

**CENTRO FEDERAL DE EDUCAÇÃO TECNOLÓGICA DO PARANÁ**  
**Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial**

---

**DISSERTAÇÃO**  
apresentada ao CEFET-PR  
para obtenção do título de

**MESTRE EM CIÊNCIAS**

por

**RAFAEL ELEODORO DE GÓES**

---

**PRODUÇÃO DE ACOPLADORES DE POLARIZAÇÃO EM  
FIBRAS ÓTICAS DE ALTA BIRREFRINGÊNCIA**

---

Banca Examinadora:

Presidente e Orientador:

**José Luís Fabris (Prof. Dr.)**

**CEFET-PR**

Examinadores:

**Miriam Regina Xavier de Barros (Dr.)**

**CPqD**

**Júlio Flemming Neto (Prof. Dr.)**

**UEPG**

**Pedro Miguel Gewehr (Ph.D.)**

**CEFET-PR**

Curitiba, 28 de novembro de 2002.



**RAFAEL ELEODORO DE GÓES**

**PRODUÇÃO DE ACOPLADORES DE POLARIZAÇÃO EM  
FIBRAS ÓTICAS DE ALTA BIRREFRINGÊNCIA**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial do Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná como requisito parcial para a obtenção do título de “Mestre em Ciências”  
Área de Concentração: Telemática.

Orientador: Prof. Dr. José Luís Fabris

Curitiba  
2002



# Ficha Catalográfica



# Agradecimentos

Este trabalho é dedicado a todas as pessoas que de alguma maneira colaboraram comigo durante o seu desenvolvimento, seja proporcionando momentos de lazer sem os quais vários *insights* não seriam tão proveitosos, seja de maneira técnica e científica, através de interessantes discussões e troca de idéias.

Aos colegas do Laboratório de Laser e do Laboratório de Ótica e Optoeletrônica pelo auxílio nos experimentos, principalmente José Luis Fabris pela dedicação e compreensão como orientador.

Tom Ryan do *Optical Fiber Technology Center - Australian Photonics Cooperative Research Center* - pelo fornecimento da fibra de núcleo elíptico e medida de alguns de seus parâmetros.

Leandro Gustavo Biss Becker e Claudio Augusto Lima que auxiliaram no desenvolvimento do controlador de estado de polarização e demais colegas do Laboratório de Inovação e Tecnologia em Sistemas Embarcados



# Sumário

Lista de Figuras.....	ix
Lista de Tabelas.....	xiii
Lista de Abreviaturas e Siglas.....	xv
Resumo.....	xvii
<i>Abstract</i> .....	xviii
1 Introdução.....	1
1.1 Fibras Óticas.....	1
1.2 Dispositivos Intrínsecos.....	3
1.3 Sensores a Fibra Ótica.....	5
1.4 Objetivos do Trabalho.....	6
1.4.1 Objetivo Geral.....	6
1.4.2 Objetivos Específicos.....	6
1.5 Problema de Pesquisa.....	6
1.6 Hipótese da Pesquisa.....	7
1.7 Metodologia da Pesquisa.....	7
2 Propagação de Luz em Guias de Onda Dielétricos.....	9
2.1 Polarização da Radiação.....	9
2.2 Modos em Guias de Onda Dielétricos.....	14
2.2.1 Guias de Onda Dielétricos de Seção Circular.....	16
2.2.2 Guias de Onda Dielétricos de Seção Elíptica.....	19
2.2.3 Guias de onda dielétricos birrefringentes de seção circular.....	22
2.3 Birrefringência Modal.....	23
2.3.1 Batimento Modal.....	24
2.3.2 Batimento Modal em Função do Comprimento de Onda.....	26
2.4 Fibras Óticas Mantenedoras de Polarização.....	29
2.4.1 Fibras Óticas PM de baixa Birrefringência.....	29
2.4.2 Fibras Óticas PM de alta birrefringência.....	29
3 Dispositivos Fotorrefrativos.....	33
3.1 Origens da Fotossensibilidade.....	34
3.1.1 Defeitos.....	34
3.1.2 Mecanismos da mudança de índice de refração.....	36
3.1.3 Birrefringência fotoinduzida.....	37
3.2 Redes de Bragg.....	38
3.2.1 Gravação Interna.....	40
3.2.2 Gravação Externa.....	40
3.3 Acopladores de Polarização.....	41
3.3.1 Gravação Interna.....	46
3.3.2 Gravação Externa.....	47
3.3.3 Dependência da ressonância com a temperatura.....	49
4 Experimentos.....	57
4.1 O Contexto do Laboratório de Laser do CEFET-PR.....	57
4.2 Ferramentas de Medição Desenvolvidas.....	58

4.2.1	Sistema de Caracterização Ótica de Materiais .....	58
4.2.2	Medidor e Controlador do Estado de Polarização .....	60
4.3	Fibras Utilizadas.....	62
4.4	Medidas Iniciais .....	63
4.4.1	Verificação da Distribuição Modal .....	64
4.4.2	Determinação do Eixo de Birrefringência da Fibra.....	66
4.4.3	Comprimento de Batimento .....	68
4.4.4	Medição do Batimento Modal Através do Espectro.....	69
4.4.5	Medição do Espectro de Acoplamento Antes da Gravação .....	77
4.5	Processo de Gravação do Dispositivo.....	79
4.5.1	Medição do Grau de Polarização da Fonte.....	79
4.5.2	Desalinhamento .....	80
4.5.3	Exposição .....	81
4.6	Leitura do Dispositivo .....	83
4.7	Utilização como Sensor .....	87
5	Discussão dos Resultados .....	91
6	Conclusões Gerais.....	95
7	Referências .....	97

# Lista de Figuras

Figura 1 - Diagrama esquemático de uma fibra ótica .....	1
Figura 2 - Radiação linearmente polarizada [24].....	10
Figura 3 - Radiação circularmente polarizada [24] .....	11
Figura 4 - Radiação elipticamente polarizada [24].....	11
Figura 5 - Projeção do campo elétrico no eixo do polarizador .....	12
Figura 6 – Modos de baixa ordem para a fibra de núcleo circular: (a) designação do modo LP; (b) composição modal exata; (c) distribuição do campo elétrico; (d) perfil de intensidade do campo elétrico[14] .....	17
Figura 7 - Constante de propagação normalizada “b” de alguns modos para fibra de núcleo circular em função da frequência normalizada “V” [14] .....	18
Figura 8 - Sistema de coordenadas elíptico .....	20
Figura 9 - Modos de baixa ordem para a fibra de núcleo elíptico: (a) designação do modo; (b) distribuição do campo elétrico (c)perfil de intensidade do campo elétrico[1] .....	21
Figura 10 - Constante de propagação normalizada”b” em função da frequência normalizada “V <sub>b</sub> ” para alguns modos para fibra de núcleo elíptico [1] .....	22
Figura 11 – Batimento modal: (a) Estado de polarização ao longo da fibra; (b) Intensidade de luz espalhada na direção do ângulo de observação[14] .....	25
Figura 12 - Espectro de batimento modal para a fibra FSA enrolada.....	28
Figura 13 - Tipos de fibras óticas Hi-Bi .....	31
Figura 14 - Tipos de defeitos em fibras de sílica dopada com germânio .....	35
Figura 15 - Diagrama esquemático de uma rede de Bragg e seu espectro de transmissão ideal .....	39
Figura 16 - Espectro de relaxação de uma rede de Bragg .....	39

Figura 17 - Diagrama esquemático de um acoplador de polarização e seu espectro após analisadores paralelo e cruzado em relação à polarização incidente.....	42
Figura 18 - Espectro de acoplamento para um acoplador de polarização .....	44
Figura 19 - Espectro de acoplamento para diferentes parâmetros do filtro.....	45
Figura 20 - Espectro de acoplamento para mais de 100% de transferência de energia .....	46
Figura 21 - Gravação interna .....	47
Figura 22 - Gravação externa.....	48
Figura 23 - Diagrama em blocos do sistema de aquisição.....	59
Figura 24- Controle automático do polarizador .....	61
Figura 25 - Diagrama esquemático do circuito de controle dos motores de passo.....	62
Figura 26 - Montagem para verificação da distribuição modal.....	65
Figura 27 - Padrão de campo distante para a fibra AD137 operando em: (a) 488 nm (b) 514,5 nm (c) 632,8 nm.....	66
Figura 28 - Montagem utilizada para determinação do eixo da fibra .....	67
Figura 29 - Montagem utilizada para medição do espectro de acoplamento modal.....	69
Figura 30 - Espectro de batimento modal para a fibra WF-71.....	70
Figura 31 - FFT do espectro de batimento modal para a fibra WF-71 .....	71
Figura 32 - Espectro de batimento modal para a fibra WF-71 com diferentes resoluções do monocromador.....	72
Figura 33 - Espectro de batimento modal para a fibra AD137 .....	73
Figura 34 – FFT do espectro de batimento modal para a fibra AD137 .....	74
Figura 35 - Espectro de batimento modal para a fibra AD137 com as componentes separadas .....	74
Figura 36 – Espectro de batimento modal em uma faixa ampla do espectro ótico para a fibra AD137 .....	75
Figura 37 - FFT do espectro amplo de batimento modal para a fibra AD137.....	76
Figura 38 - Espectro da fonte de banda larga em conjunto com o sistema de medida.....	77

Figura 39 - Espectro de acoplamento antes da gravação para a fibra WF-71 .....	78
Figura 40 - Espectro de acoplamento antes da gravação para a fibra AD137 .....	78
Figura 41 - Montagem utilizada para a gravação do dispositivo.....	79
Figura 42 - Montagem usada para verificação do problema de desacoplamento.....	81
Figura 43 - Potência acoplada à fibra WF-71 ao longo da gravação.....	82
Figura 44 - Espectro de acoplamento para o acoplador de polarização gravado na fibra Bow-Tie WF71 .....	83
Figura 45 - Espectro de acoplamento para o acoplador gravado na fibra de núcleo elíptico AD137.....	84
Figura 46 – Ajuste teórico para o acoplador produzido na fibra WF-71 .....	85
Figura 47 - Ajuste teórico para o acoplador produzido na fibra AD137 .....	86
Figura 48 - Variação do espectro de acoplamento com a temperatura para o acoplador na fibra WF-71 .....	88
Figura 49 - Variação do espectro de acoplamento com a temperatura para a fibra AD137 .....	88
Figura 50 - Dependência em temperatura do comprimento de onda de ressonância do acoplador de polarização para as fibras WF-71 e AD137 .....	89



## Lista de Tabelas

Tabela 1 - Fibras utilizadas nos experimentos .....	63
Tabela 2 - Parâmetros de gravação .....	82
Tabela 3 - Ajuste de dados segundo o modelo teórico para as diferentes fibras .....	86



## Lista de Abreviaturas e Siglas

CE	campo elétrico
CRC	<i>Cooperative Research Center</i> (Centro de Pesquisa Cooperativo)
CW	Continuous Wave (Onda Contínua)
DWDM	<i>Dense Wavelegth Division Multiplexing</i> (Multiplexação por Divisão Densa de Comprimento de Onda)
ESR	<i>Electronic Spin Resonance</i> (Ressonância de Spin Eletrônico)
FFT	Fast Fourier Transform ( Transformada Rápida de Fourier)
Gb/s	Gigabit por segundo - unidade de taxa de transmissão
Hi-Bi	<i>High Birefringence</i> (Alta Birrefringência)
IR	<i>Infra Red</i> (Infra-Vermelho)
Lo-Bi	<i>Low Birefringence</i> (Baixa Birrefringência)
MCVD	<i>Modified Chemical Vapor Deposition</i> (método Modificado de Deposição Química de Vapor)
NA	<i>Numerical Apperture</i> (Abertura Numérica)
NIR	<i>Near Infra Red</i> (Infra Vermelho próximo)
OFTC	<i>Optical Fiber Technology Center</i> (Centro de Tecnologia em Fibra Ótica)
OTDR	<i>Optical Time Domain Reflectometry</i> (Reflectometria Ótica no Domínio do Tempo)
PC	<i>Personal Computer</i> (Computador Pessoal)
PM	<i>Polarization Maintaining</i> (fibra Mantenedora de Polarização)
PMD	<i>Polarization Mode Dispersion</i> (Dispersão de Modo de Polarização)
RF	<i>Rocking Filter</i> (Filtro de Rocking ou acoplador de polarização)
SOP	<i>State of Polarization</i> (Estado de Polarização)
UV	<i>Ultra Violet</i> (Ultra Violeta)



# Resumo

Os acopladores de polarização em fibras óticas, também conhecidos como *Rocking Filters* (RF), são dispositivos gravados através da incidência de um feixe de luz laser de alta intensidade e comprimento de onda adequado no núcleo de uma fibra de alta birrefringência (Hi-Bi). Este tipo de dispositivo, assim como as Redes de Bragg, pode ser utilizado tanto em aplicações de telecomunicações em redes óticas quanto em sistemas de medição a fibra ótica. Nesta dissertação são apresentadas as características deste tipo de dispositivo e métodos de produção. Foram fabricados acopladores em dois tipos de fibras Hi-Bi. São discutidos o processo de fabricação bem como a aplicação do mesmo como um sensor de temperatura. São descritos os métodos utilizados e montagens experimentais bem como um medidor e controlador do estado de polarização desenvolvido para integrar o sistema de aquisição e auxiliar no processo de gravação e caracterização do acoplador de polarização.

## *Abstract*

Polarization Couplers in optical fibers, also known as Rocking Filters, are devices generated by the incidence of a high intensity laser beam in the core of a High-Birefringence (Hi-Bi) optical fiber. This kind of device, like Fiber Bragg Gratings (FBG), can be used in telecommunications in optical networks as well as in optical fiber measurement systems acting as a sensing element. This work presents the production methods and characteristics of such device. Couplers were built in two kinds of Hi-Bi fibers. The experimental setup and a State of Polarization controller, designed to integrate the acquisition system and assist in the polarization coupler, are described. The results and limitations of the temperature sensor are presented and discussed.

# 1 Introdução

## 1.1 Fibras Óticas

Apesar de os guias de onda dielétricos terem sido propostos já em 1910 por Hondros e Debye e comprovados experimentalmente por volta de 1915, apenas na década de 1960 é que foram solucionados os problemas mecânicos e de influência do meio externo nas propriedades de guiamento com o uso da camada de casca [1] como mostrado na figura 1. A estrutura de uma fibra ótica básica corresponde a dois cilindros concêntricos de material dielétrico, normalmente a sílica, com índices de refração diferentes, o núcleo tendo um índice de refração ( $n_1$ ) maior que o índice de refração da casca ( $n_2$ ). A alteração do índice de refração é obtida com a utilização de dopantes, sendo o germânio comumente utilizado para este fim. A capa externa tem função de proteção mecânica. Nesta época, mais precisamente no ano de 1966, foi apresentado pela primeira vez, por Kao, Hockham e Wertz o uso de fibras óticas como linha de transmissão de informação para longas distâncias [1]. A partir da década de 1970 foram desenvolvidos processos que permitiram a fabricação de fibras com atenuação compatível para uso em enlaces de comunicação (abaixo de 1 dB/km).

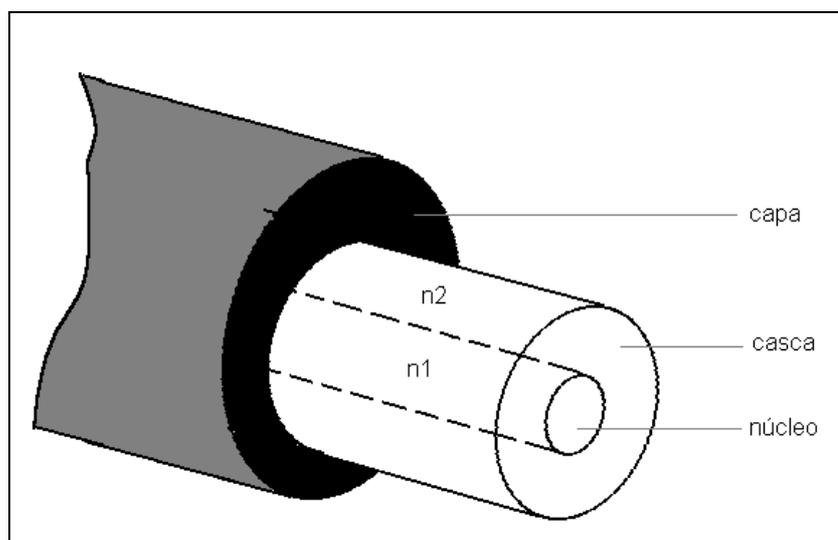


Figura 1 - Diagrama esquemático de uma fibra ótica

O presente estado da arte da tecnologia de fabricação de fibras óticas, alcançado principalmente devido aos maciços investimentos propiciados pelo crescente mercado de telecomunicações, abriu a possibilidade de se fabricar fibras com características especiais, com as quais o desenvolvimento de aplicações fora deste campo também recebeu um grande impulso.

Apesar dos avanços recentes na fabricação de fibras, os componentes óticos discretos como espelhos, filtros e divisores de feixe necessários para a construção de um sistema de comunicação ótica são de difícil integração com as mesmas. Como desvantagens, além da evidente necessidade de mais espaço para o acondicionamento de tais componentes, pode-se citar o seu custo e a dificuldade de se obter estabilidade mecânica e térmica do sistema como um todo.

As principais vantagens dos dispositivos em fibra a serem destacadas, portanto, são a possibilidade de uma maior integração a sistemas óticos, sejam de sensoriamento ou comunicação, estabilidade mecânica, custo e economia de espaço.

A vantagem de se utilizar dispositivos em fibra, isto é, construídos no interior da fibra ótica, e por este motivo também chamados dispositivos intrínsecos, é mais evidente em aplicações de redes totalmente óticas. Nestes casos o roteamento de sinal pode ser feito sem que haja a necessidade de transdução do sinal ótico em elétrico e novamente em ótico. A transdução para o processamento e identificação do caminho a ser seguido na rede, apesar de promover uma regeneração do sinal, requer eletrônica de alto desempenho devido às altas taxas de sinalização empregadas nos enlaces, as quais excedem 1 Gb/s. Isto faz com que o custo e complexidade do sistema seja consideravelmente elevado. Nestes casos dispositivos integrados a fibra ótica são a solução mais indicada e promissora.

A utilização de fibras óticas em sistemas de sensoriamento é bastante atraente, seja como meio de transmissão ou como transdutores propriamente ditos. Trata-se de um campo tecnológico que vem apresentando grande quantidade de inovações e aos poucos fibras com características específicas para sensoriamento vêm alcançando posição estável no mercado como é o caso de fibras birrefringentes e fibras com casca polimérica. Outro fator a ser mencionado neste cenário é a conseqüente redução de custo que as economias de escala proporcionaram tornando comercialmente viáveis sistemas de medida a fibra, quer sejam sensores propriamente ditos ou dispositivos óticos integrados[2].

## 1.2 Dispositivos Intrínsecos

No contexto dos dispositivos óticos intrínsecos, um advento importante foi a constatação em 1978, por HILL *et al.* [3], da alteração do índice de refração do núcleo da fibra ótica pela absorção de radiação em 488 nm. Isso abriu uma ampla gama de possibilidades para o desenvolvimento de dispositivos óticos intrínsecos, permitindo que tal fenômeno pudesse ser utilizado para a construção de filtros no interior da fibra ótica. A descoberta por PARENT *et al.* [4] de que esta mudança do índice de refração é birrefringente possibilitou que dispositivos acopladores de polarização, também denominados *Rocking Filters* (RF) pudessem ser gravados através do fenômeno da fotossensibilidade [5]. Estes dispositivos já haviam sido idealizados anteriormente [6] e implementados até então através de estruturas mecânicas externas à fibra [7],[8].

