicas fornece [22]. Por ser uma técnica baseada na medida dos PSPs, ela é sensível à vibração e flutuações estatísticas das

condições ambientais durante a medida, já que a estatística é feita após a aquisição dos DGDs.

#### 2.5.2

### Método de Varredura do Comprimento de Onda

O método de varredura do comprimento de onda consiste na injeção de um sinal contínuo na fibra proveniente de um laser sintonizável com uma polarização arbitrária fixa. Ao se variar o comprimento de onda da luz polarizada incidente sobre o sistema óptico birrefringente, o estado de polarização da saída varia tão rapidamente quanto maior for a birrefringência. O método utiliza então um polarizador na entrada da fibra e um analisador na saída, variando o comprimento de onda, seja por meio de uma fonte sintonizável ou por meio de uma fonte de espectro largo, e utiliza também um analisador de espectro óptico (OSA – *Optical Spectrum Analizer*). A variação da potência transmitida em função do comprimento de onda do sinal resulta da alteração da projeção do sinal de acordo com o eixo de polarização, como conseqüência da variação do estado de polarização devido à PMD da fibra. A Figura 12 apresenta uma montagem experimental típica para esta medida.



Figura 12: Montagem experimental utilizada para medir a PMD através do método de varredura do comprimento de onda.

Ao colocarmos um enlace de fibra óptica entre os dois polarizadores, conforme ilustra a Figura 12, e sintonizarmos a fonte óptica em um determinado intervalo de comprimentos de onda, o detector que se encontra após o segundo polarizador (chamado também de analisador) irá observar variações na intensidade luminosa, à medida que a freqüência óptica varia. Essas variações da intensidade na saída do sistema só irão acontecer se o enlace de fibra utilizado apresentar alguma birrefringência [25].

À medida que o comprimento de onda varia, a fase relativa entre os estados principais varia ciclicamente, de modo que o sinal será periódico se o DGD for constante [22], como é o caso das fibras HiBi. Na Figura 13 é mostrada uma medida de uma fibra HiBi por este método. Efetivamente, para um mesmo intervalo de comprimentos de onda sintonizados, quanto maior for a birrefringência da fibra maior será o número de ciclos contidos nesse intervalo.



Figura 13: Medida da PMD, através do método de varredura do comprimento de onda, de uma fibra HiBi.

Essa técnica de medida da PMD possui algumas limitações que podem levar a erros. Uma delas esta relacionada com a resolução espectral do OSA utilizado, quando da medida de grandes valores de PMD [22]. Outra limitação relaciona o tamanho da janela espectral com a medida de pequenos valores de PMD, pois, como para baixas PMDs o número de oscilações é muito pequeno, é necessária uma grande largura espectral para se observar as oscilações no espectro. Assim, é possível verificar que a resolução desta técnica está limitada pela largura espectral da fonte.

O método de varredura em comprimento de onda é limitado à resolução espectral do analisador de espectro utilizado.

### 2.5.3 Método Interferométrico

O método interferométrico é baseado na medida da autocorrelação do campo elétrico de dois sinais derivados da mesma fonte de banda larga, e na medida do atraso de tempo. Neste método, a luz de uma fonte de espectro largo (um LED, por exemplo) é acoplada em ambos os braços do interferômetro e a luz proveniente dos braços do espelho móvel e do espelho fixo é superposta ao detector. Para que ocorra o fenômeno de interferência, é necessário que o comprimento dos dois braços seja diferente do comprimento de coerência da fonte. Como o espectro da fonte é muito largo, a interferência só ocorrerá quando os atrasos entre os dois braços do interferômetro forem iguais. Ou seja, o interferômetro funciona como um analisador, onde os modos de polarização que sofrem acoplamentos ao longo da trajetória óptica interferem entre si. Assim, cada um dos modos de polarização pode interferir consigo mesmo ou com os outros modos. A máxima visibilidade ocorrerá quando as trajetórias dos comprimentos forem perfeitamente iguais. A largura da resposta é inversamente proporcional à largura espectral da fonte.