A gravação de dispositivos óticos feita internamente, isto é, com a radiação de gravação sendo acoplada ao núcleo da fibra, permitia apenas a obtenção de dispositivos nos quais o comprimento de onda de operação é igual ao de gravação [3],[5]. Como este comprimento de onda se situa na faixa do visível, os dispositivos obtidos tem aplicabilidade reduzida em telecomunicações visto que os enlaces de fibra ótica operam, em sua maioria, nas janelas de 1,3  $\mu\text{m}$  e 1,55  $\mu\text{m}$ . Estas bandas espectrais, situadas no infra-vermelho próximo (NIR), correspondem a regiões onde ocorre a menor atenuação por absorção e espalhamento.

O desenvolvimento de métodos de gravação externos, utilizando radiação UV em torno de 200 nm [9],[10] permitiu que tais dispositivos pudessem ser fabricados para operar em comprimentos de onda arbitrários, possibilitando seu emprego principalmente em telecomunicações, o que gerou um grande crescimento na demanda por dispositivos óticos intrínsecos.

Um dos nichos de mercado que vem sendo preenchidos pelos dispositivos intrínsecos em fibra é em aplicações de roteamento totalmente ótico de dados. Redes de Bragg podem ser utilizadas como filtros seletivos na construção de multiplexadores *add/drop* em sistemas DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexing*), atuando como filtros de banda passante bastante estreita, menor que 50 GHz [11]. A reflexão se dá apenas no comprimento de onda para a qual a condição de reflexão de Bragg é atingida [12].

Além disso, redes de Bragg com gorjeio (*chirped*) têm sido utilizadas com sucesso na correção da dispersão cromática em enlaces de comunicação a longas distâncias e a taxas de sinalização elevadas [13]. Nesses casos a dispersão cromática apresenta-se como um sério problema visto que sua presença em níveis elevados limita a banda disponível no enlace em termos da taxa de erro devido a interferência intersimbólica [14].

Redes de Bragg também podem ser utilizadas para a construção de sensores de tensão mecânica ou temperatura, visto que o comprimento de onda na qual a condição de Bragg para reflexão é atingida depende desses parâmetros externos [15].

Para o acoplador de polarização, no qual, assim como na rede de Bragg, é gravada uma estrutura de variações periódicas do índice de refração numa fibra birrefringente, o espectro de aplicações é bastante amplo. E, apesar de ainda não terem sido obtidos produtos finais com a performance adequada para concorrer com os sistemas de sensoriamento atualmente utilizados, os sistemas em laboratório tem apresentado resultados promissores [15]-[18].

Essa estrutura permite um acoplamento seletivo em comprimento de onda dos modos de polarização linear perpendiculares, e, juntamente com um analisador, a mesma também pode ser empregada para a construção de um sensor pois o comprimento de onda de acoplamento é dependente da temperatura e da tensão mecânica ou pressão a qual a fibra está submetida [16],[17].

Além de aplicações em sensoriamento, acopladores de polarização podem ser utilizados para demultiplexação de sinais [18] e roteamento de sólitons [19],[20]. Sólitons são empregados em enlaces de altas taxas, em torno de 5 GB/s, e de grandes distâncias (maior que 10.000 km). A sua utilização permite que, com potências altas, as não linearidades da fibra compensem a dispersão [21]. Neste caso, o período de interação do dispositivo intrínseco deve ser comparável ao período do sóliton propagante na fibra [22].

Os dispositivos em fibras óticas produzidos através da fotoexposição que têm recebido maior atenção nos últimos anos por parte dos grupos de pesquisa são as redes de Bragg [12] principalmente devido à sua disponibilidade comercial e custo reduzido proporcionado pelas economias de escala.

Apesar de estarem disponíveis no mercado modelos diversos de redes de Bragg e ser possível a encomenda de redes para um comprimento de onda

desejado, o domínio das técnicas de projeto e fabricação de dispositivos óticos intrínsecos através da fotoexposição permitirá que sejam desenvolvidos outros tipos de dispositivos. Estes novos dispositivos podem vir a ser úteis tanto no campo de sensores de aplicação industrial e biomédica como em sistemas de comunicações óticas, campos de pesquisa estes nos quais o CPGEI (Curso de Pós Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial) tem atuado. Além disso, dispositivos intrínsecos em fibras de alta birrefringência combinados com Redes de Bragg podem vir a integrar modernos sistemas óticos para medição simultânea de tensão mecânica e temperatura ou determinação da orientação de tensões mecânicas [23].

Os presentes investimentos e os avanços tecnológicos obtidos com o desenvolvimento de sistemas óticos mostram que o campo de estudo da fotônica é bastante promissor e pode ser visto como estratégico assim como o foram, a algum tempo atrás, a microeletrônica e as comunicações por satélites.

Entretanto, atualmente a infra-estrutura do CEFET-PR não permite que tais dispositivos sejam produzidos, pois para tanto seria necessário um laser UV [10],[12]. Logo, com a infra-estrutura atual que dispõe de um laser  $Ar^+$  operando na região visível do espectro, é possível produzir acopladores de polarização através do método interno.

Esses acopladores além do comportamento fotorrefrativo, apresentam interessantes propriedades birrefringentes. O domínio das técnicas de produção e caracterização de acopladores de polarização é, portanto, uma etapa de pesquisa básica imprescindível para a compreensão das particularidades tanto destes dispositivos como de redes de Bragg produzidas em fibras birrefringentes, tema de uma tese de doutorado em andamento no CEFET-PR em cooperação com a Universidade de Aveiro em Portugal.

### **1.3 Sensores a Fibra Ótica**

O emprego de fibras óticas para a mensuração de grandezas físicas distintas apresenta vantagens semelhantes às apresentadas em telecomunicações, quais sejam: imunidade a ruído, isolamento galvânico (muito importante em ambientes industriais onde haja risco de explosão) e características mecânicas tais como dimensão e peso.

Além disso, existe a atraente possibilidade da realização de sensoriamento distribuído [2], através do qual pode-se obter um mapeamento espacial da distribuição de valores da grandeza de interesse. Neste caso, a posição ao longo da fibra da grandeza a ser medida pode ser determinada através de técnicas de reflectometria ótica no domínio do tempo (OTDR).

Outra possibilidade é a implementação de sensoriamento quasi-distribuído. Neste caso, são utilizados diversos sensores discretos em pontos variados da fibra e cada sensor tem sua informação codificada em uma faixa distinta de comprimento de onda. Esta abordagem permite que seja feita então uma multiplexação por comprimento de onda [15] onde o elemento sensor encontra-se na mesma fibra do meio de transporte de informação.

Além da medição de temperatura e tensão mecânica, existem diversas outras possibilidades de utilização de dispositivos intrínsecos em fibras óticas como sensores. Algumas aplicações que merecem destaque pela ampla utilização são os giroscópios e sensores químicos de campo evanescente [2].

## **1.4 Objetivos do Trabalho**

### **1.4.1 Objetivo Geral**

Desenvolvimento de infra-estrutura e recursos humanos para a produção de dispositivos fotorrefrativos em fibras.

### **1.4.2 Objetivos Específicos**

Identifica e estudar pontos críticos no processo de produção de acopladores de polarização. Produzir acopladores de polarização. Demonstrar a possibilidade de utilização destes dispositivos como elementos sensores.

## **1.5 Problema de Pesquisa**

Para a produção de acopladores de polarização, o controle simultâneo de diversos fatores é necessário para se obter acopladores com a eficiência desejada. Inicialmente, existe um compromisso entre o comprimento do dispositivo e o número de períodos de interação que a radiação experimenta ao atravessá-lo. Este número

de períodos é função direta da birrefringência intrínseca da fibra utilizada e influencia diretamente na banda passante do acoplador. Isso ocorre uma vez que quanto maior a birrefringência induzida por ponto de acoplamento, menor pode ser o comprimento dispositivo para 100% de acoplamento. Ou seja, são necessários menos pontos de interação. Entretanto, sua banda passante será maior. Da mesma forma, quanto maior a birrefringência intrínseca da fibra utilizada, maior será o número de pontos de acoplamento por unidade de comprimento da fibra.

A birrefringência induzida pela fotoexposição depende, além do tempo, potência e comprimento de onda utilizado para a exposição, das características construtivas da fibra. A concentração e o tipo de dopantes utilizados bem como a origem da birrefringência intrínseca, geometria ou tensão mecânica anisotrópica no núcleo da fibra também influenciam na magnitude da birrefringência induzida.

## **1.6 Hipótese da Pesquisa**

O domínio das técnicas de fabricação de dispositivos óticos fotorrefrativos depende da compreensão dos fatores que influem direta ou indiretamente na qualidade dos dispositivos obtidos. A produção com sucesso de acopladores de polarização indica que estes fatores estão, se não totalmente compreendidos, ao menos controlados e isso permitirá que avanços significativos sejam alcançados neste ramo. Um aspecto importante é o levantamento do ferramental adequado a ser utilizado no processo de fabricação e as implicações de sua falta ou substituição por similares. A demonstração da possibilidade de utilização do dispositivo obtido como um sensor de temperatura evidencia que o mesmo foi produzido satisfatoriamente.

## **1.7 Metodologia da Pesquisa**

Inicialmente é feita uma análise dos recursos disponíveis para a produção dos dispositivos óticos em questão, visando utilizar-se da infra-estrutura existente e, quando necessário e possível, desenvolvendo novas ferramentas de auxílio. Numa etapa seguinte serão feitas tentativas de se produzir os dispositivos acopladores de polarização. Juntamente a etapa de produção dos acopladores de polarização é feita uma avaliação dos dispositivos obtidos. Como etapa de conclusão, uma análise crítica dos resultados é apresentada.



# 2 Propagação de Luz em Guias de Onda Dielétricos

Neste capítulo serão apresentados alguns tópicos relativos a propagação de ondas eletromagnéticas em meios dielétricos e a configuração dos modos em guias de onda. Além disso serão abordadas a birrefringência e as fibras mantenedoras de polarização (PM).

## 2.1 Polarização da Radiação

A luz é uma perturbação ondulatória transversal, ou seja, a direção de vibração do campo elétrico, e magnético, é perpendicular à direção de propagação seja no vácuo ou num meio dielétrico tal como o núcleo de uma fibra ótica. Se a direção de vibração do campo é constante no tempo, a luz é linearmente polarizada. A luz emitida por uma lâmpada incandescente, por exemplo, é não polarizada pois no processo térmico de geração da radiação cada ponto da lâmpada é um gerador independente de radiação e os trens de onda não são coerentes.

Luz linearmente polarizada pode ser gerada por absorção seletiva em certos materiais, no espalhamento por moléculas como ocorre na atmosfera – o que dá ao céu a cor azul, na reflexão em superfícies dielétricas ou na transmissão através de materiais birrefringentes. A luz emitida por um laser é coerente e pode ser linearmente polarizada. A luz pode também ser circularmente polarizada, ou de modo intermediário entre circular e linear, elipticamente polarizada.

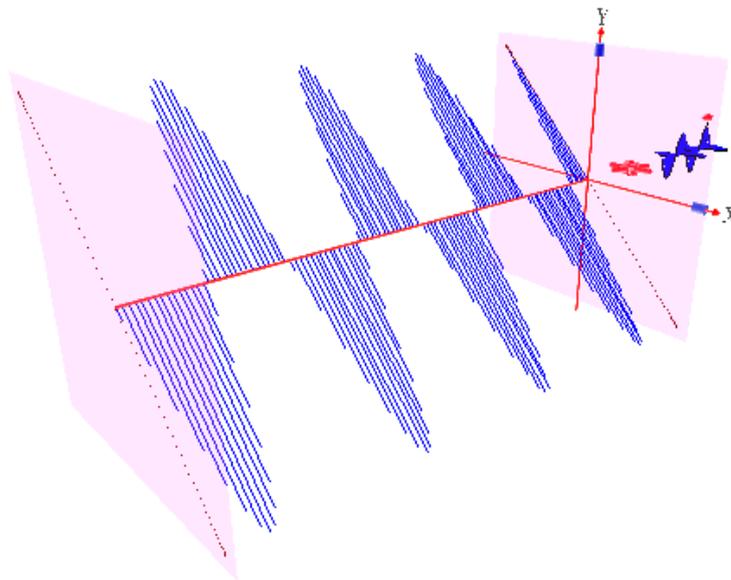
Uma onda plana monocromática propagando-se na direção positiva do eixo  $z$  com polarização arbitrária pode ser descrita através da soma de duas componentes linearmente polarizadas ortogonais com uma diferença de fase relativa “ $\varepsilon$ ” da seguinte forma:

$$\mathbf{E}(z,t) = E_{0x} \cos(kz - \omega t) \cdot \mathbf{x} + E_{0y} \cos(kz - \omega t + \varepsilon) \cdot \mathbf{y} \quad (2.1)$$

onde  $E_{0x} > 0$  e  $E_{0y} > 0$  são as amplitudes do vetor campo elétrico (CE) nas direções  $x$  e  $y$  respectivamente. Se a defasagem entre as componentes ortogonais é um múltiplo inteiro de  $2\pi$ , isto é :

$$\varepsilon = 2.\pi.m, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3... \quad (2.2)$$

O vetor CE resultante varia sua amplitude com o tempo e posição, mas não sua direção. A figura 2 mostra uma radiação eletromagnética se propagando ao longo do eixo  $z$ , da direita para a esquerda. Apenas o campo elétrico é representado para facilitar a visualização. O campo magnético é sempre perpendicular ao elétrico.

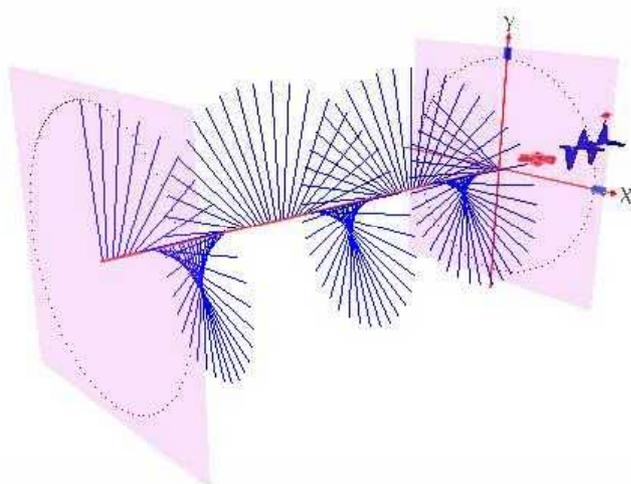


*Figura 2 - Radiação linearmente polarizada [24]*

Se houver uma defasagem correspondente a um múltiplo ímpar de  $\pi/2$ :

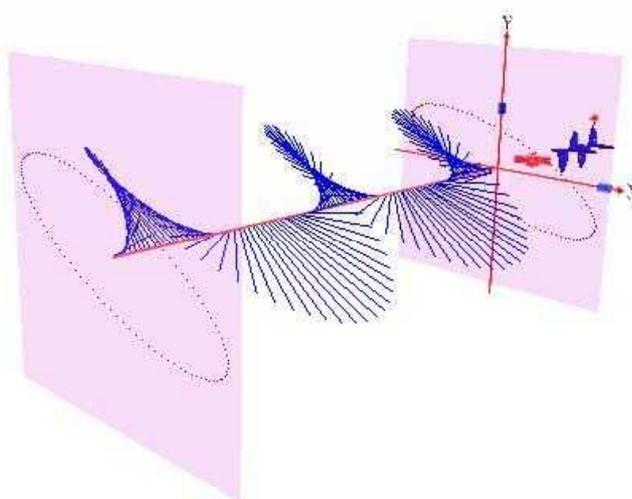
$$\varepsilon = (2m + 1).\pi/2, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3... \quad (2.3)$$

a radiação é dita circularmente polarizada e a o vetor CE de módulo constante varia sua direção com o tempo para uma posição fixa  $z$  como indicado pelas linhas pontilhadas na figura 3.



*Figura 3 - Radiação circularmente polarizada [24]*

No caso intermediário em que a defasagem não corresponde a valores múltiplos de  $\pi/2$ , ou a amplitude dos campos ortogonais defasados de  $\pi/2$  não é igual, o estado de polarização é elíptico, ou seja, um meio termo entre circular e linear como mostra a figura 4.



*Figura 4 - Radiação elípticamente polarizada [24]*

O estado de polarização de uma radiação (SOP) pode ser, portanto, linear, circular ou elíptico ou ainda não polarizado. Para os estados circular e elíptico há ainda que se considerar o sentido de giro do campo elétrico podendo ser levógiro ou dextrógiro. Isto está relacionado com qual componente está adiantada em fase.

Para se verificar ou controlar o estado de polarização de uma radiação pode ser usados prismas birrefringentes que dividem a radiação em duas componentes

linearmente polarizadas e ortogonais. Estes dispositivos apresentam um grande largura de banda espectral porém um custo elevado.

Outra maneira de se medir o estado de polarização é a utilização de um polarizador, cujo nome comercial amplamente empregado é *Polaroid*. Este componente trata-se de uma lâmina polarizadora constituída de um filme dicróico, isto é, o material absorve radiação que apresente uma certa polarização alinhada com seu eixo, chamado de eixo de dicroísmo. Como desvantagem pode-se citar o fato de que para este tipo de lâmina parte da radiação é absorvida resultando em um baixo limiar de intensidade da fonte para danificar o material. Este dispositivo tem uma alta taxa de extinção (10.000:1). Como resultado para qualquer estado de polarização de entrada a amplitude média do vetor CE que atravessa é igual ao seu rebatimento no eixo do *Polaroid*:

$$E = E_0 \cdot \cos(\theta) \quad (2.4)$$

E, como a intensidade da radiação é proporcional ao quadrado da amplitude do vetor CE, segundo a Lei de Malus, a intensidade após o analisador é:

$$I = I_0 \cdot \cos^2(\theta) \quad (2.5)$$

onde  $\theta$  é o ângulo formado entre o vetor CE e o eixo do polarizador como mostrado na figura 5. Um *Polaroid*, pode ser denominado polarizador se é usado para controlar o estado de polarização ou analisador quando usado para verificar o estado de polarização.

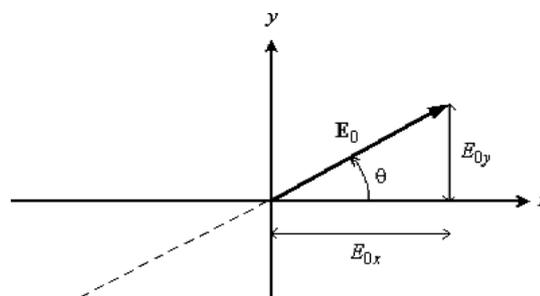


Figura 5 - Projeção do campo elétrico no eixo do polarizador

Para se determinar o SOP de uma determinada fonte de radiação pode-se medir a sua intensidade como função do ângulo de um analisador colocado em frente ao sensor. Como o período de variação da direção do vetor CE numa posição fixa, a do sensor por exemplo, é pequeno (da ordem de  $10^{-15}$  s para uma radiação

com comprimento de onda na faixa do visível propagando-se no ar), não é possível verificar a variação de intensidade em função do tempo e o valor medido pelo sensor corresponde a um valor médio.

O grau de polarização (DOP) é uma indicação de quão linear é a radiação em questão, e é dado por:

$$DOP = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.6)$$

Quanto mais próximo do valor unitário, mais próxima de linearmente polarizada é a radiação. Neste caso há um ângulo do analisador para o qual a intensidade medida pelo sensor é zero ( $I_{\min}=0$ ).

É importante ressaltar que um grau de polarização próximo de zero pode ser resultante tanto de radiação circularmente polarizada, quanto de radiação não polarizada. Em ambos os casos a intensidade mínima é igual a máxima ( $I_{\min}=I_{\max}$ ).