Na Figura 14 abaixo, verifica-se um esquema básico de medida de DGD utilizando um interferômetro de Michelson, tanto para fibras HI-BI como para fibras standard.



Figura 14: Medidas de PMD através do método Interferométrico; (c) medida utilizando uma fibra HiBi; (d) medida utilizando uma fibra normal.

No caso de uma fibra birrefringente, sem qualquer acoplamento intermodal, serão observados três picos de interferência, como o ilustrado pela Figura 14 (c): um pico central, que corresponde à interferência de cada modo consigo mesmo, e dois laterais, que correspondem à interferência cruzada entre os modos, onde o atraso de um modo ao longo da fibra é compensado no interferômetro. A largura de cada um desses picos será igual ao dobro do comprimento de coerência da fonte [28].

A seguir, através da Figura 15, é possível visualizar o interferograma (função de autocorrelação) do campo elétrico da fonte. O pico central é a função de coerência da fonte e não contém informações sobre a birrefringência. Logo, as medidas com o interferômetro são dadas diretamente em unidades temporais, já que a diferença de percurso entre os braços do mesmo pode ser convertida em unidades de tempo. O DGD pode ser simplesmente encarado como a distância entre o lóbulo central e o lóbulo lateral.



Figura 15: Pico de autocorrelação e picos laterais.

Em fibras monomodo normais, com acoplamentos aleatórios de modos, o resultado é um ruído Gaussiano [22]. O valor rms da distribuição dos DGDs é a metade da largura a meia altura da Gaussiana obtida ( $\sigma$ ). Este valor está relacionado com a PMD pela seguinte relação:

$$PMD = \sqrt{\frac{8}{3\pi}}\sigma$$
(2.26)

O método interferométrico é considerado uma opção adequada devido a sua simplicidade de implementação, operação e robustez. E, por não ser afetada por perturbações mecânicas externas, lhe dá uma grande confiabilidade para medidas em campo. A resolução do sistema de medição deste método é determinada pelo tempo de coerência da fonte [28].

O método interferométrico relaciona-se com o de varredura em comprimento de onda através da transformada de Fourier. E é considerado um método limitado pelo deslocamento dos elementos mecânicos.

### 2.6 Transmissão de Sinal Utilizando Multiplexação de Polarização

A diversidade de polarização das fibras recebeu maior interesse quando os sistemas superiores a 10 Gbps por canal começaram a ser estudados e percebeu-se que a dispersão por modo de polarização, causada pela diferença de velocidade de propagação entre os dois modos, era um fator limitante nestes sistemas. Passou-se então a utilizar a diversidade de polarização em fibras monomodo para aumentar a capacidade de transmissão, modulando sinais diferentes em cada uma das polarizações.

Aumentar a eficiência espectral de sistemas de comunicação por fibra óptica é um meio eficaz para atender a crescente demanda de capacidade de transmissão e explorar plenamente o potencial da infra-estrutura dos sistemas ópticos implantados. A multiplexação de polarização (PolMux - *Polarization Multiplexing*), capaz de transmitir dois canais de dados, independente modulados, com os estados de polarização (SOP) ortogonais em um mesmo comprimento de onda, permite duplicar a eficiência espectral e, portanto, dobrar a capacidade de transmissão em um canal óptico pré-determinado [40]. A Figura 16 ilustra a transmissão de dois canais de dados, com SOP ortogonais, empregando PolMux.



Figura 16: Transmissão de canais utilizando PolMux.

Qualquer um dos formatos de modulação utilizados em sistemas ópticos (DQPSK, 16QAM, entre muitos outros) podem ser associados à multiplexação de polarização, desde que sejam utilizadas técnicas de modulação externa [29]. Para tal, de acordo com a Figura 17 a seguir, a luz proveniente de um laser é dividida por meio de um divisor de feixe de polarização (PBS - *Polarization Beam Spliter*), dispositivo que consiste em um filtro polarizador que divide a luz recebida em dois feixes com polarização ortogonal. A distribuição de potência entre os dois feixes de saída de um PBS depende do ângulo entre a polarização da luz incidente

e o sentido do polarizador do dispositivo. Normalmente é utilizado um ângulo de 45°, resultando em uma divisão igual de potência. Cada um dos feixes é então modulado de forma independente por um modulador externo, e, após a modulação, são recombinados com um PBC (*Polarization Beam Combiner*) [29].