Existem diversas maneiras de se obter radiação circularmente polarizada. Uma delas é a utilização de uma lâmina de retardo. Seu princípio de funcionamento é baseado na diferença de índices de refração para diferentes polarizações em um material dielétrico, fenômeno chamado birrefringência. A radiação monocromática linearmente polarizada incide sobre a lâmina formando  $45^\circ$  com o seu eixo de birrefringência. O resultado na saída da lâmina depende de sua espessura. Se a espessura for adequada, o atraso de fase acumulado entre as duas componentes – eixo rápido e eixo lento – corresponde a um múltiplo ímpar de  $\pi/4$  e o resultado é uma radiação circularmente polarizada. Este dispositivo é conhecido como uma lâmina de quarto de onda ( $\lambda/4$ ), e é capaz de transformar radiação linearmente polarizada em circularmente polarizada, e vice-versa, para um comprimento de onda para a qual foi produzida.

Para a lâmina de meio comprimento de onda ( $\lambda/2$ ) o resultado é a rotação da orientação do vetor CE de um ângulo correspondente ao dobro do ângulo formado entre o eixo do material birrefringente e a direção do vetor CE na entrada da lâmina. Nota-se portanto que o funcionamento das lâminas de retardo está condicionado a um comprimento de onda específico para o qual a mesma foi construída. Na prática existem lâminas de primeira ordem e lâminas de n-ésima ordem sendo a primeira muito mais cara que a segunda por ser mais difícil de fabricar e oferecer maiores estabilidade térmica e largura de banda útil.

Outra maneira de se conseguir radiação circularmente polarizada, porém para banda espectral mais ampla é a utilização de um romboedro de Fresnel. Este dispositivo baseia-se no fato de que a mudança de fase na reflexão interna de um prisma é diferente para as componentes paralela e perpendicular ao plano de incidência. A escolha do ângulo das faces do romboedro determina o atraso de fase entre as duas componentes e, conseqüentemente, o estado de polarização na saída. Como a diferença de fase independe do comprimento de onda e não há absorção envolvida no processo, como no caso dos polarizadores dicróicos, o romboedro funciona para uma faixa ampla de comprimentos de onda e altas intensidades.

## 2.2 Modos em Guias de Onda Dielétricos

Nesta seção serão apresentados o processo para a obtenção da distribuição modal para guias de onda de seção reta cilíndrica e elíptica, e as implicações destes resultados para o regime modal da fibra para comprimentos de onda abaixo do corte.

O campo EM na fibra segue as equações de Maxwell em um meio dielétrico sem cargas livres:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.7) \qquad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (2.9) \qquad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.10)$$

Nestas expressões  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$  são os vetores de campo elétrico e magnético respectivamente,  $\mathbf{D}$  e  $\mathbf{B}$  são as densidades de fluxo elétrico e magnético correspondentes relacionados por:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.11)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.12)$$

onde a permissividade elétrica  $\varepsilon$  e a permeabilidade magnética  $\mu$  são relacionadas aos valores do vácuo através de seus valores relativos:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \quad (2.13)$$

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r \quad (2.14)$$

Aplicando o rotacional em ambos os lados da equação 2.8 e substituindo na equação 2.7 tem-se:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\nabla \times \left( \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \right) = -\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{B}) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{H}) = \mu \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} \quad (2.15)$$

Usando o teorema do rotacional e a equação 2.11:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (2.16)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \nabla \cdot (\mathbf{D} / \varepsilon) = 0 \quad (2.17)$$

obtem-se:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \varepsilon \cdot \mu \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.18)$$

e, de modo similar para o campo magnético:

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \varepsilon \cdot \mu \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.19)$$

Generalizando para o campo magnético e para o elétrico como um campo  $\Psi$  podemos escrever a equação de onda:

$$\nabla^2 \Psi - \varepsilon \cdot \mu \cdot \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0 \quad (2.20)$$

Se não houvessem condições de contorno, a solução desta equação resultaria em uma onda plana do seguinte formato:

$$\Psi = \Psi(r, \phi) \exp\{-j(\omega t - \beta \cdot z)\} \quad (2.21)$$

A resolução desta equação diferencial, aplicadas as condições de contorno de continuidade do campo na interface núcleo casca e nulidade no infinito, resulta em soluções de auto valores para os modos guiados, cada qual com valor particular da constante de propagação  $\beta$ . Tais valores discretos correspondem aos modos que são configurações estáveis do campo eletromagnético que permanecem guiados, ou seja, confinados no núcleo da fibra. Os campos modais propagantes são denotados por TE (Transversal Elétrico) e TM (Transversal Magnético) assim como ocorre para

guias de onda planares. Além destes, modos híbridos, nos quais a intensidade de ambos os campos não é nula na direção de propagação, também estão presentes. Estes modos são designados por HE e EH dependendo de qual componente (elétrica ou magnética) é predominante para o campo transversal ao eixo da fibra. O aparecimento destes modos ocorre porque o campo está confinado, diferentemente do guia de onda plano, em duas dimensões. Como consequência os modos são identificados por dois números inteiros “ $l$ ” e “ $m$ ”.

Para que um modo particular permaneça guiado sua constante de propagação deve ter um valor entre uma onda plana propagante no material do núcleo e uma onda plana propagante no material da casca:

$$\beta_2^2 < \beta_{lm}^2 < \beta_1^2 \quad (2.22)$$

Fibras multi-modo permitem a propagação de vários modos (centenas em uma fibra de dimensões típicas). Já as fibras mono-modo permitem a propagação apenas do modo fundamental, o qual permanece guiado, a princípio, para qualquer comprimento de onda, isto é, este modo não tem um comprimento de onda de corte, acima do qual o modo não mais permanece guiado no núcleo.

### 2.2.1 Guias de Onda Dielétricos de Seção Circular

Para um guia de onda de seção circular a equação de onda pode ser escrita em coordenadas cilíndricas:

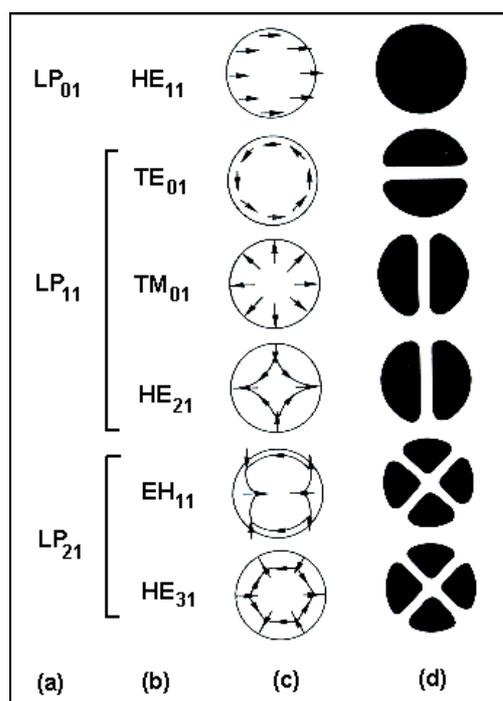
$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = 0 \quad (2.23)$$

A resolução desta equação encontra-se na literatura [14], [21]. Devido à simetria radial o resultado é da forma:

$$\Psi = \Psi(r, \phi) \exp\{-j(\omega t - \beta z)\} \quad (2.24)$$

A solução dos campos toma a forma da função de Bessel  $J_l(x)$  no núcleo e da função modificada de Hankel  $K_l(x)$  na casca. A aplicação das condições de contorno do guia circular ao sistema de equações para núcleo e casca impõe que apenas valores discretos do argumento das funções sejam soluções do sistema, como descrito anteriormente.

A complexa combinação destes possíveis modos propagantes pode ser simplificada no caso das fibras óticas encontradas no mercado, nas quais a diferença de índice de refração entre o núcleo e a casca é pequena ( $\ll 1$ ), satisfazendo a condição de guiamento fraco. Neste caso, a superposição de modos caracterizados por uma constante de propagação próxima corresponde a um modo LP (linearmente polarizado) particular. A figura 6 mostra a distribuição do campo elétrico e da energia para os modos de baixa ordem.



*Figura 6 – Modos de baixa ordem para a fibra de núcleo circular: (a) designação do modo LP; (b) composição modal exata; (c) distribuição do campo elétrico; (d) perfil de intensidade do campo elétrico[14]*

Além da previsão dos possíveis modos propagantes, a aplicação das condições de contorno na situação de guiamento fraco fornece resultados que indicam que para uma dada geometria particular e um ponto de operação (comprimento de onda da radiação propagante no núcleo) apenas certos modos particulares são guiados. A frequência normalizada é um parâmetro adimensional bastante útil pois combina informação sobre três parâmetros construtivos da fibra, quais sejam: o raio do núcleo  $a$ , o comprimento de onda de operação  $\lambda$  e a diferença de índice de refração entre núcleo e casca  $\Delta$  através da abertura numérica dada por:

$$NA = n_1 \cdot (2\Delta)^{1/2} \quad (2.25)$$

Nesta equação  $\Delta$  pode ser aproximado por:

$$\Delta \cong \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (2.26)$$

E, por sua vez,  $n_1$  e  $n_2$  são os índices de refração do núcleo e casca respectivamente. A frequência normalizada é dada por:

$$V = 2\pi NA \frac{a}{\lambda} \quad (2.27)$$

A figura 7 mostra um gráfico da constante de propagação normalizada em função da frequência normalizada para alguns modos LP para uma fibra de núcleo circular. Neste gráfico é possível verificar a frequência normalizada de corte para alguns modos.

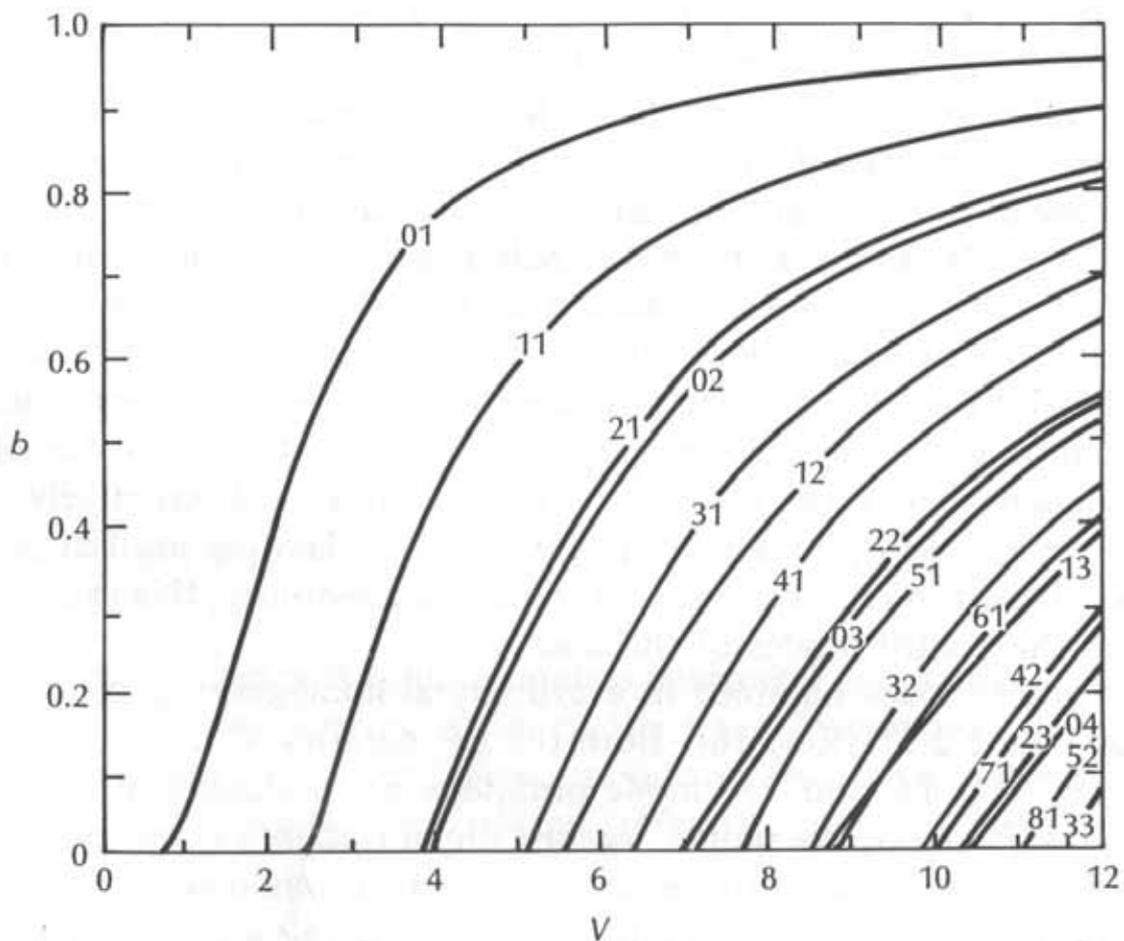


Figura 7 - Constante de propagação normalizada "b" de alguns modos para fibra de núcleo circular em função da frequência normalizada "V" [14]

A constante de propagação normalizada, que pode variar de 0 a 1, e é dada por:

$$b = \frac{(\beta/k)^2 - n_2^2}{2n_1^2 \Delta} \quad (2.28)$$

na qual  $k$  corresponde a constante de propagação da onda no vácuo ( $k=2\pi/\lambda$ ), também conhecido como número de onda no espaço livre e  $\beta$  corresponde à constante de propagação ( $\beta=n_1.k$ ). O comprimento de onda de corte corresponde a um valor distinto de frequência normalizada para a qual o modo não permanece confinado no núcleo. Para comprimentos de onda acima deste valor a propagação sofre uma forte atenuação uma vez que a energia contida nesta distribuição modal escapa para a casca. Ou seja, em outras palavras, o ponto de corte de um modo para uma determinada fibra com parâmetros construtivos  $NA$  e  $a$  corresponde ao valor do comprimento de onda de operação, acima do qual determinado modo não permanece guiado. Por exemplo, de acordo com o gráfico mostrado na figura 7 a frequência normalizada de corte para o modo  $LP_{11}$  corresponde a 2,405, abaixo deste valor a fibra é mono-modo. O modo fundamental  $LP_{01}$ , cuja constante de propagação normalizada aproxima-se assintoticamente de zero a medida que o valor da frequência normalizada tende a zero, permanece guiado para qualquer comprimento de onda, ou seja, não tem uma frequência normalizada de corte [25].

### 2.2.2 Guias de Onda Dielétricos de Seção Elíptica

Para fibras óticas de seção elíptica, a situação de distribuição modal é um tanto mais complexa devido à falta de simetria radial. Numa abordagem qualitativa pode-se considerá-la um meio termo entre o guia plano e uma fibra cilíndrica. A elipticidade é obtida através das dimensões do núcleo por:

$$E = 2b/2a \quad (2.29)$$

Se a elipticidade é 1, então trata-se de uma fibra com seção reta circular. Se a elipticidade é igual a zero a geometria tende à configuração de guia de onda planar, onde o confinamento se dá em apenas uma dimensão. Naturalmente esta abordagem é um tanto quanto simplista. Para o caso elíptico, a equação de onda é resolvida, naturalmente, em coordenadas elípticas e toma a forma:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} + [q^2 (\epsilon k_0^2 - \beta^2) (\sinh^2 \xi + \sin^2 \eta)] \Psi = 0 \quad (2.30)$$

Nesta equação,  $\xi$  é a coordenada radial, e  $\eta$  é a coordenada azimutal de acordo com a figura 8.

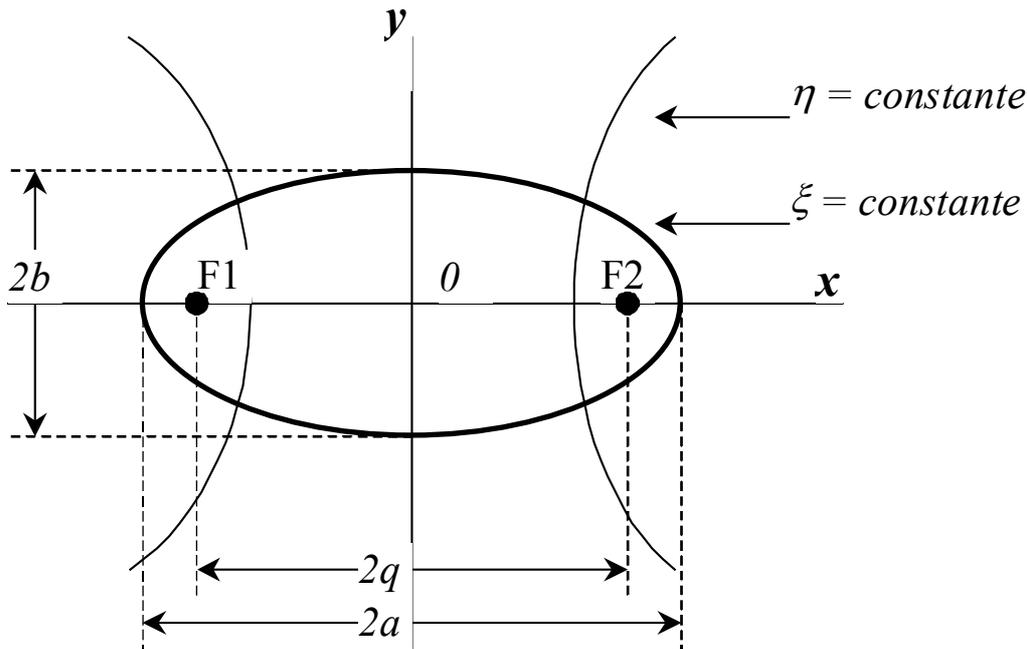


Figura 8 - Sistema de coordenadas elíptico

Neste caso, não é possível satisfazer as condições de contorno através de um conjunto de funções de Bessel como no caso da fibra de núcleo circular apresentada na seção 2.2.1. É necessário, então, funções angulares de Mathieu de ordem infinita. Esse problema requer uma solução mais complexa que o caso circular e já foi tratado na literatura por YEH [26] através da solução de uma matriz infinita de funções de Mathieu resolvidas numericamente. Outra abordagem feita por KUMAR e VARSHNEY [27] faz uso da teoria da perturbação de primeira ordem aplicada a um guia retangular. Os resultados são similares.

Devido à falta de simetria, todos os modos neste tipo de guia são híbridos e o modo fundamental  $HE_{11}$  do guia circular divide-se em dois à medida que o núcleo torna-se elíptico, quais sejam: o modo ímpar, denotado por  ${}_oHE_{11}$ , e o modo par, denotado por  ${}_eHE_{11}$ . Devido ao estado de polarização estes modos também são

denotados por  $HE_{11}^x$  e  $HE_{11}^y$ . O mesmo acontece para modos de ordem superior  $HE_{21}$ ,  $TE_{01}$  e  $TM_{01}$ . A figura 9 mostra a distribuição do campo elétrico e da energia para os modos de baixa ordem.

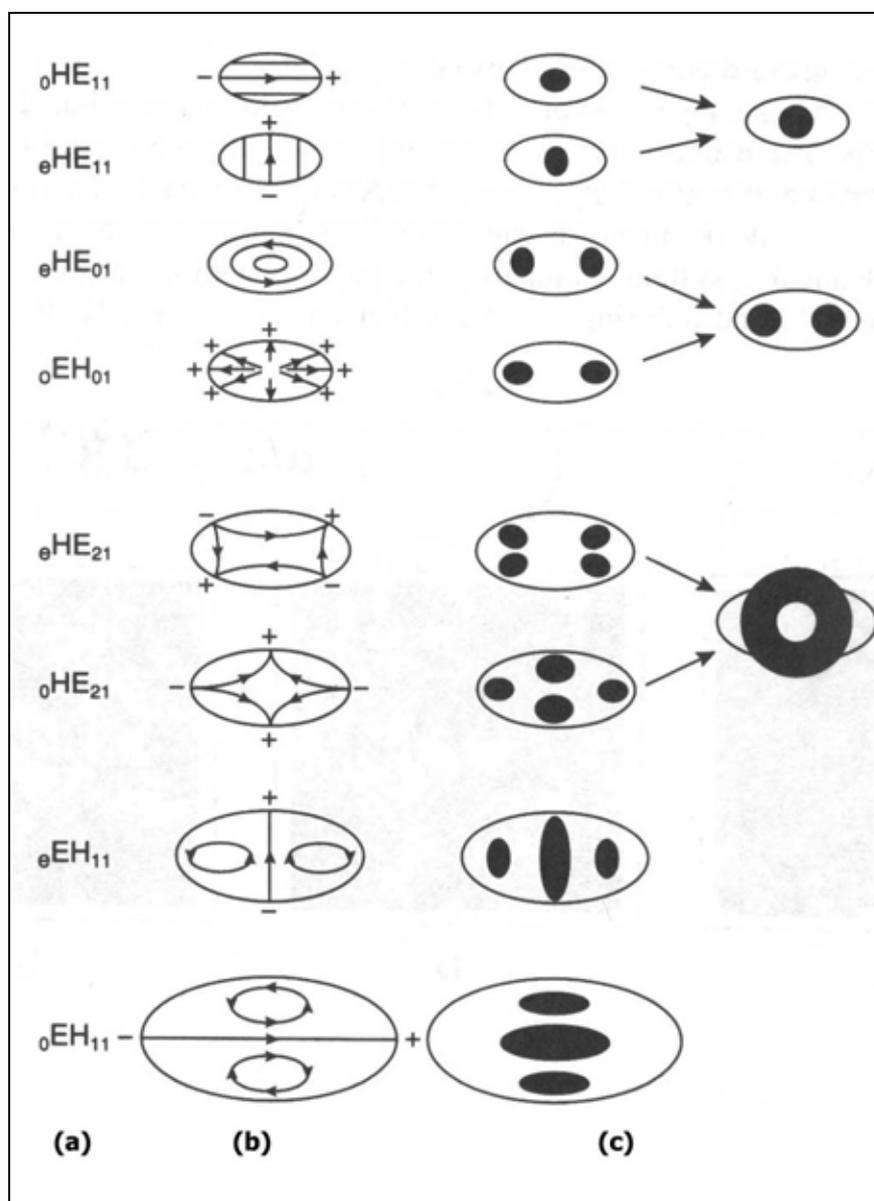


Figura 9 - Modos de baixa ordem para a fibra de núcleo elíptico: (a) designação do modo; (b) distribuição do campo elétrico (c) perfil de intensidade do campo elétrico[1]

A diferença de constantes de propagação entre os pares híbridos depende tanto da diferença de índices de refração núcleo-casca quanto da excentricidade da elipse e é grande o suficiente para desacoplá-los, o que não ocorre para o guia de núcleo circular. A figura 10 mostra um gráfico da constante de propagação normalizada para os modos de baixa ordem de uma fibra de núcleo elíptico com elipticidade  $2b/2a=0,5$ .

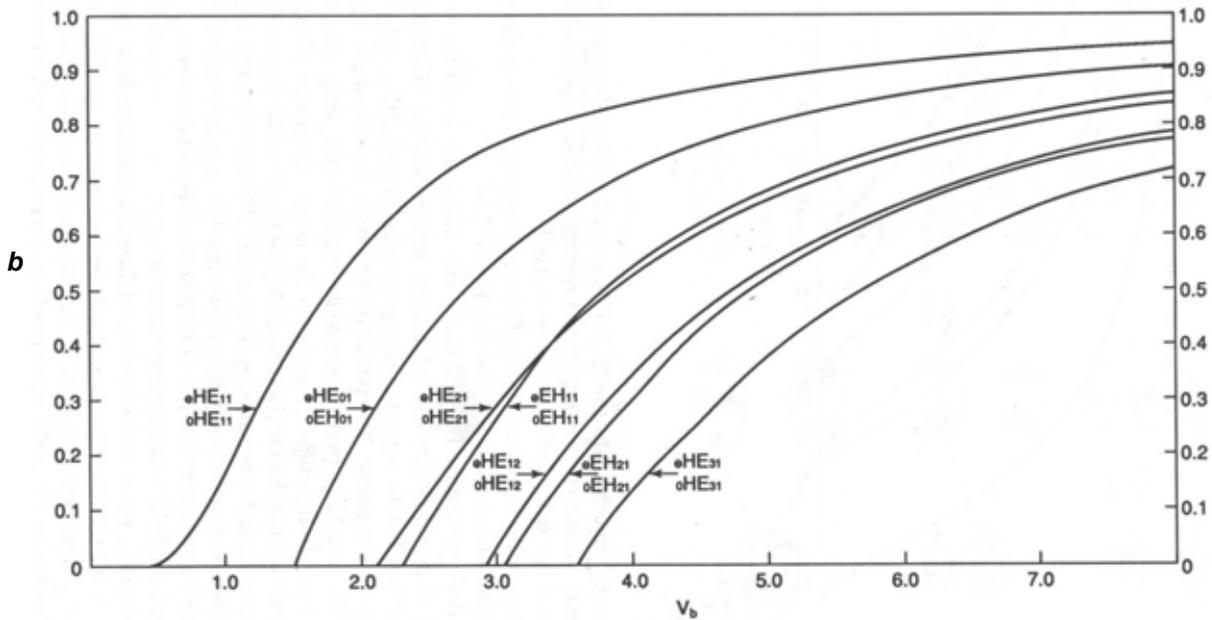


Figura 10 - Constante de propagação normalizada "b" em função da frequência normalizada " $V_b$ " para alguns modos para fibra de núcleo elíptico [1]

Na prática, deslocando-se em direção à região multi-modo, a medida em que o corte para cada modo é atingido, com o aumento da frequência normalizada, ou diminuição do comprimento de onda, o padrão do novo modo mostrado na figura 9 domina pois ele é excitado com maior eficiência em sistemas de acoplamento com grande abertura numérica.

Para este tipo de fibra a simplificação para a notação de modos linearmente polarizados (LP) torna-se ainda mais limitada. Apesar do fato de que as constantes de propagação do modo degenerado serem próximas perto do comprimento de onda de corte, acima desta região de operação, o comportamento altera-se de maneira acentuada, impossibilitando o uso da notação LP.

### 2.2.3 Guias de onda dielétricos birrefringentes de seção circular

Apesar da birrefringência ser tratada na seção seguinte, para fibras birrefringentes o comportamento modal é, a despeito da simetria circular do núcleo, semelhante às fibras de núcleo elíptico. Isto se deve ao fato de que polarizações diferentes da radiação experimentam índices de refração diferentes.

Na prática a situação é mais complexa pelo fato de que fibras de seção reta elíptica apresentam alguma inomogeneidade. De maneira similar, fibras onde o índice de refração do núcleo é anisotrópico apresentam alguma elipticidade [28]. De

qualquer forma, o tratamento é feito levando em conta o fator dominante que origina a birrefringência.

## 2.3 Birrefringência Modal

O meio físico de propagação das ondas EM de uma fibra ótica mono-modo padrão, de núcleo circular, pode apresentar características birrefringentes similares às lâminas de retardo abordadas na seção 2.1, isto é, apresentar índices de refração efetivos que dependem da direção de vibração do campo elétrico da onda EM que está sendo guiada no núcleo da fibra. Essa diferença na constante de propagação pode ter origem em desvios de simetria circular do núcleo da fibra ou na anisotropia do material que a compõe. Isso pode surgir tanto no processo de fabricação quanto através de distúrbio externos, tais como: curvaturas acentuadas, tensão mecânica localizada devido a cabeamento e conectorização ou ainda variações de temperatura.

O modo fundamental de propagação do guia de onda  $HE_{11}$  é na realidade um modo degenerado em polarizações ortogonais  $HE_{11}^x$  e  $HE_{11}^y$ . Isto é similar ao que ocorre aos modos híbridos para a fibra de núcleo elíptico como demonstrado na seção 2.2.2. Nas fibras de núcleo circular estes modos têm constantes de propagação iguais enquanto que nas fibra de núcleo elíptico esta degenerescência já está quebrada e os modos já estão desacoplados. Idealmente, radiação acoplada a uma fibra manteria seu SOP ao longo de todo o seu comprimento. Entretanto, qualquer desvio na geometria do núcleo ou anisotropia induzida faz com que haja um acoplamento entre estes modos. Devido à natureza aleatória desta birrefringência e à proximidade das constantes de propagação dos modos degenerados, para um longo trecho de fibra o SOP não é previsível. O acoplamento aleatório entre os modos de polarização é resultante, portanto, da birrefringência variável da fibra.

O Interferência Cruzada de Polarização (*Polarization Crosstalk*) é um parâmetro que caracteriza a capacidade de um trecho de fibra em manter o SOP da radiação acoplada e é dado em dB/m por:

$$CT = 10 \cdot \log(h \cdot L_m) = 10 \cdot \log\left(\frac{P_{\min}}{P_{\max}}\right) + 10 \cdot \log(L_m) \quad (2.31)$$

onde  $h = P_{\text{mín}}/P_{\text{máx}}$  é a razão de extinção de polarização para um dado trecho de fibra de comprimento  $L_m$ . Valores típicos para uma fibra com boas características para manter a polarização são:  $h < 3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^{-1}$  o que corresponde a Crosstalk de 25 dB para um trecho de 1 km de fibra.

Outro parâmetro importante para aplicações de comunicações é o alargamento temporal de pulso. Devido às diferentes constantes de propagação, os modos de polarização ortogonal apresentam diferentes atrasos de grupo. Isto se apresenta na saída da fibra como uma dispersão de modo de polarização (PMD). Para fibras mono-modo convencionais este valor é bastante variável, dependendo das condições às quais a fibra é submetida, sendo da ordem de  $1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$  [14].

Se a birrefringência for linear, isto é, se tiver a mesma orientação e for aproximadamente constante ao longo da fibra ela pode ser expressa por:

$$B_F = \frac{(\beta_x - \beta_y)}{(2\pi / \lambda)} \quad (2.32)$$

onde  $\beta_x$  e  $\beta_y$  são as constantes de propagação para os modos ortogonais linearmente polarizados e  $\lambda$  é o comprimento de onda no vácuo da radiação acoplada. A birrefringência de fibras mono-modo convencionais é da ordem de  $10^{-6}$  a  $10^{-5}$ .

### 2.3.1 Batimento Modal

Se para uma fibra mono-modo, com birrefringência linear e aproximadamente constante, o SOP na entrada for linear e formar um ângulo de  $45^\circ$  com os eixos de birrefringência da fibra, ambos os modos de polarização ortogonal serão excitados, cada um com metade da energia total acoplada. Neste caso ocorre o batimento entre eles, isto é, como têm constantes de propagação diferentes, a defasagem entre eles varia em função da posição ao longo da fibra conforme a equação:

$$\Phi(z) = (\beta_x - \beta_y) \cdot z \quad (2.33)$$

De acordo com o exposto na seção 2.1, o estado de polarização da radiação ao longo da fibra corresponde à soma dos modos de polarização levando em conta a defasagem acumulada entre ambos. É possível verificar este estado de polarização ao longo da fibra através espalhamento lateral da irradiação de dipolo. A

figura 11 apresenta este comportamento. O estado de polarização alterna-se entre linear, circular levógiro, novamente linear porém ortogonal, circular dextrógiro, e novamente linear. Regiões onde o SOP é linear e perpendicular à direção de observação aparecem como regiões claras, e regiões onde ele é colinear aparecem como escuras.

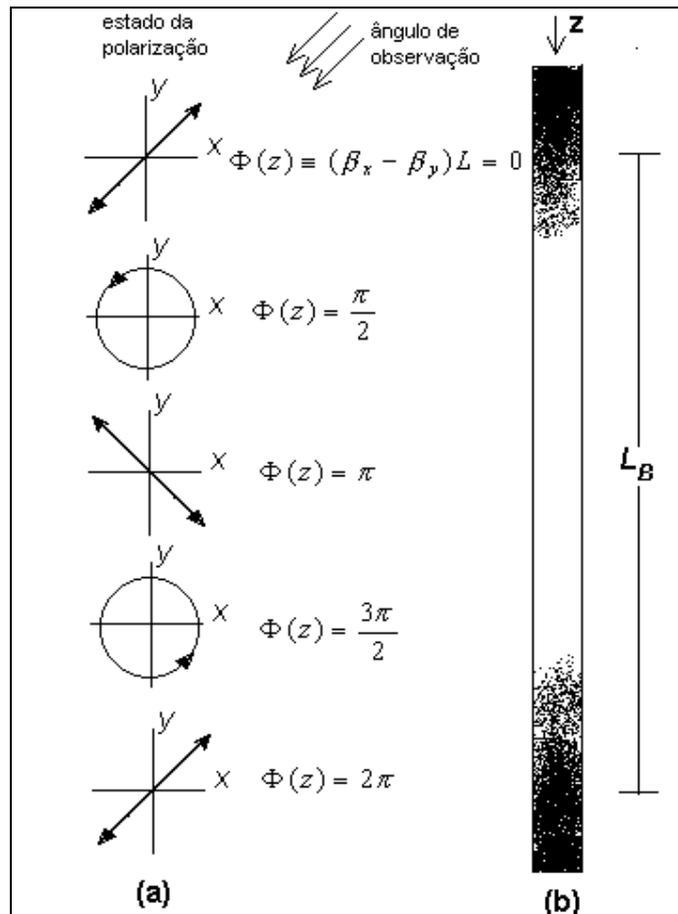


Figura 11 – Batimento modal: (a) Estado de polarização ao longo da fibra; (b) Intensidade de luz espalhada na direção do ângulo de observação[14]

O período com o qual este padrão se repete depende da birrefringência e do comprimento de onda. Este período é denominado comprimento de batimento  $L_B$  e pode ser calculado a partir de:

$$L_B = \frac{\lambda}{B_F} \quad (2.34)$$

A birrefringência de uma fibra pode ser caracterizada, portanto, diretamente pelo seu  $L_B$  para o comprimento de onda de operação, o qual deve estar na faixa visível do espectro para que possa ser visualizado a olho nu.

### 2.3.2 Batimento Modal em Função do Comprimento de Onda

Para um ponto fixo na fibra, no caso a extremidade de saída onde  $z=L$ , a defasagem acumulada é função da constante de propagação dos modos, a qual por sua vez é função do comprimento de onda. Como consequência, o estado de polarização da radiação de saída é função do comprimento de onda  $\lambda$ .

A seguir é proposta uma forma alternativa para se estimar a birrefringência em função dos dados obtidos da medição do espectro colocando-se polarizador e analisador orientados a  $45^\circ$  com um dos eixos de birrefringência, que é perpendicular ao outro, a partir de agora referido apenas como eixo da fibra.

Com esta configuração, na saída da fibra e após o analisador, a intensidade da radiação é função do comprimento de onda. Esta abordagem já foi apresentada por KUKUSHI [29] e RASHLEIGH [30] e o que se propõe aqui é uma simplificação que apesar de limitada atende aos nossos propósitos.

Considerando-se que para um dado comprimento de onda  $\lambda_1$  a defasagem acumulada ao longo de toda a fibra entre os dois modos de polarização ortogonal é um múltiplo inteiro de  $2\pi$  tem-se:

$$\Phi(z = L, \lambda = \lambda_1) = N.2\pi \quad \text{para } N = 1, 2, 3, \dots \quad (2.35)$$

Sendo que a defasagem acumulada é menor quanto maior for o comprimento de onda, há um outro comprimento de onda  $\lambda_2$  para o qual o estado de polarização é novamente linear, e a defasagem acumulada é um múltiplo inteiro de  $2\pi$ :

$$\Phi(z = L, \lambda = \lambda_2) = (N + 1).2\pi \quad \text{para } N = 1, 2, 3, \dots \quad (2.36)$$

O valor de N corresponde ao número de vezes que o estado de polarização é linear, ou seja, a defasagem acumulada é múltiplo de  $2\pi$  ao longo do trecho de fibra sob investigação. Quanto maior o comprimento da fibra em questão maior o valor de N, o qual, entretanto, não tem importância para o restante da demonstração.

Considerando que a defasagem acumulada ao final da fibra é dada por:

$$\Phi(z = L) = (\beta_x - \beta_y)L \quad (2.37)$$

e que a constante de propagação é função do comprimento de onda e do índice de refração  $n$ :

$$\beta = n \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2.38)$$

e admitindo-se que na faixa de comprimento de onda da análise o índice de refração não depende do comprimento de onda, o que é bastante razoável uma vez que essa variação em  $\lambda$  é muito pequena para fibras com birrefringência elevada, pode-se reescrever a equação da defasagem acumulada em função dos índices de refração efetivos para cada modo de polarização.

$$\Phi(z = L) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (n_x - n_y) \cdot L \quad (2.39)$$

Assim, as equações para os comprimentos de onda  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$  tornam-se:

$$2 \cdot \pi \cdot N = \frac{2\pi}{\lambda_1} \cdot (n_x - n_y) \cdot L \quad (2.40)$$

e

$$2 \cdot \pi \cdot (N + 1) = \frac{2\pi}{\lambda_2} \cdot (n_x - n_y) \cdot L \quad (2.41)$$

Resolvendo-se o sistema obtém-se:

$$(n_x - n_y) = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \frac{1}{L} \quad (2.42)$$

Como a birrefringência é dada por:

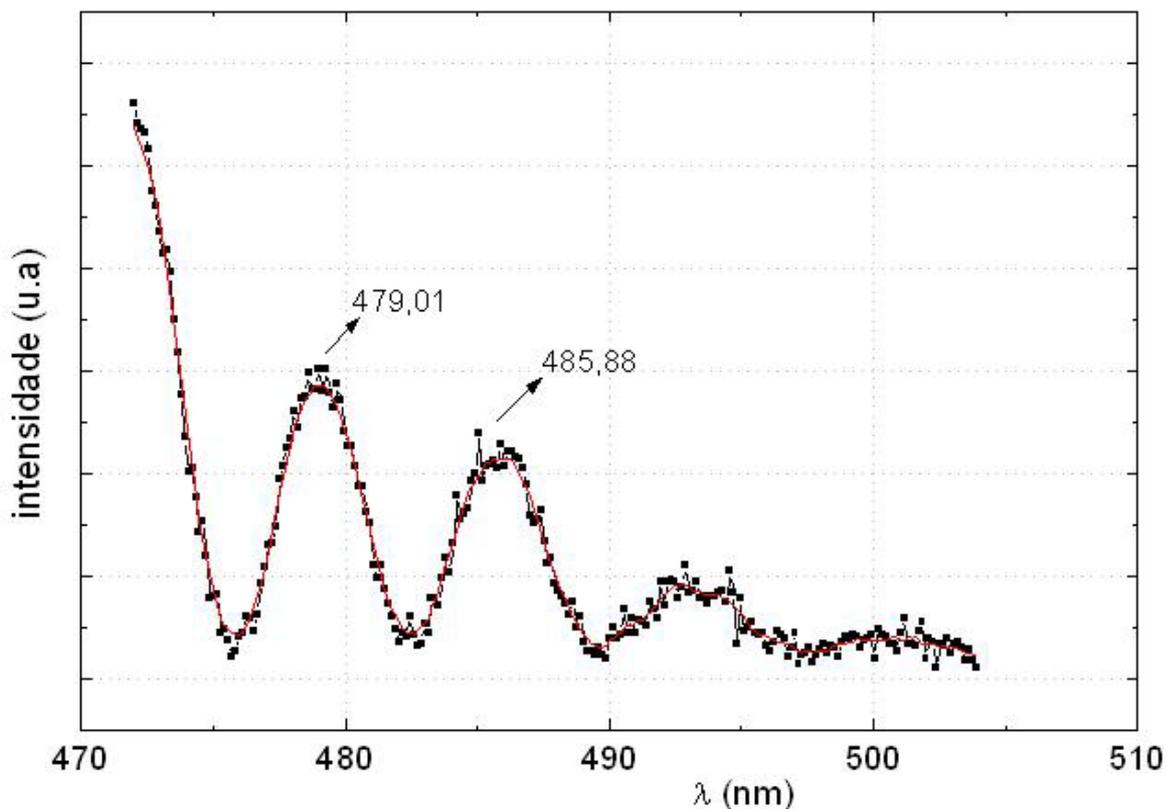
$$B_F = \frac{(\beta_x - \beta_y)}{2\pi / \lambda} \quad (2.43)$$

e levando-se em conta a equação 2.38, a birrefringência pode ser estimada a partir dos valores de comprimento de onda para dois picos de intensidade em seqüência no espectro com polarizador e analisador a 45° com o eixo da fibra a partir da equação:

$$B_F = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \frac{1}{L} \quad (2.44)$$

Este método foi validado para uma fibra mono-modo padrão, modelo F-SA fabricada pela Newport, enrolada num bastão cilíndrico para se tornar birrefringente,

a qual foi utilizada por COSTA [31] para gravação do primeiro acoplador de polarização no CEFET-PR. Para este caso não foi possível estimar a birrefringência através do espalhamento lateral devido ao fato de a fibra estar enrolada. Usando a aproximação descrita nesta seção, a partir do espectro de batimento modal mostrado na figura 12, pode-se estimar um valor para a birrefringência induzida pela curvatura da fibra. Neste espectro é interessante notar a limitação para obtenção da birrefringência imposta pelo raio de curvatura que induz atenuação como descrito por JOHNSON [22].