**Figura 17:** Diagrama de um sistema PolMux com processamento digital de sinais (PDS). Fonte [29]

Na recepção, outro PBS separa o sinal em duas polarizações ortogonais, recebendo cada um destes dois sinais em um receptor adequado ao formato de transmissão.

Sinais PolMux, em sistemas de comunicação de fibra óptica, são mais sensíveis aos efeitos de polarização que sinais com uma única polarização [40]. Dois efeitos de polarização importantes que afetam sistemas de transmissão ópticos são: a PMD e PDL (Perda Dependentes de Polarização) [38]. A PMD, como bem sabemos, resulta principalmente da birrefringência aleatória de fibras e componentes ópticos, onde os sinais com diferentes SOPs propagam com diferentes velocidades. A PDL geralmente ocorre em componentes ópticos, como isoladores e acopladores, cuja perda de inserção varia de acordo com os SOPs de sinais de entrada.

Além das penalidades geradas pela PMD, capaz de alargar o pulso, e da PDL induzida, de variar a relação de sinal ruído óptico (OSNR), os principais prejuízos causados pela PMD e PDL em sinais PolMux são o *crosstalk* entre as duas polarizações. Pois, com o *crosstalk* os dois canais que, originalmente, tinham polarizações ortogonais, não podem ser completamente separados por um divisor de feixe de polarização (PBS).

A mudança aleatória dos estados de polarização, devido à temperatura e os distúrbios mecânicos, deve ser evitada para prevenir ou minimizar a perda de

dados e a inserção de erro proveniente do desalinhamento entre os canais. Por isso, se faz necessário o uso de controlador de polarização automático.

O controlador de polarização automático monitora dinamicamente a polarização dos sinais sem interrupções, a fim de obter o estado de polarização correspondente quase perfeito. E deve ser rápido o suficiente para acompanhar a mudança do SOP, induzida pela variação de birrefringência.

A utilização do controle de polarização não é somente um meio eficaz de mitigar os efeitos da PMD, mas também para explorar a multiplexação de polarização, a fim de duplicar a eficiência espectral do sistema de comunicação.

Para a demultiplexação destes sinais é possível adotar basicamente duas estratégias: no domínio eletrônico, através da detecção coerente, ou por meio de um controle de polarização no domínio óptico, com a implementação da detecção direta [42]. Ainda neste capítulo serão abordadas as características de dois principais tipos de receptores (detectores) ópticos.

Outras técnicas utilizadas para a demultiplexação dos sinais: (i) uso de tons "pilotos" utilizando modulações distintas a fim de identificar as duas polarizações [43, 44]; (ii) uso de diferentes níveis de potência [45, 46]; (iii) uso de sinal de radiofreqüência (RF) como sinal de feedback [47]. Abordagens eletrônicas apresentam geralmente uma maior relação custo-benefício. Enquanto que abordagens ópticas requerem um controle de polarização e um controle da potência óptica dos canais [24].

As vantagens do PolMux são dadas por ser considerada uma técnica transparente em sistemas ópticos sem PMD ou PDL excessivos, tornando-se uma técnica de multiplexação transparente [28]. E a principal desvantagem é a necessidade de uma detecção sensível da polarização no receptor, para separar corretamente os dois estados de polarização, aumentando a complexidade do mesmo [28].

Cabe ressaltar que a perda de ortogonalidade (desalinhamento) entre os SOPs provoca uma degradação no sinal, afetando o sistema como um todo, devido à inserção de penalidade de potência e também à inserção de ruído no sinal.