*Figura 12 - Espectro de batimento modal para a fibra FSA enrolada*

Usando os comprimentos de onda mostrados no espectro e o comprimento de fibra enrolado de  $L = 52$  cm obtém-se  $B_F = 6,5 \cdot 10^{-5}$ . Este valor é próximo ao valor estimado através do raio de curvatura da promovido pelo enrolamento, como descrito por JOHNSON [22]:

$$B_F = \delta \cdot \left( \frac{r}{R} \right)^2 \quad (2.45)$$

No caso em questão,  $r = 62,5 \cdot 10^{-6}$  m é o raio da fibra e  $R = 3,1 \cdot 10^{-3}$  m é o raio de enrolamento. O parâmetro  $\delta$  é uma constante que depende do material e vale 0,133 para a sílica fundida. Deste modo  $B_F = 5,4 \cdot 10^{-5}$ .

## 2.4 Fibras Óticas Mantenedoras de Polarização

Além das questões associadas com a PMD descritas na seção 2.3, existem diversas aplicações onde o estado de polarização (SOP) em uma fibra mono-modo deve ser linear e estável. Dispositivos como amplificadores óticos, moduladores, fotodetectores e acopladores podem ter respostas que dependem do estado de polarização da radiação. Neste caso fibras e demais componentes, tais como conectores, combinadores e divisores, capazes de manter o SOP são desejáveis.

As fibras especiais chamadas mantenedoras de polarização (PM) podem ser fabricadas através de duas abordagens para acessar este problema. Sejam elas: baixa birrefringência e alta birrefringência.

### 2.4.1 Fibras Óticas PM de baixa Birrefringência

Num primeiro enfoque estão as fibras com birrefringência controlada ou baixa birrefringência (LoBi). Fibras LoBi são projetadas para minimizar irregularidades tanto geométricas quanto de índice de refração e valores tão baixos quanto  $4,5 \cdot 10^{-9}$  já foram obtidos através de cuidados especiais durante a fabricação [14]. Deste modo reduz-se o acoplamento indesejável e o SOP permanece constante ao longo da fibra.

Uma das maneiras mais comuns de se minimizar a birrefringência linear é induzir deliberadamente uma birrefringência circular. Isto é feito girando-se a preforma durante o puxamento da fibra ou ainda após a sua fabricação. Desta maneira uma alta birrefringência circular é gerada a qual se sobrepõe à indesejável birrefringência linear minimizando seu efeito.

### 2.4.2 Fibras Óticas PM de alta birrefringência

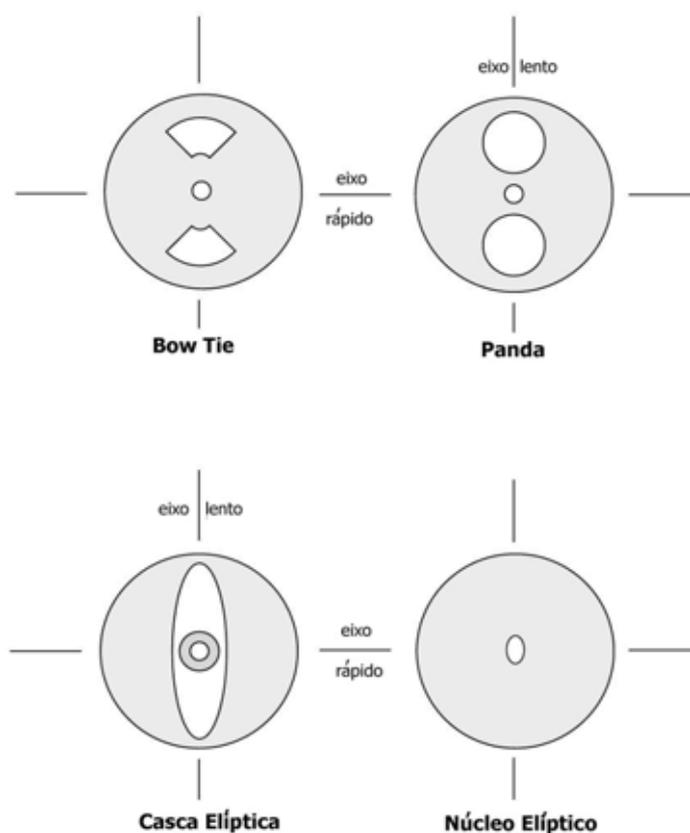
O segundo enfoque emprega uma alta birrefringência linear intrínseca para quebrar a degenerescência do modo fundamental. Isto faz com que as duas polarizações ortogonais do modo fundamental  $HE_{11}^x$  e  $HE_{11}^y$  tenham constantes de

propagação diferentes  $\beta_x$  e  $\beta_y$ . Devido à essa diferença, radiação acoplada que excite um dos modos não é acoplada eficientemente para o eixo ortogonal mesmo que a fibra seja enrolada, curvada ou girada. É por este motivo que fibras Hi-Bi também são referidas diretamente como fibras PM. Uma fibra Hi-Bi tem  $B_F > 10^{-5}$ .

Existem basicamente duas maneiras de se conseguir uma alta birrefringência intrínseca. A primeira é introduzindo uma tensão mecânica orientada no núcleo. Isto faz com que haja uma anisotropia, isto é, o núcleo não é mais homogêneo e apresenta índices de refração diferentes para diferentes polarizações. De maneira semelhante devido à anisotropia as constantes de propagação são diferentes e os modos ortogonais são desacoplados. A tensão mecânica é gerada através de estruturas na casca com diferentes coeficientes de expansão térmica. Após a fabricação da fibra, durante o seu resfriamento, essa diferença do coeficiente de expansão térmica é responsável por tornar permanente a tensão anisotrópica no núcleo. Por esse motivo neste tipo de fibra a birrefringência é muito mais sensível à variações de temperatura do que na fibra de núcleo elíptico. Este conceito foi proposto inicialmente em 1978 por STOLEN *et al.* [32] como uma alternativa às fibras de núcleo elíptico, propostas já em 1961 por SNITZER [33], e que não apresentavam resultados satisfatórios em manter a polarização a despeito da elevada elipticidade do núcleo necessária.

A segunda maneira de se produzir uma fibra Hi-Bi é alterando a geometria do núcleo como no caso das fibras de núcleo elíptico abordada na seção 2.2.2. A birrefringência que se pode conseguir tornando o núcleo elíptico é relativamente baixa se comparada à gerada por tensão mecânica. Uma grande diferença de índice de refração entre núcleo e casca torna-se necessária e por conseguinte uma alta dopagem. Isso faz com que haja um aumento nas perdas óticas. Por este motivo fibras Hi-Bi de núcleo elíptico são difíceis de se encontrar no mercado uma vez que a sua aplicação em sistemas sensíveis à polarização foi substituída por fibras com tensão mecânica induzida, as quais apresentam uma maior magnitude da birrefringência intrínseca e uma maior facilidade de fabricação.

A figura 13 mostra os tipos de fibras Hi-Bi mais comuns. Tanto as fibras Panda como a Bow-Tie e a de casca elíptica possuem o mesmo princípio de funcionamento, diferindo na configuração da estrutura assimétrica usada. Nelas o eixo lento está alinhado com a tensão.



*Figura 13 - Tipos de fibras óticas Hi-Bi*

Cabe ainda mencionar as fibras polarizadoras, onde o estado de polarização é independente do SOP de entrada. Tal efeito é obtido tornando um dos modos de polarização fortemente acoplado ao modo de casca. Como resultado, radiação acoplada a este modo de polarização é atenuada [34].

As fibras Hi-Bi têm dois eixos ortogonais para os quais a polarização é mantida em oposição às fibras Lo-Bi, as quais não possuem eixos preferenciais, e às fibras polarizadoras que têm um eixo de polarização bem definido. Os eixos rápido e lento estão associados à maior ou menor constante de propagação  $\beta$ . A determinação destes eixos é fundamental para o emprego adequado das fibras Hi-Bi. Se a radiação acoplada tiver o plano de polarização coincidente com o eixo de birrefringência da fibra, o SOP é mantido ao longo da mesma. Caso contrário, os dois modos de polarização ortogonais serão excitados e o estado de polarização na saída de um trecho longo de fibra será dependente da defasagem acumulada entre estes dois modos. Este comportamento é descrito em mais detalhes na seção 2.3.1.

Existe um tipo de fibra mencionada na literatura [1] na qual a capa externa apresenta uma assimetria, na forma de uma face plana alinhada com o eixo do

núcleo elíptico. Esta face plana indica o eixo de birrefringência da fibra e, devido ao formato da seção reta, são chamadas Tipo D. Elas foram fabricadas pela *Andrew Corporation*, porém, no presente momento, não estão mais disponíveis no mercado apesar de terem a vantagem evidente do reconhecimento imediato do eixo da fibra e poderem ser usadas para a fabricação de acopladores direcionais PM.

# 3 Dispositivos Fotorrefrativos

A possibilidade de se alterar de maneira controlada o índice de refração do material que compõe o núcleo das fibras torna possível a construção de estruturas diversas com as quais os modos do guia de onda interagem. Esta interação, dependendo dos modos envolvidos, sejam eles de propagação ou polarização, contra ou co-propagantes, permite que sejam produzidos dispositivos passivos no interior de uma fibra ótica. Estes dispositivos podem ser usados, então, para a construção de filtros óticos e sensores. Neste capítulo serão abordados os princípios envolvidos na alteração do índice de refração através da incidência de radiação, resultado do fenômeno da fotossensibilidade. Além disso serão descritos dois tipos de dispositivos: Redes de Bragg e Acopladores de Polarização, bem como as principais técnicas para obtê-los.

Neste ponto cabe ressaltar a diferença entre fotossensibilidade e fotorrefratividade. Estes termos são amplamente empregados na literatura de maneira dúbia. É comum observar o uso do termo fotorrefratividade referindo-se à fotossensibilidade.

A fotorrefratividade é normalmente associada a materiais cristalinos para os quais a estrutura molecular é repetida regularmente com uma periodicidade da ordem de grandeza da distância entre as moléculas. Esta organização molecular, como será visto a seguir, nem de longe representa a estrutura vítrea da fibra ótica. O efeito fotorrefrativo se manifesta em materiais que apresentam uma não-linearidade, ou susceptibilidade de segunda ordem ( $\chi^{(2)}$ ). Através desta característica uma radiação propagante nestes materiais altera o índice de refração devido à criação de um campo elétrico interno [12]. O processo é chamado de efeito eletro-ótico. Devido à propriedades de simetria, o vidro possui uma susceptibilidade de segunda ordem  $\chi^{(2)}$  igual a zero. Portanto o índice de refração induzido com a aplicação de um campo externo pode resultar apenas de uma não-linearidade de terceira ordem  $\chi^{(3)}$  a qual não é grande o suficiente para operar uma mudança significativa no índice de refração via efeito eletro-ótico.

De outro modo, a fotossensibilidade se refere a uma variação permanente do índice de refração. Neste caso, ocorre uma mudança das bandas de absorção do material e o campo elétrico interno não é relevante.

Nesta dissertação será empregado o termo “*fotossensibilidade*” para o fenômeno de mudança do índice de refração e o termo “*dispositivo fotorrefrativo*” para as estruturas geradas através do fenômeno da fotossensibilidade visto que sua ocorrência na literatura é freqüente.

### **3.1 Origens da Fotossensibilidade**

A sílica dopada que compõe o núcleo da fibra é um material sensível à radiação. As ligações químicas que unem a matriz vítrea podem ser quebradas com a absorção de energia radiante em um comprimento de onda adequado. Como resultado torna-se possível o surgimento de novos níveis eletrônicos de energia bem como a re-alocação de portadores formando defeitos, também chamados centros de cor devido à sua forte absorção ótica. O efeito da radiação em vidros é complexo e, apesar da intensa atenção que este processo desperta, ainda existe muita especulação a respeito da origem da mudança de índice de refração em fibras óticas dopadas com germânio. Fibras dopadas com outros materiais tais como európio, cério e érbio também apresentam fotossensibilidade, entretanto em nenhum destes casos a fibra é tão sensível quanto a dopada com germânio [35].

Apesar da fotossensibilidade ser amplamente utilizada para a produção de dispositivos em fibras óticas, o mecanismo da mudança do índice de refração ainda não foi completamente compreendido. Entretanto já foi obtido entendimento suficiente para permitir que esta característica seja explorada para a construção de dispositivos úteis [36].

#### **3.1.1 Defeitos**

A própria técnica de fabricação das fibras óticas, chamado processo modificado de deposição química de vapor (MCVD), é favorável à formação de defeitos. Esta técnica é baseada em gases a alta temperatura para formar uma deposição dentro de um tubo de sílica que em seguida é colapsado. O processo resulta numa reação aproximadamente completa, restando uma mistura de sub-óxidos de germânio e silício e defeitos aleatoriamente distribuídos na matriz vítrea. Como consequência o

material é altamente inhomogêneo em escala microscópica. Há ainda a possibilidade de formação de estruturas em anel tensionadas de ordem de tamanho de algumas distâncias moleculares complicando ainda mais o cenário. O germânio é um elemento do grupo IVa da tabela periódica, assim com o silício e pode, portanto, substituir com relativa facilidade o silício na estrutura tetraédrica da sílica.

A detecção de defeitos pode ser feita diretamente através do espectro de excitação e fluorescência para os defeitos opticamente ativos. Para os defeitos opticamente inativos é necessário em conjunto com o espectro de emissão ótica o uso do espectro de ressonância de spin eletrônico (ESR) [35].

O defeito GeO tem um átomo de germânio ligado à outro átomo de germânio ou silício. Esta ligação tem a banda de absorção característica em 240 nm. Outros defeitos comuns são o GeO<sub>2</sub> que tem uma banda de absorção em 195 nm e os paramagnéticos Ge(1) e Ge(2) onde a configuração tetraédrica normal contém um elétron adicional ligado ao átomo de germânio [36].

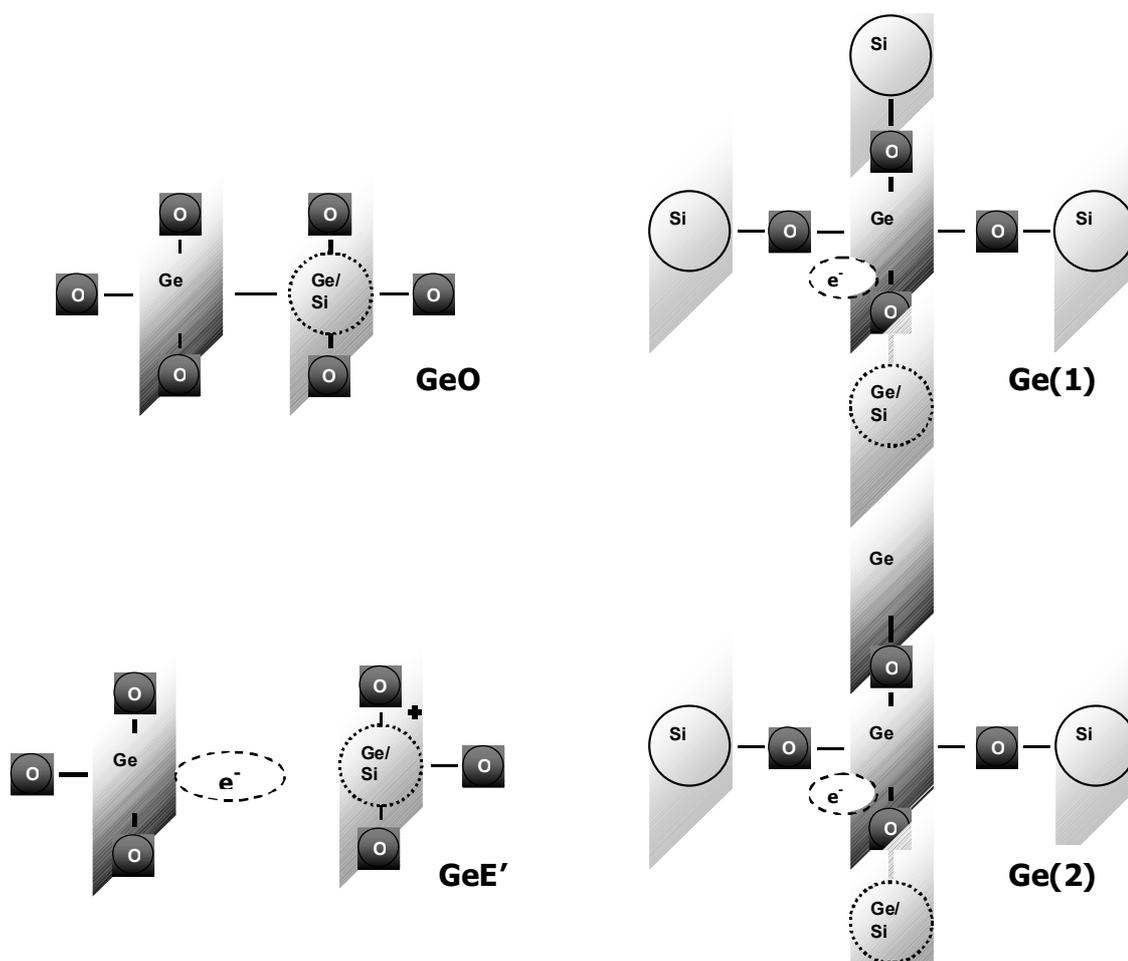


Figura 14 - Tipos de defeitos em fibras de sílica dopada com germânio

### 3.1.2 Mecanismos da mudança de índice de refração

Existem diversos modelos propostos para explicar o processo pelo qual o índice de refração é alterado. A única similaridade entre eles é o fato de os defeitos de vacância da ligação germânio-oxigênio GeO e GeO<sub>2</sub> serem os principais responsáveis por dispará-lo. Radiação UV em 240 nm quebra a ligação do defeito GeO causando o “branqueamento” (*bleaching*) desta banda de absorção. Outra possibilidade é a quebra desta ligação através do processo de absorção de dois fótons por radiação em 488 nm como ocorreu na descoberta do fenômeno em 1978 por HILL *et al.* [3], ou ainda a quebra da ligação do GeO<sub>2</sub> usando radiação em 195 nm como constatado em 1991 por WILLIAMS *et al.* [37], e utilizado em 1994 para gravação de estruturas por ALBERT e MALO [38].

Como resultado desta quebra de ligação há a criação do centro de cor GeE', mostrado na figura 14, e a liberação de um elétron que pode difundir-se na matriz vítrea até ser aprisionado no centros Ge(1) e Ge(2) formando os centros Ge(1)<sup>-</sup> e Ge(2)<sup>-</sup> respectivamente. Apesar de existirem evidências experimentais para validação dos modelos, há dados conflitantes da contribuição de cada processo para a variação medida no índice de refração. Acredita-se portanto que mais de um processo está envolvido simultaneamente na alteração do índice de refração [35].

- Modelo do centro de cor

Este modelo foi proposto inicialmente por HAND e RUSSEL [39] e liga a mudança do índice de refração através da relação de Kramers Kronig diretamente à criação dos centros de cor e defeitos com bandas de absorção na região do UV. Ou seja, a introdução de novas transições eletrônicas dos defeitos estende a cauda da absorção no UV para a região do visível e infra-vermelho próximo (NIR), alterando o índice de refração. Atualmente este é o modelo mais aceito apesar de não estar claro se este efeito é capaz de dar conta de toda a amplitude de mudança de índice de refração observada na prática.

- Modelo do dipolo

O modelo do dipolo está ligado à formação de um campo elétrico interno causado pela redistribuição de carga espacial ocasionada pela fotoexcitação dos defeitos. As cargas positivas correspondem aos defeitos GeE' e as cargas negativas aos defeitos Ge(1)<sup>-</sup> e Ge(2)<sup>-</sup>. Quando a fibra é exposta ao padrão de radiação espacialmente periódico, os elétrons livres na região de alta intensidade difundem

até serem aprisionados nos defeitos na região de baixa intensidade. Os dipolos elétricos formados tem um tamanho da ordem de vários ângstrons. O campo elétrico interno e constante causa uma alteração do índice de refração através do efeito Kerr sendo a amplitude desta alteração proporcional à susceptibilidade de terceira ordem  $\chi^{(3)}$ . Este modelo não pode ser o único responsável devido à grande quantidade de defeitos necessários para explicar a amplitude da variação do campo elétrico interno necessária para a alteração do índice de refração [35], [40].

- Modelo da compactação

Neste modelo as estruturas em anel tensionadas cujas ordens de tamanho correspondem à algumas distâncias moleculares tem um papel fundamental. Este modelo foi proposto por BERNARDIN e LAWANDY [40]; nele o colapso das estruturas em anel leva a uma densificação do material ocasionando uma mudança de índice de refração de modo semelhante à aplicação de pressão hidrostática.

- Modelo da liberação da tensão mecânica

Este modelo baseia-se em um efeito oposto à compactação citada acima. Durante a fotoexposição, ligações dos defeitos são quebradas promovendo a relaxação da matriz vítrea e alterando o índice de refração. O efeito pode apenas liberar as tensões induzidas na fabricação da fibra e é portanto fortemente dependente do estado inicial da tensão intrínseca da fibra.

### 3.1.3 Birrefringência fotoinduzida

Além da alteração da amplitude do índice de refração, um efeito de grande importância, mas que é ainda menos entendido, é o fato de que esta alteração de índice é birrefringente. Este comportamento da fotossensibilidade foi descoberto em 1985 por PARENT *et al.* [4].

Dentre os modelos apresentados, aqueles que incluem alguma variação de tensões internas, como é o caso do modelo da compactação e o modelo da liberação da tensão mecânica, parecem ter papel importante em relação à birrefringência. Isto decorre do fato de que em fibras usadas para fabricar os acopladores de polarização, a tensão intrínseca e assimétrica no núcleo está presente de maneira predominante para fibras Hi-Bi por tensão induzida e de maneira secundária em fibras de núcleo elíptico. No modelo do dipolo, as campos

elétricos que surgem podem estar orientados aleatoriamente, porém podem ter uma fraca orientação com o eixo de polarização da radiação incidente [41].

Em 1992 foi realizado por BARDAL *et al.* [42] um experimento comparativo da birrefringência linear fotoinduzida em fibras de alta e baixa birrefringência. Observou-se que em fibras de alta birrefringência, onde há uma tensão mecânica assimétrica aplicada ao núcleo, a mudança da birrefringência é muito mais eficiente quando a polarização da radiação incidente está orientada com o eixo lento, isto é, o eixo onde a tensão intrínseca é maior. Como conclusão são propostos dois mecanismos para explicar este fato.

Em um deles especula-se que a quebra da ligação que muda o índice de refração é mais provável de ocorrer em locais onde as ligações estão orientadas com a polarização da radiação de gravação. Além disso, ligações onde há tensão mecânica seriam mais fáceis de serem quebradas se a tensão é paralelo à polarização. Como a birrefringência é função da tensão, qualquer liberação da mesma causa uma alteração da birrefringência.

O segundo mecanismo propõe que a maioria das ligações deficientes em oxigênio orientadas em uma direção já estejam rompidas pela tensão mecânica e apenas quando a radiação incidente tem uma polarização orientada perpendicularmente, os defeitos GeE' são criados, liberando elétrons que podem ser aprisionados de maneira anisotrópica em outros centros de defeito.

Apesar do efeito birrefringente da alteração do índice de refração não ter nenhum modelo amplamente aceito e de que as suposições são meras especulações, a sua utilização tem permitido a fabricação de acopladores de polarização com sucesso através da fotoexposição [5], [10], [43], [22]. Os acopladores de polarização bem como as técnicas de fabricação serão abordados em mais detalhe na seção 3.3.

## 3.2 Redes de Bragg

Redes de Bragg são dispositivos gravados no interior de uma fibra ótica monomodo que permitem que a radiação em uma banda espectral estreita seja refletida, enquanto que comprimentos de onda fora desta banda passem sem atenuação. Uma variação periódica do índice de refração forma um refletor distribuído, produzindo um filtro corta-faixa de reflexão como mostra a figura 15.

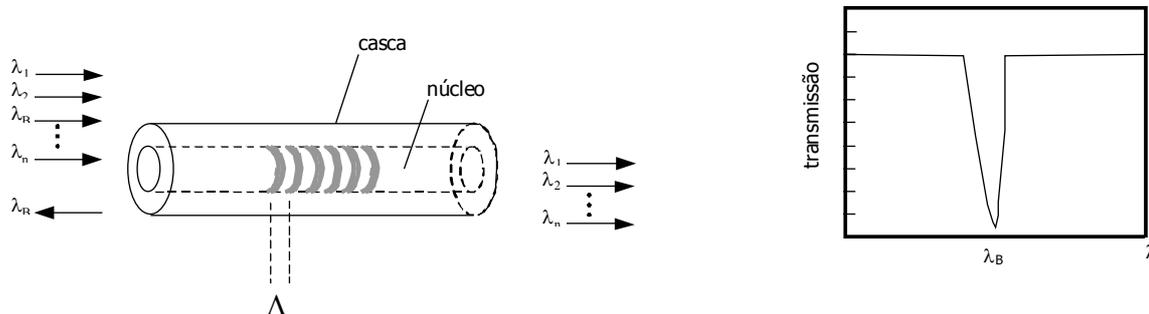


Figura 15 - Diagrama esquemático de uma rede de Bragg e seu espectro de transmissão ideal

A condição de reflexão de Bragg é obtida da conservação do momento e da conservação da energia da onda guiada na fibra. A reflexão máxima ocorre para o comprimento de onda  $\lambda_B$  tal que:

$$\lambda_B = 2.n.\Lambda \quad (3.1)$$

onde  $n$  é o índice de refração e  $\Lambda$  é a periodicidade espacial da rede. A figura 16 mostra o espectro de reflexão de uma rede de Bragg. As redes de Bragg foram os primeiros dispositivos em fibras produzidos através da fotoexposição. Isso ocorreu acidentalmente durante um experimento realizado por Hill e seus colaboradores para estudar efeitos não lineares em um fibra com características especiais. O processo de gravação interno descrito a seguir corresponde ao procedimento adotado por HILL[3].

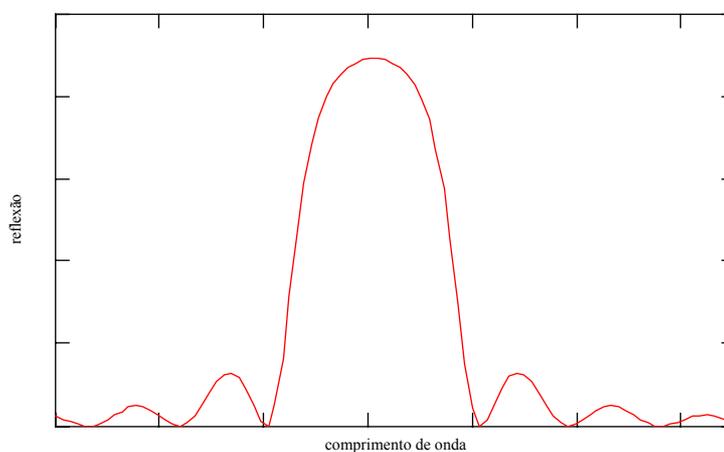


Figura 16 - Espectro de reflexão de uma rede de Bragg

### 3.2.1 Gravação Interna

Como não é possível propagar radiação UV no núcleo de fibras de sílica, devido às fortes bandas de absorção nesta região do espectro, a alteração do índice de refração deve ser realizada através do processo de absorção de dois fótons. Este tipo de gravação é também chamado de processo auto-organizativo.

Luz coerente e de comprimento de onda adequado, proveniente de um laser mono-modo longitudinal, é acoplada no núcleo de uma fibra mono-modo. A radiação do modo fundamental propagante interfere com o feixe contra-propagante proveniente da reflexão de Fresnel da saída da fibra, aproximadamente 4% da potência é refletida na extremidade clivada. Isto forma inicialmente um fraco padrão de onda estacionária. Os pontos de alta intensidade alteram permanentemente o índice de refração do núcleo da fibra. Como consequência é criada uma perturbação periódica do índice de refração com a mesma periodicidade espacial que o padrão de interferência. Esta estrutura atua como um refletor distribuído que acopla o feixe propagante com o contra-propagante. Este acoplamento causa uma realimentação positiva no processo uma vez que com mais reflexão o padrão de interferência de onda estacionária é mais intenso. O comprimento de onda de operação das redes produzidas com esta técnica é o mesmo comprimento de onda usado durante a gravação.

### 3.2.2 Gravação Externa

As redes de Bragg produzidas através da técnica de gravação interna tem aplicação prática reduzida ao campo do sensoriamento. Isto ocorre pois os sistemas de comunicação operam nos comprimentos de onda nos quais as absorções são mínimas, 850 nm, 1,3  $\mu\text{m}$  e 1,55  $\mu\text{m}$ . O desenvolvimento de técnicas de gravação externa utilizando radiação UV permite que redes com comprimentos de onda de operação arbitrários sejam produzidas. O processo consiste em criar o padrão de intensidades semelhante à gravação interna através da projeção externa da radiação UV lateralmente à fibra.

Devido a ordem de grandeza do período espacial das redes de Bragg, da ordem do comprimento de onda, as técnicas externas necessitam uma excelente estabilidade mecânica. A utilização de altas intensidades tem a vantagem de, neste

caso, permitir que o tempo de sensibilização da fibra seja reduzido, diminuindo as possibilidades de se borrar a gravação do padrão devido à vibrações mecânicas.

Uma possibilidade para a gravação externa é a formação de um padrão de interferência onde a distância entre as franjas, e conseqüentemente a periodicidade da rede, é definida pelo ângulo entre os feixes que são combinados para formar o padrão. Uma alternativa para a formação do padrão de franjas é o uso de uma máscara de fase produzida holograficamente.

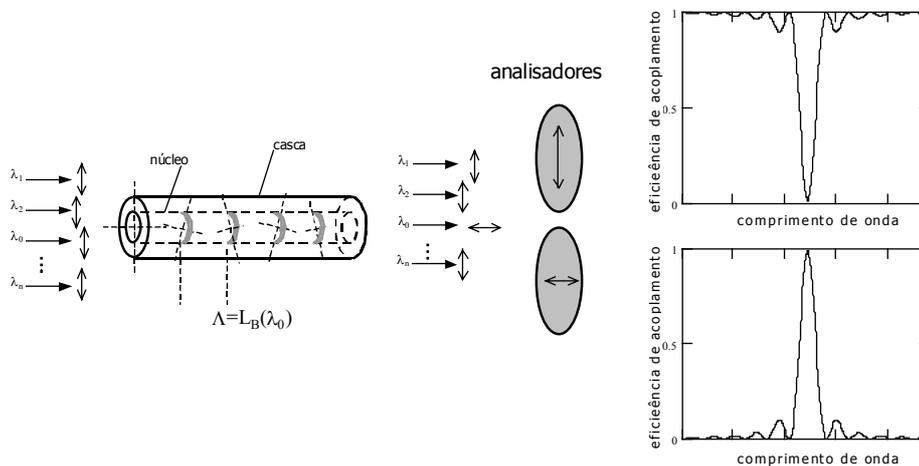
Uma rede de Bragg também pode ser escrita ponto-a-ponto. Neste caso a alteração do índice de refração é induzida em um ponto de cada vez e um aparato de deslocamento do ponto de gravação com precisão adequada é necessário. Apesar de ser um processo demorado, a principal vantagem deste método é a liberdade de gravar redes com periodicidade e perfil de intensidade variável e arbitrário.

### 3.3 Acopladores de Polarização

O acoplador de polarização é um dispositivo em fibra ótica que acopla dois modos de polarização ortogonais em uma banda específica de comprimentos de onda. Este acoplamento é baseado na ressonância entre uma modulação periódica da birrefringência intrínseca e os modos envolvidos. Devido ao modo como o eixo de birrefringência da fibra é girado este dispositivo é também chamado de *Rocking Filter* (RF). Em associação com um polarizador o mesmo pode ser usado como um filtro passa-faixa ou corta-faixa. Tal dispositivo pode ser usado tanto como roteador ou multiplexador em sistemas de comunicação ótica [18], quanto como sensor de temperatura ou pressão visto que o comprimento de onda para o qual ocorre o acoplamento é função de parâmetros externos [17]. A figura 17 mostra um diagrama de um acoplador de polarização e o espectro resultante após um analisador.

O conceito por detrás do acoplador de polarização foi apresentado inicialmente em 1979 por ULRICH e JOHNSON [44] como um rotacionador de polarização em linha a fibra ótica. Nesta proposta, o eixo de birrefringência da fibra ótica mono-modo seria girado mecanicamente através de suportes periodicamente espaçados. No ano seguinte foi proposta, também por JOHNSON [45], a utilização deste tipo de dispositivo como um filtro birrefringente. Uma analogia pode ser feita considerando que pedaços de fibra com birrefringência linear seriam emendados de maneira que o

eixo da birrefringência fosse girado a cada seção. Este tipo de dispositivo substituiria as lâminas de Lyot e os filtros Solc e funcionaria de modo bem semelhante, sendo apenas substituídas as lâminas de retardo por seções de fibra óptica birrefringente.



*Figura 17 - Diagrama esquemático de um acoplador de polarização e seu espectro após analisadores parelo e cruzado em relação à polarização incidente*

Nos anos seguintes foram propostas novas formas de se obter o acoplador de polarização em fibras birrefringentes. YOUNGQUIST [46] demonstra a mudança periódica do eixo de birrefringência através de pressão externa induzida mecanicamente. Outra abordagem é apresentada por STOLEN *et al.* [47], neste caso a preforma da fibra é girada durante o puxamento gerando uma modulação do eixo de birrefringência.

Mesmo com a constatação feita em 1985 por PARENT *et al.* [4] de que a mudança de índice de refração fotoinduzida, a qual vinha sendo utilizada para a fabricação de Redes de Bragg, também possuía uma característica birrefringente, foi só em 1990 que o primeiro acoplador de polarização foi produzido através deste método por RUSSEL *et al.* [5]. Neste experimento foi utilizada a técnica de gravação interna com um comprimento de onda de 488 nm descrita a seguir, na seção 3.3.1.

Para a construção de um acoplador de polarização é necessário se ter uma fibra Hi-Bi a qual possui uma birrefringência cuja orientação é constante ao longo da fibra, também chamada birrefringência linear.

É possível então classificar a birrefringência como intrínseca e induzida, seja de forma mecânica ou óptica. Nos casos onde a fibra é girada, durante a fabricação ou depois de pronta, altera-se periodicamente a orientação da birrefringência

intrínseca. Já para os casos onde o acoplador é produzido através de uma pressão externa ou por fotoexposição, há a indução de uma nova birrefringência com orientação distinta da intrínseca e que vem a se somar com esta. Como a birrefringência intrínseca é bem maior que a induzida, sendo valores típicos de  $10^{-4}$  e  $10^{-6}$  respectivamente [5], ocorre uma pequena mudança no eixo da birrefringência em pontos distintos da fibra. É comum portanto caracterizar a amplitude da birrefringência induzida por um ângulo por ponto de acoplamento. Este ângulo é a orientação da nova birrefringência num ponto em relação à birrefringência intrínseca e é proporcional à amplitude relativa das birrefringências [10]. A rotação do eixo de birrefringência por ponto de acoplamento é dada pela equação a seguir, onde  $\Delta n'$  é a variação do índice de refração no eixo correspondente e  $n$  é o índice de refração intrínseco:

$$\varpi = \frac{(\Delta n_x' - \Delta n_y')}{2.(n_x - n_y)} \quad (3.2)$$

Fazendo uma analogia às redes de Bragg, a estrutura de perturbação do índice de refração, que neste caso é birrefringente, acopla os modos que a originaram. Ou seja, na leitura do dispositivo, a estrutura gerada, com o lançamento na fibra de apenas um modo, recria a distribuição modal presente durante a gravação. Analisando sob este prisma estes dispositivos podem ser considerados, mesmo que grosseiramente, uma holografia unidimensional.

Esta analogia torna-se mais clara se levando-se em conta a produção de ambos através do método interno. Para as grades de Bragg a interferência entre os modos contra-propagantes gera a estrutura e o acoplamento é verificado como uma reflexão no comprimento de onda ressonante. Ou seja, a reflexão pode ser interpretada como um acoplamento do modo fundamental propagante para o modo fundamental contra-propagante. Para os acopladores de polarização a abordagem é semelhante. Para gravação do dispositivo modos co-propagantes e de polarizações ortogonais geram a estrutura periódica.

Utilizando o formalismo da teoria dos modos acoplados [48], [5] a eficiência de acoplamento entre os modos de polarização ortogonal é expressa por [47]:

$$\eta(\lambda) = \frac{k(\lambda)^2}{k(\lambda)^2 + \left(\frac{\theta(\lambda)}{2}\right)^2} \sin \left[ L \sqrt{k(\lambda)^2 + \left(\frac{\theta(\lambda)}{2}\right)^2} \right]^2 \quad (3.3)$$

onde a constante de acoplamento é:

$$k(\lambda) = \frac{\pi \cdot \Delta B_i}{4 \cdot \lambda \cdot n} \quad (3.4)$$

e o fator de dessintonia:

$$\theta(\lambda) = 2 \cdot \pi \cdot \left( \frac{\lambda - \lambda_0}{L_{b0} \cdot \lambda_0} \right) \quad (3.5)$$

Nestas equações  $L$  é o comprimento do dispositivo,  $L_{b0}$  é o comprimento de batimento para o comprimento de onda de gravação,  $n$  é o índice de refração médio do núcleo,  $\Delta B_i$  é a birrefringência fotoinduzida, enquanto que  $\lambda$  e  $\lambda_0$  são os comprimentos de onda de operação e de gravação respectivamente.

A figura 18 representa o espectro de acoplamento de um acoplador de polarização com eficiência de 100%. Neste caso a radiação linearmente polarizada, acoplada coincidente com um dos eixos de birrefringência da fibra, experimentará uma transferência da energia de um modo de polarização para o modo de polarização perpendicular. Isso corresponde ao gráfico com analisador cruzado em relação à polarização de entrada, representado pelos pontos na figura 18. A parcela de energia que é acoplada para o modo perpendicular é subtraída do modo de polarização acoplado na fibra e na saída o resultado para o analisador paralelo é representado pela curva tracejada.