# 2.6.1 Detecção Direta e Detecção Coerente

Há dois tipos de receptores ópticos: os de detecção direta e os de detecção coerente. No primeiro, o processo é basicamente detectar a presença ou não de potência óptica em um *"bit slot"*. Nos sistemas de detecção coerente, o sinal transmitido é modulado em amplitude, freqüência ou fase e é detectado através de técnicas homódinas ou heteródinas.

Os receptores de detecção coerente requerem conversores analógico-digital rápidos e processamento de sinal complexo. Isso aumenta o custo e o consumo de energia, especialmente em sistemas com taxa de transmissão elevadas. Por outro lado, sistemas com os receptores de detecção direta exigem o controle de polarização, a fim de manter os custos em um nível baixo.

#### × <u>Detecção Direta</u>

A detecção direta simplifica o receptor mas, reduz seu desempenho. Nesses receptores, somente incide no detector o sinal óptico refletido que é diretamente convertido em sinal elétrico sem processamento prévio no domínio óptico. A fotocorrente do sinal é linearmente proporcional à potência óptica refletida. São baseados na intensidade de luz e na decisão entre 0 e 1, se houver ou não potência óptica em um "*bit slot*".

Neste tipo de recepção, a distribuição de energia entre os dois modos não interferem na detecção do sinal, ou seja, os receptores de detecção direta não são sensíveis à polarização da luz e nem com a fase.

Em sistemas que utilizam os receptores de detecção direta qualquer tipo de controle de polarização ou compensação de PMD deve ser efetuado antes da detecção do sinal.

#### × Detecção Coerente

A idéia básica da detecção coerente é misturar o campo óptico do sinal de entrada com uma onda óptica localmente gerada e detectar o resultado dessa interferência (batimento) com um fotodiodo [29]. O batimento entre esses campos

ópticos gera uma fotocorrente que possui informações sobre amplitude, freqüência ou fase do sinal óptico, permitindo uma grande flexibilidade nos formatos que podem ser detectados, além de melhor desempenho de equalizadores no domínio digital. Existem duas técnicas de detecção coerente: homódina ( $f_{IF} = 0$ ) e heteródina ( $f_{IF} \neq 0$ ).

A detecção coerente requer o conhecimento da fase da portadora, já que o sinal é demodulado por meio do batimento com um laser no receptor funcionando como oscilador local que fornece uma referência absoluta de fase.

Em receptores coerentes homódinos, o sinal recebido e do oscilador local são misturados em uma híbrida opto-elétrica de 90 graus, utilizando dois pares de fotodetectores balanceados. Já a detecção heteródina fornece um sinal elétrico na forma de uma portadora modulada em RF/microondas cuja freqüência central é a freqüência intermediária,  $f_{IF}$ . A demodulação desse sinal pode ser feita de maneira síncrona ou assíncrona.

Em contraste com as realizações ópticas do início dos anos 90, os avanços na tecnologia de semicondutores permitiram chegar a um receptor de tecnologia estável, mas exigem conversão analógica-digital de alta velocidade seguida de processamento de sinal digital (DSP) avançado. A detecção coerente é fortemente associada ao processamento de sinais tanto pela necessidade de recuperação de fase, quanto pela possibilidade da equalização no domínio digital ser realizada sem as distorções não-lineares da detecção direta

Outra característica importante da recepção coerente é ser inerentemente sensível a polarização, e normalmente combinada com multiplexação por divisão de polarização. Esquemas com recepção de detecção coerente têm sido amplamente utilizados a fim de compensar a PMD e a PDL, graças ao rápido processamento de sinal digital [40].

Os receptores de detecção coerente são mais sensitivos que os receptores de detecção direta, devido a dois efeitos diferentes: primeiro, a mistura óptica melhora a SNR na saída do pré-amplificador do receptor; segundo, a melhora da taxa de erro de bit (BER) para uma dada SNR devido o uso de diferentes formatos de modulação/demodulação (ASK, FSK, PSK, DPSK,...) [31].

48