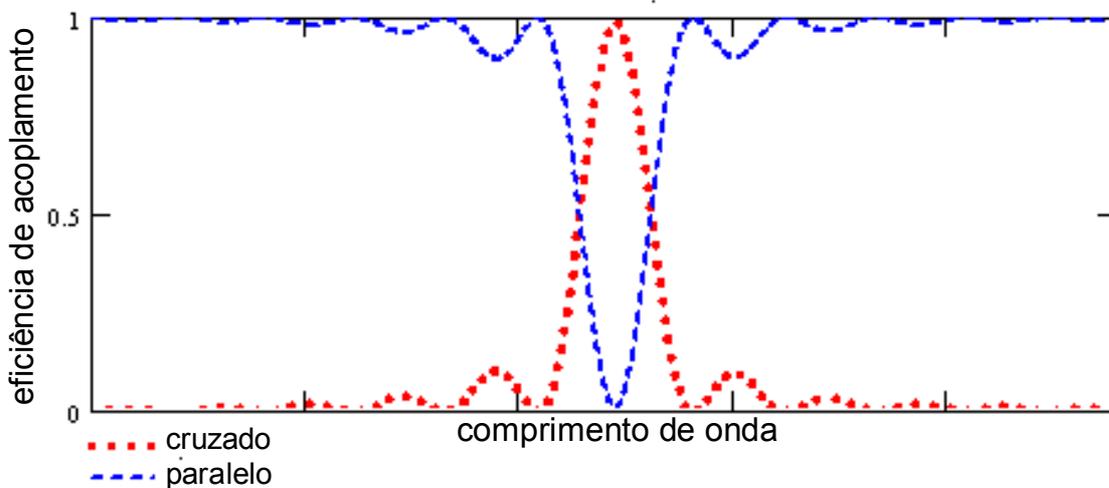
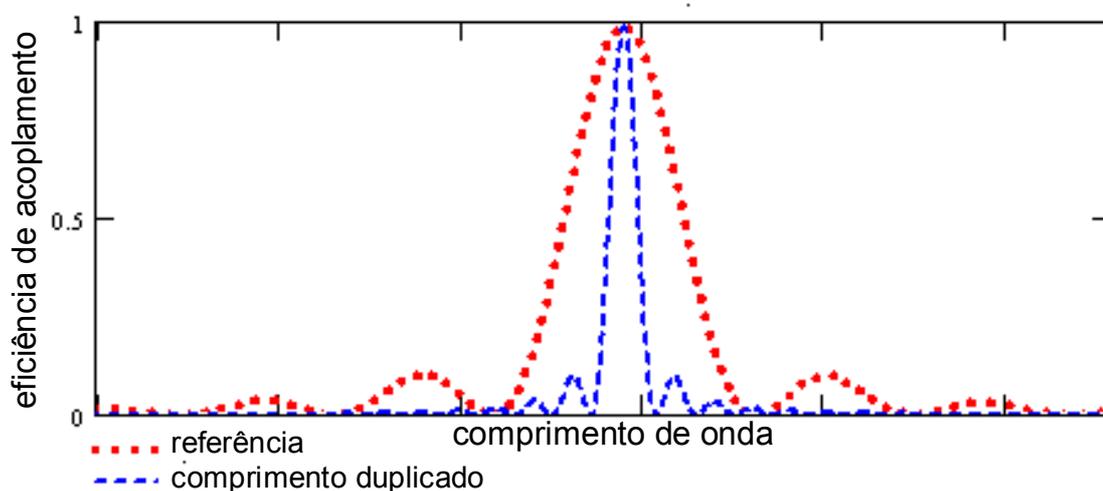


Figura 18 - Espectro de acoplamento para um acoplador de polarização

De acordo com as equações 3.3, 3.4 e 3.5 é possível realizar algumas simulações do comportamento do filtro para diferentes valores dos parâmetros envolvidos. Por exemplo, se houver uma baixa birrefringência fotoinduzida devido a características do processo de gravação, o giro do eixo por ponto será pequeno e serão necessários mais pontos de acoplamento até que se atinja os 100% de transferência de energia entre os modos no comprimento de onda ressonante. Como resultado, devido a maior quantidade de pontos de acoplamento a banda do acoplador será mais estreita. Por outro lado, se a birrefringência induzida for alta, serão necessários poucos períodos de acoplamento para se atingir 100% de transferência de energia entre os modos de polarização. Isso resulta em uma banda de acoplamento mais larga. Este comportamento é ilustrado na figura 19 onde uma redução para a metade na amplitude da birrefringência induzida requer que o número de pontos de acoplamento dobre para que se obtenha a mesma eficiência de acoplamento no comprimento de onda de ressonância. Na figura a referência é representada por pontos e o dispositivo com birrefringência reduzida pela metade e comprimento dobrado é representado pela curva tracejada.

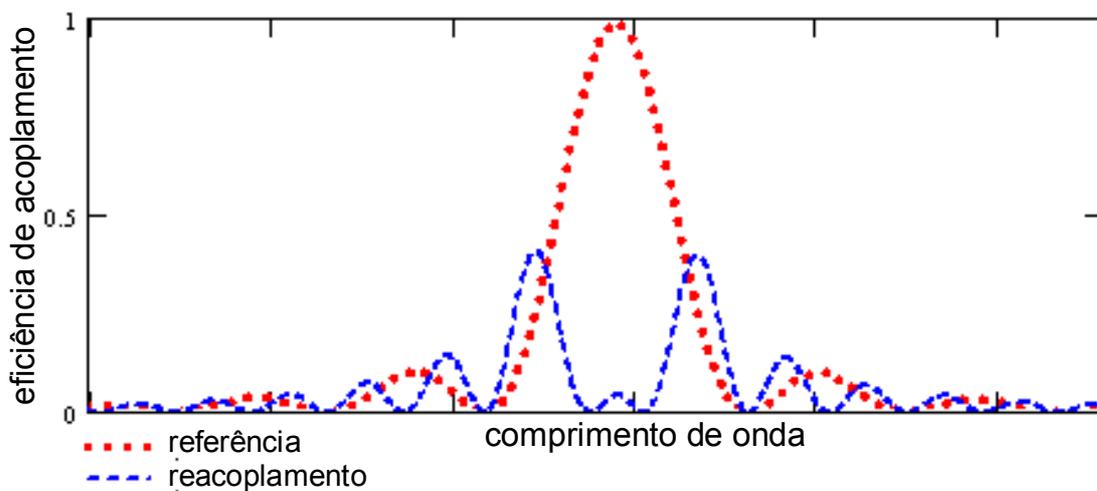


*Figura 19 - Espectro de acoplamento para diferentes parâmetros do filtro*

Resumindo, para se alterar os parâmetros do filtro pode-se atuar sobre dois parâmetros em relação à birrefringência intrínseca: a magnitude da birrefringência induzida e o número de pontos de acoplamento. O número de pontos de acoplamento está ligado diretamente ao comprimento do dispositivo e ao

comprimento de batimento na ressonância, o qual também é função da birrefringência intrínseca.

Caso o número de pontos de acoplamento seja muito grande, pode ocorrer de a energia acoplada para o modo de polarização perpendicular ser re-acoplada para o modo original. A figura 20 ilustra este comportamento. Nela, a curva representada por pontos é a referência e a curva representada por traços corresponde a condição de re-acoplamento.



*Figura 20 - Espectro de acoplamento para mais de 100% de transferência de energia*

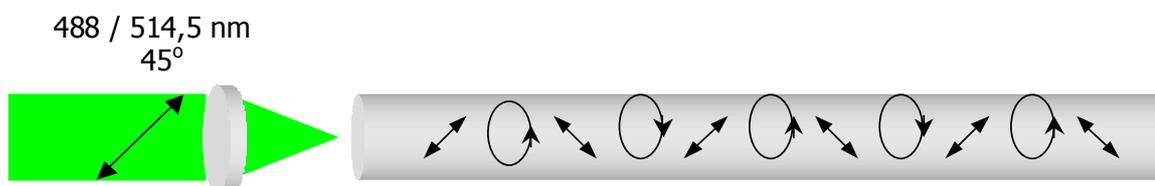
Existe outra maneira de se alterar o comportamento do filtro em função dos parâmetros de escrita. Mantendo o número de pontos de acoplamento e a magnitude da birrefringência induzida pode-se alterar o ângulo da mesma em relação à birrefringência intrínseca. Neste caso, para ângulos diferentes de  $45^\circ$  em relação ao eixo da fibra, tem-se uma diminuição na alteração da birrefringência por ponto de acoplamento.

### 3.3.1 Gravação Interna

Nesta técnica a variação periódica do índice de refração e da orientação da birrefringência é induzida ópticamente pela interação das duas componentes de polarização ortogonal do modo fundamental. A radiação de gravação utilizada, que

pode ser proveniente de um laser de  $\text{Ar}^+$  (488 ou 514,4 nm) ou de um Nd:YAG dobrado (532 nm), altera de forma permanente o índice de refração.

O padrão de modulação da birrefringência usado para a gravação é o próprio batimento modal conforme descrito na seção 2.3.1. A orientação da birrefringência induzida é paralela à polarização da radiação, ou seja, forma  $+45^\circ$  e  $-45^\circ$  em relação ao o eixo de birrefringência da fibra a cada semi-período do comprimento de batimento conforme mostra a figura 11 apresentada na seção 2.3.1, página 25. Neste caso é importante assegurar que os modos ortogonalmente polarizados sejam igualmente excitados a fim de que a mudança no eixo da birrefringência seja maximizada. A figura 21 ilustra o processo, as setas dentro da fibra indicam o SOP. Pontos onde o SOP é circular não sofrem mudança na birrefringência.



*Figura 21 - Gravação interna*

### 3.3.2 Gravação Externa

Apesar de os primeiros experimentos de gravação de dispositivos intrínsecos terem utilizado a gravação interna, a mesma tem a grande limitação de fazer com que o comprimento de onda ressonante seja o mesmo da gravação. A descoberta da possibilidade de gravar dispositivos externamente utilizando-se um laser UV, empregada inicialmente para a gravação de redes de Bragg, permitiu que os dispositivos tivessem sua gama de aplicabilidade ampliada principalmente pela possibilidade de serem, desde então, produzidos com ressonâncias em comprimentos de onda utilizados em telecomunicações, a saber nas janelas de 1,3  $\mu\text{m}$  e 1,55  $\mu\text{m}$  bastando para isso ajustar a distância entre os pontos de gravação de modo a coincidir com o comprimento de batimento para a radiação em que se deseja operar, dada a birrefringência intrínseca da fibra.

A técnica consiste em induzir a birrefringência periódica ponto-a-ponto através da fotoexposição lateral de radiação linearmente polarizada e formando  $45^\circ$  com o eixo de birrefringência da fibra. A figura 22 mostra um diagrama da técnica de

gravação externa. Para cada ponto de gravação a fibra é deslocada de uma distância correspondente à periodicidade  $\Lambda$  desejada do dispositivo, a qual corresponde ao comprimento de batimento para o comprimento de onda de operação.

Na primeira gravação deste tipo realizada por HILL [10] a polarização em todos os pontos tinha a mesma orientação. Em 1995 PSAILA [49] desenvolveu uma técnica de dupla passagem que recria a orientação alternada ( $+45^\circ$  e  $-45^\circ$ ) em relação ao eixo da fibra que ocorre na gravação interna. Isso é feito realizando uma dupla passagem de exposição ponto-a-ponto. Desta forma é possível se obter um acoplador com banda mais larga já que são necessários menos pontos de acoplamento para se chegar aos 100% de conversão de energia entre os modos.

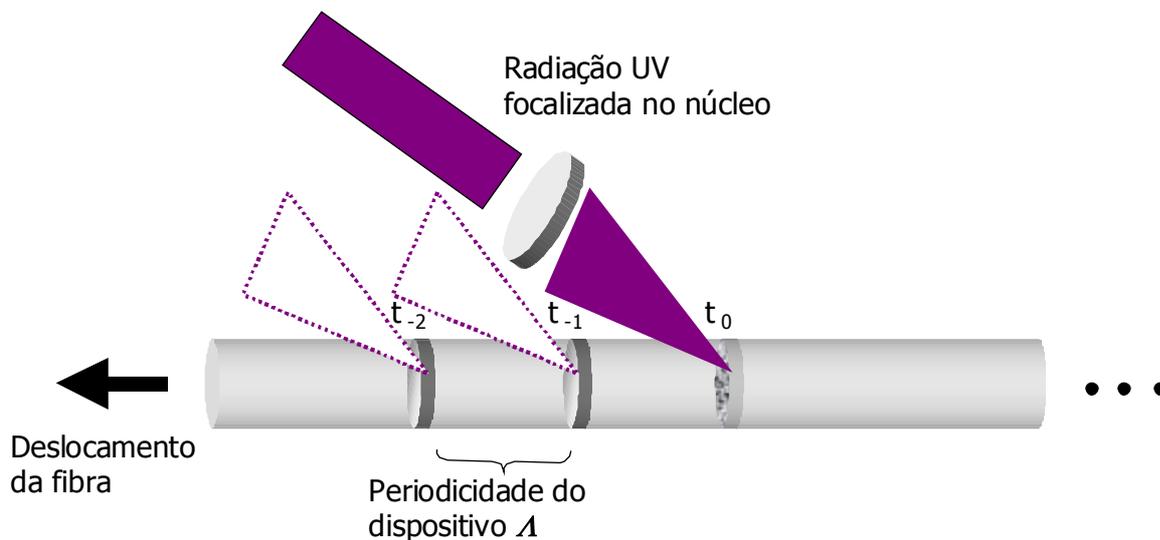


Figura 22 - Gravação externa

Outra possibilidade é a utilização de fibras padrão de telecomunicação, sem a característica Hi-Bi. O processo foi descrito em 1992 por JOHNSON, HILL *et al.* [22]. Neste caso seria usada a técnica ponto-a-ponto e a fibra seria enrolada após a gravação para gerar a birrefringência intrínseca através da tensão gerada pelo raio de curvatura de acordo com equação 2.45 (página 28):

$$B_F = \delta \cdot \left( \frac{r}{R} \right)^2 \quad (2.45)$$

Além da facilidade de se obter a fibra, outra grande vantagem desta abordagem é que não há a ocorrência de um eixo preferencial para a indução da birrefringência devido à orientação da tensão, como foi constatado por BARDAL *et al.* [42].

A construção de acopladores de polarização tem avançado com a possibilidade apresentada por PSAILA *et al.* [50] de se construir super-estruturas com múltiplas ressonâncias através da alteração do espaçamento entre os pontos de acoplamento porém mantendo a periodicidade, isto é, alterando o ciclo de alteração do índice de 1/2 para 1/3 ou 1/6. Acopladores com muitas ressonâncias podem ser utilizados em multiplexação por divisão de comprimento de onda (WDM) em fibras mantenedoras de polarização. Por serem filtros passa-faixa e não corta-faixa como é o caso das redes de Bragg, não é necessário usar circuladores que introduzem uma perda de 3 dB ao sistema.

### 3.3.3 Dependência da ressonância com a temperatura

A dependência com a temperatura da birrefringência está relacionada ao processo construtivo da fibra. Resultados diferentes foram obtidos por ZHANG e LIT [51] e TSAI [52]. A seguir é feita uma análise do mecanismo por trás da variação da ressonância dos acopladores de polarização, e a partir dela pode-se levantar algumas considerações para o comportamento em função da temperatura para os acopladores gravados em fibras com birrefringências de diferentes origens: tensão induzida e forma.

O acoplamento da energia entre dois modos de polarização ortogonais é máximo para um dado comprimento de onda ( $\lambda_{RF}$ ) para o qual o comprimento de batimento ( $L_B$ ), originado devido a birrefringência linear da fibra, é ressonante com a estrutura birrefringente no núcleo de periodicidade  $\Lambda_{RF}$ , isto é:

$$L_B = \Lambda_{RF} \quad (3.6)$$

Levando em conta a equação 2.34:

$$L_B = \frac{\lambda}{B_F} \quad (2.34)$$

Esta estrutura periódica pode ter sido gerada tanto por agentes externos [46] como através de fotoexposição [5]. Usando fotoexposição, a gravação pode ser feita tanto internamente quanto externamente como abordado nas seções 3.3.1 e 3.3.2.

A temperatura altera propriedades da fibra ótica. Dentre estas, estão a birrefringência e a própria periodicidade do acoplador. Primeiramente, se a birrefringência da fibra varia de  $B$  para  $B'$ , o comprimento de batimento varia e a ressonância se dá em outro comprimento de onda ( $\lambda_{RF}'$ ) e vale a relação:

$$\lambda_{RF}' = B' \cdot \Lambda_{RF} \quad (3.7)$$

Portanto, a dependência do comprimento de onda ressonante em função da temperatura ( $\partial\lambda_{RF}/\partial T$ ) é proporcional à variação da birrefringência em função da temperatura ( $\partial B/\partial T$ ):

$$\partial\lambda_{RF}/\partial T = \partial B/\partial T \cdot \Lambda_{RF} \quad (3.8)$$

No segundo caso, se uma dada fibra gravada sofrer uma expansão térmica, a periodicidade do acoplador  $\Lambda_{RF}$  deve aumentar para  $\Lambda_{RF}'$ . Conseqüentemente o comprimento de onda de ressonância ( $\lambda_{RF}$ ) para o qual o comprimento de batimento é igual a periodicidade do RF também deve aumentar, pois neste caso não se considera alteração na birrefringência. Novamente a equação 2.34:

$$L_B = \frac{\lambda}{B_F} \quad (2.34)$$

Então:

$$\lambda_{RF}' = B \cdot \Lambda_{RF}' \quad (3.9)$$

Ou seja, a sintonia do filtro, que corresponde à variação do comprimento de onda ressonante  $\lambda_{RF}$ , pode ocorrer em função de dois fenômenos:

- variação da birrefringência em função da temperatura através do efeito termo-ótico ( $\partial B/\partial T$ ).
- variação da periodicidade do dispositivo na fibra através do efeito termo-elástico ( $\partial\Lambda_{RF}/\partial T$ ).

Equacionando a influência dos dois fatores simultaneamente tem-se:

$$\frac{\partial\lambda_{RF}}{\partial T} = B \cdot \frac{\partial\Lambda_{RF}}{\partial T} + \Lambda_{RF} \frac{\partial B}{\partial T} \quad (3.10)$$

A seguir são apresentadas análises independentes dos dois efeitos.

- **Variação da Birrefringência em Função da Temperatura**

Para as fibras com birrefringência induzida por tensão mecânica a birrefringência surge da diferença dos coeficientes de expansão térmica do material que constitui a casca e do material que constitui a estrutura que gera a tensão. Esta estrutura é assimétrica em relação ao núcleo (Panda, Bow-Tie, casca elíptica). A variação de temperatura altera estas tensões internas, alterando a birrefringência.

No caso especial da fibra de núcleo elíptico, o principal fator que origina a birrefringência é a assimetria geométrica do núcleo. No entanto, devido às diferentes dopagens do núcleo e da casca, a tensão assimétrica também está presente, mas não é o efeito dominante. A birrefringência de uma fibra de núcleo elíptico é função também do quadrado diferença dos índices de refração do núcleo e da casca [1]:

$$\partial B/\partial T = f(\Delta n^2) \quad (3.11)$$

Como a temperatura não altera a elipticidade do núcleo, a birrefringência é alterada predominantemente devido à mudança dos índices de refração do núcleo e da casca. O valor do índice de refração é alterado através de dois processos [1]:

- com o aumento da temperatura o índice de refração aumenta devido ao deslocamento da borda da banda de absorção do UV para comprimentos de onda maiores;
- com a expansão do material a densidade diminui, diminuindo o índice de refração.

Para a sílica, que tem um pequeno coeficiente de expansão térmica ( $\alpha=0,55 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$ ), o decréscimo do índice é pequeno de tal modo que a dependência positiva do índice com a temperatura predomina, isto é, o índice de refração aumenta com o aumento da temperatura.

Por exemplo, o coeficiente termo-ótico da sílica dopada com germânio é  $8,6 \times 10^{-6}$ . Isto vale tanto para o núcleo quanto para a casca e ambos os índices de refração tem dependência positiva com a temperatura:

$$\partial n_1/\partial T > 0 \quad (3.12)$$

e

$$\partial n_2/\partial T > 0 \quad (3.13)$$

Mas o índice de refração do núcleo é maior que o da casca (  $n_1 > n_2$  ) e a diferença de índices é dada por:

$$\Delta n = n_1 - n_2 \quad (3.14)$$

Devido às diferentes dopagens da núcleo e da casca, as dependências em temperatura são diferentes, sendo a da casca maior que a do núcleo [1]:

$$\partial n_2 / \partial T > \partial n_1 / \partial T \quad (3.15)$$

Logo, a dependência em temperatura da diferença de índices é negativa:

$$\partial(\Delta n) / \partial T < 0 \quad (3.16)$$

Portanto:

$$\partial B / \partial T = f(\Delta n^2) < 0 \quad (3.17)$$

e

$$\partial \lambda_{RF} / \partial T < 0 \quad (3.18)$$

Isto é, o comprimento de onda ressonante diminui com o aumento da temperatura devido à alteração da birrefringência.

- **Variação da Periodicidade do RF Através do Efeito Termo-Elastico**

A mudança de periodicidade do RF surge pela dilatação térmica da fibra como um todo; mas este efeito pode ser desprezado para sílica se comparado à variação da birrefringência em função da temperatura devido ao efeito termo-ótico. Como a definição do coeficiente de expansão térmica é dado por:

$$\alpha = 1/L \cdot \partial L / \partial T \quad (3.19)$$

pode-se expressar a dependência da periodicidade da seguinte forma:

$$\partial \Lambda_{RF} / \partial T = \Lambda_{RF} \cdot \alpha \quad (3.20)$$

Além disso, levando em conta a dilatação térmica, o acoplamento passaria a ocorrer para comprimentos de onda maiores para uma temperatura maior, como descrito anteriormente. Como a sensibilidade medida dos acopladores de polarização com a temperatura apresenta um coeficiente angular negativo, ou seja, o comprimento de onda do acoplamento diminui com a temperatura, conclui-se que

a expansão térmica não é o efeito mais importante a ser levado em conta no processo de sintonia do filtro. Supõe-se que a sintonia do acoplador com a temperatura dependa muito mais da natureza da birrefringência da fibra, do que de efeitos de expansão térmica.

Para a fibra de núcleo elíptico, portanto, a temperatura atua predominantemente sobre o índice de refração, via coeficiente termo-ótico. Sendo que esta não é a principal causa da birrefringência, a fibra de núcleo elíptico é menos sensível à temperatura que a fibra com birrefringência induzida por tensão mecânica.

### • Exemplo Numérico

Para tornar mais claros argumentos apresentados na seção anterior são realizados a seguir cálculos numéricos com valores típicos para os efeitos de alteração do comprimento de onda ressonante. Os valores usados não correspondem aos sensores obtidos visto que *a priori* não se conhece a proporção com que os dois efeitos contribuem para a variação do comprimento de onda ressonante.

Considerando os dados relacionados a seguir:

- birrefringência para uma fibra Hi-Bi,  $B = 4 \cdot 10^{-4}$  ;
- periodicidade do acoplador  $\Lambda_{RF} = 2 \text{ mm}$  ;
- dependência em temperatura da birrefringência:  $\partial B / \partial T = - 2 \cdot 10^{-7} / ^\circ\text{C}$
- coeficiente de dilatação térmica para a Sílica:  $\alpha = 5 \cdot 10^{-7} / ^\circ\text{C}$

e usando a equação 3.20 na equação 3.10 obtém-se:

$$\frac{\partial \lambda_{RF}}{\partial T} = \Lambda_{RF} \left( B \cdot \alpha + \frac{\partial B}{\partial T} \right) \quad (3.21)$$

Aplicando os valores numéricos:

$$\frac{\partial \lambda_{RF}}{\partial T} = \Lambda_{RF} \cdot (4 \cdot 10^{-4} \cdot 5 \cdot 10^{-7} - 2 \cdot 10^{-7}) = \Lambda_{RF} \cdot (2 \cdot 10^{-10} - 2 \cdot 10^{-7})$$

Isso significa que a contribuição da alteração da birrefringência é três ordens de grandeza maior que a contribuição do efeito termo-elástico. Ou seja, a sintonia do filtro se dá fundamentalmente em termos da mudança da birrefringência. A

periodicidade espacial da estrutura birrefringente gravada no núcleo ( $A_{RF}$ ) praticamente não se altera, podendo-se desconsiderá-la:  $\partial A_{RF}/\partial T \approx 0$ .

Encontram-se na literatura valores comparativos para a dependência da birrefringência com a temperatura das fibras para fibras Hi-Bi de diferentes tipos. KANELLOPOULOS *et al.* [53] apresentam valores para a dependência da birrefringência com a temperatura de  $\partial B/\partial T = -0,57 \cdot 10^{-7} / ^\circ\text{C}$  para a fibra de núcleo elíptico e  $\partial B/\partial T = -4 \cdot 10^{-7} / ^\circ\text{C}$  para a fibra com birrefringência induzida por tensão mecânica.

ZHANG e LIT [51] apresentaram os seguintes valores para a dependência da diferença de fase entre os dois modos fundamentais para uma distância  $L=10$  cm e comprimento de onda  $\lambda=633$  nm:  $\partial \Delta\phi/\partial T = 7,35$  rad/m. $^\circ\text{C}$  para a fibra com birrefringência induzida por tensão mecânica e  $\partial \Delta\phi/\partial T = 1,1$  rad/m. $^\circ\text{C}$  para a fibra de núcleo elíptico. A diferença de fase acumulada é função direta da birrefringência  $B$ , da distância percorrida, equivalente ao comprimento da fibra  $L$  e do comprimento de onda de operação  $\lambda$ :

$$\Delta\phi = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda \cdot B \cdot L} \quad (3.22)$$

A partir daí pode-se obter a variação da birrefringência em função da temperatura de modo a comparar com os valores apresentados por KANELLOPOULOS *et al.* [53]. Este cálculo pode ser feito através de:

$$\frac{\partial B}{\partial T} = \frac{\lambda}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{\partial(\Delta\phi)}{\partial T} \quad (3.23)$$

O fator  $L$  não entra no cálculo pois a variação da diferença de fase já é dada por unidade de comprimento. Portanto tem-se:  $\partial B/\partial T = 1,11 \cdot 10^{-7} / ^\circ\text{C}$  para a fibra de núcleo elíptico e  $\partial B/\partial T = 7.62 \cdot 10^{-7} / ^\circ\text{C}$  para a fibra com birrefringência induzida por tensão mecânica.

Como a birrefringência é função de características construtivas da fibra, sua dependência em temperatura também o é. Fibras com birrefringência induzida por tensão mecânica podem ter diferentes distribuições de tensão interna para diferentes geometrias e composições da estrutura responsável pela tensão. Em

fibras de núcleo elíptico, como descrito anteriormente, a dependência em temperatura da birrefringência é função do comportamento diferenciado do índice de refração do núcleo e da casca em função da temperatura. Estes comportamentos são diferentes em função da dopagem utilizada para núcleo e casca. Ou seja, cada fibra tem os seus coeficientes característicos para a dependência em temperatura da birrefringência.

Com base no comportamento descrito para a fibra de núcleo elíptico poderia concluir-se que devido a origem de sua birrefringência este tipo de fibra serviria apenas como sensor de temperatura e tensão mecânica longitudinal ou radial não uniforme. No caso da tensão longitudinal, a perturbação atuaria principalmente sobre a periodicidade da estrutura do dispositivo e no caso da radial atuaria diretamente sobre a birrefringência. Entretanto KAUL [17] demonstra a utilização de um RF para medição de pressão hidrostática. Em primeira análise este tipo de grandeza não alteraria a birrefringência como descrito anteriormente pois a elipticidade não seria alterada devido à uniformidade da pressão. A periodicidade do filtro também não seria alterada pois a pressão hidrostática é aplicada transversalmente. A sensibilidade surge, neste caso, da diferença nas propriedades elásticas do núcleo e da casca, função das diferentes dopagens. Apesar da pressão externa ser isotrópica, a assimetria na forma do núcleo, associada às diferenças elásticas, gera respostas diferentes em direções radiais diferentes, alterando a birrefringência da fibra devido à tensão assimétrica aplicada ao núcleo.



# 4 Experimentos

Neste capítulo serão descritos os procedimentos experimentais empregados para a produção dos acopladores de polarização. Foram utilizados dois tipos de fibra ótica, as quais serão descritas ressaltando seus principais parâmetros de acordo com o exposto na seção 2.4. Uma caracterização destas fibras quanto à magnitude da birrefringência e sua orientação é feita antes da gravação. São apresentados, também, diagramas das montagens bem como das ferramentas desenvolvidas para auxiliar na execução dos experimentos. Em seguida são abordados os procedimentos práticos para gravação e caracterização dos acopladores. Todos os procedimentos aqui descritos foram executados em ordem para cada fibra individualmente. A fim de tornar a abordagem mais clara, cada etapa é descrita para ambas as fibras. Isto não significa que os experimentos foram feitos de modo concomitante para as duas fibras.

Após a produção dos dispositivos, experimentos foram feitos demonstrando a possibilidade de utilizá-los como sensores de temperatura. Conclusões e comentários a respeito dos resultados obtidos serão apresentados na seção 1, referente à análise dos resultados obtidos.

## 4.1 O Contexto do Laboratório de Laser do CEFET-PR

O Laboratório de Laser do Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná trabalha em conjunto com o Laboratório de Ótica e Optoeletrônica da mesma instituição. Ambos atuam na área de pesquisa de sistemas óticos, sendo que o primeiro está mais ligado a sistemas de telecomunicações e medição a fibras óticas enquanto que o segundo concentra-se nas áreas de caracterização de fibras e fabricação de dispositivos intrínsecos.

No Laboratório de Laser estão disponíveis uma bancada com isolamento pneumático de vibrações (Newport PL-2000) e componentes óticos variados para execução de experimentos na área de ótica. Entre eles pode-se citar: lentes com respectivos suportes com ajustes micrométricos, lâminas polarizadoras dicróicas para a região visível do espectro (os mesmos utilizados em câmeras fotográficas também conhecidos pelo nome comercial de *Polaroid*), monocromador modelo 9050

fabricado pela ScienceTech, sensores, medidor de potência ótica, filtros e lâminas de onda. A bancada mecanicamente isolada torna-se importante durante as gravações de dispositivos fotorrefrativos por permitir que a montagem esteja imune a vibrações que poderiam borrar a exposição.

O sistema de aquisição utilizado foi desenvolvido no próprio laboratório de Laser e o elemento chave é um amplificador *Lock-In* modelo SR830 fabricado pela Stanford Research Systems. Este sistema será descrito em mais detalhes na seção 4.2.1

O Laboratório de laser conta ainda com um Laser de  $Ar^+$  sintonizável (Innova 70, fabricado pela Coherent). As linhas de maior rendimento e, conseqüentemente onde se obtém as maiores potências são 488 nm e 514 nm fornecendo respectivamente 0,7 W e 0,8 W contínuo (CW) .

## 4.2 Ferramentas de Medição Desenvolvidas

Além do sistema automático para caracterização ótica de materiais disponível no Laboratório de Laser [54], foi desenvolvido no âmbito da presente dissertação de mestrado um módulo adicional para a medição e controle do estado de polarização (SOP). Ambos serão descritos a seguir.

### 4.2.1 Sistema de Caracterização Ótica de Materiais

O sistema de caracterização ótica disponível no Laboratório de Laser, também chamado de sistema de aquisição, é formado pelos seguintes componentes: monocromador, amplificador *Lock-In*, estágio translacionador, sensores e um microcomputador pessoal (PC). A figura 23 mostra um diagrama em blocos do sistema atual, já com a incorporação do módulo de medição e controle do SOP. Inicialmente o controlador do motor de passo tinha apenas um canal e controlava somente o translacionador. As intensidades de radiação  $I(\lambda)$ ,  $I(\theta)$  e  $I(r)$  são função do comprimento de onda, do ângulo de polarizadores e da posição de algum componente do banco ótico.

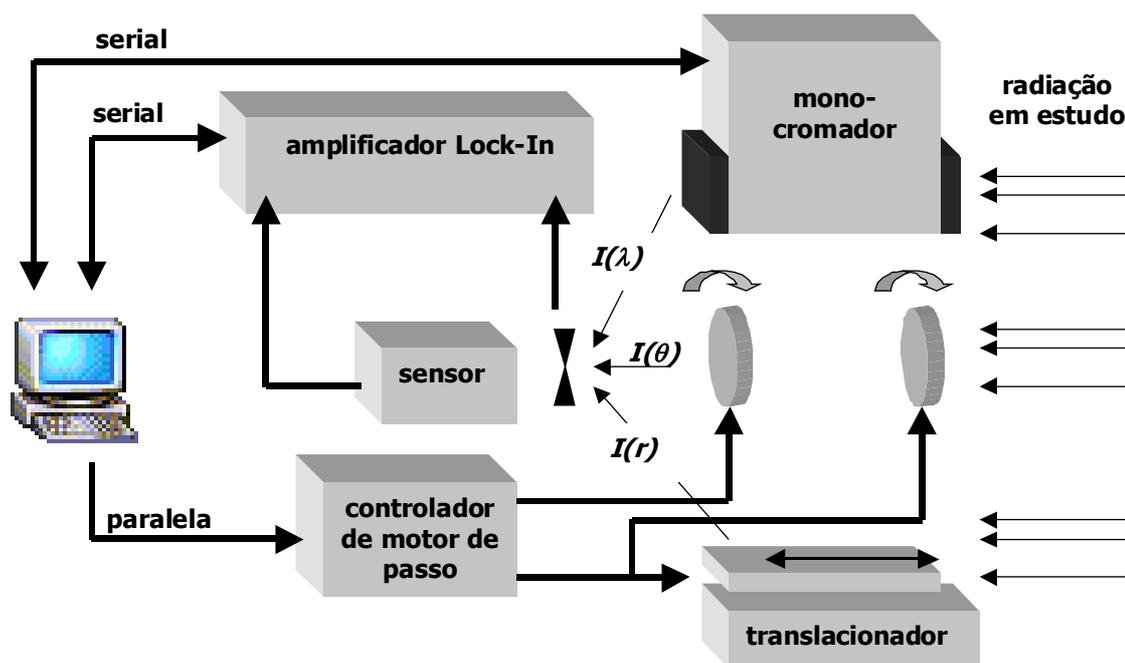


Figura 23 - Diagrama em blocos do sistema de aquisição

Como o mesmo é uma ferramenta genérica para o estudo de materiais, é adotada uma concepção bastante geral para a aquisição, utilizando o conceito de variáveis dependentes e independentes, comum a qualquer análise de um processo físico.

Como variáveis independentes pode-se ter:

- comprimentos de onda: selecionados pelo monocrômador equipado com duas redes de difração com faixas de operação entre 300 nm e 900 nm, e entre 800 nm e 2,3  $\mu\text{m}$ . Os comandos para seleção de um dado comprimento de onda são enviados por meio de uma interface serial do PC para o microcontrolador, que comanda um motor de passo acoplado à rede de difração. O programa calcula a resolução espectral obtida, levando em conta a largura das fendas de entrada e saída do monocrômador e os parâmetros das redes de difração. Para as redes de difração utilizadas a resolução máxima em comprimento de onda é de 0,2 nm.
- deslocamentos lineares: medidas em função da posição do translacionador que utiliza um parafuso micrométrico marca Mitutoyo com faixa útil de deslocamento de 50 mm e resolução de 0,01 mm. O parafuso micrométrico é acoplado a uma base deslizante e a um motor de passo responsável pelo seu movimento. O controle do motor de passo é feito através da porta paralela do PC.

- tempo: medição periódica das variáveis dependentes, limitada a um intervalo de tempo mínimo de 0,5 s entre as medidas.
- aquisições disparáveis: uma leitura é feita a cada pressionamento de uma tecla. Este recurso é útil quando a variação do parâmetro independente necessita ser feita manualmente.

As variáveis dependentes são os valores das grandezas físicas a ser medidas durante o experimento. Após serem convertidos em uma tensão DC pelos transdutores, sensores óticos no caso de radiação, os valores são digitalizados pelo amplificador *Lock-In* e transferidos para o PC através de uma interface serial. O *Lock-In* é utilizado para medir um sinal de baixa intensidade na mesma frequência e fase do sinal de referência. O obturador (*chopper*) usado para modular a radiação é o modelo SR540 fabricado pela Stanford Research Systems (SRS) e pode operar na faixa de 4 Hz a 4 kHz.

Para os experimentos realizados foi utilizada uma válvula fotomultiplicadora Hamamatsu modelo R647-05 (0,3 a 0,65  $\mu\text{m}$ ) a qual tem uma maior sensibilidade na região espectral de interesse. Estão disponíveis também sensores de semicondutor OPT101 da Burr-Brown (0,3 a 1,1  $\mu\text{m}$ ) e BGE37285 da Thorlabs (0,8 a 1,7  $\mu\text{m}$ ).

A partir dos parâmetros da aquisição definidos pelo usuário, o programa é responsável pela obtenção, processamento, apresentação na tela, e armazenamento dos dados. Um ciclo de aquisição pode ser dividido em: definição das variáveis independentes, definição das variáveis dependentes, ajuste do sinal, definição do arquivo de saída, entrada dos parâmetros da aquisição, ciclo de aquisição, e armazenamento de dados e parâmetros no arquivo.

#### **4.2.2 Medidor e Controlador do Estado de Polarização**

Como os experimentos realizados estão relacionados ao acoplamento de modos de polarização, o controle e medição do estado de polarização da radiação é uma tarefa realizada com grande frequência. Para verificar o estado de polarização de uma fonte de radiação o processo de medir a intensidade que é transmitida por um polarizador em função de seu ângulo de rotação é demorado e sujeito a erros. Inicialmente o controle era feito através de um polarizador acoplado a um rotacionador manual, porém a atuação para ajustar o estado de polarização

realizada com certa frequência perturba o alinhamento do sistema ótico de maneira aleatória.

A fim de facilitar a realização das medidas, foi desenvolvido um rotacionador automático para os polarizadores e, de modo a reduzir a interferência tanto sobre o controle do SOP quanto sobre a medição, foi implementado um controle de dois canais [55].

O equipamento desenvolvido é composto por dois polarizadores lineares da Shiro Photo Company, vendidos para serem utilizados em câmeras fotográficas, montados em uma plataforma vertical rotatória, cada qual podendo ser controlado independentemente por um motor de 200 passos por revolução, 4 fases e corrente de 85 mA por fase. Os motores são acoplados aos polarizadores por meio de coroas dentadas torneadas em polietileno, e com a razão mecânica utilizada de  $1\frac{1}{2}$ , uma resolução angular de  $1,2^\circ$  por passo foi conseguida. A figura 24 mostra uma fotografia de um dos módulos mecânicos.



*Figura 24- Controle automático do polarizador*

Um circuito adicional é responsável por realizar o controle dos dois motores de passo a partir de sinais da porta paralela de um microcomputador PC. A figura 25 mostra o diagrama esquemático do circuito desenvolvido para geração da seqüência de fases dos motores. Dois sinais controlam cada um dos contadores bidirecionais,

implementados através com o circuito integrado 4029, um deles gera o pulso de contagem e o outro define o sentido (incremento ou decremento). Os dois bits menos significativos dos contadores são aplicados a decodificadores, implementados pelas portas NAND e NOT (4069 e 4061). O decodificadores geram a seqüência que aciona as fases do motores através de transistores que suportam a corrente de pico de seus enrolamentos. Deste modo, os motores trabalham no modo passo pleno. O programa desenvolvido integra o sistema de aquisição do Laboratório de Laser.

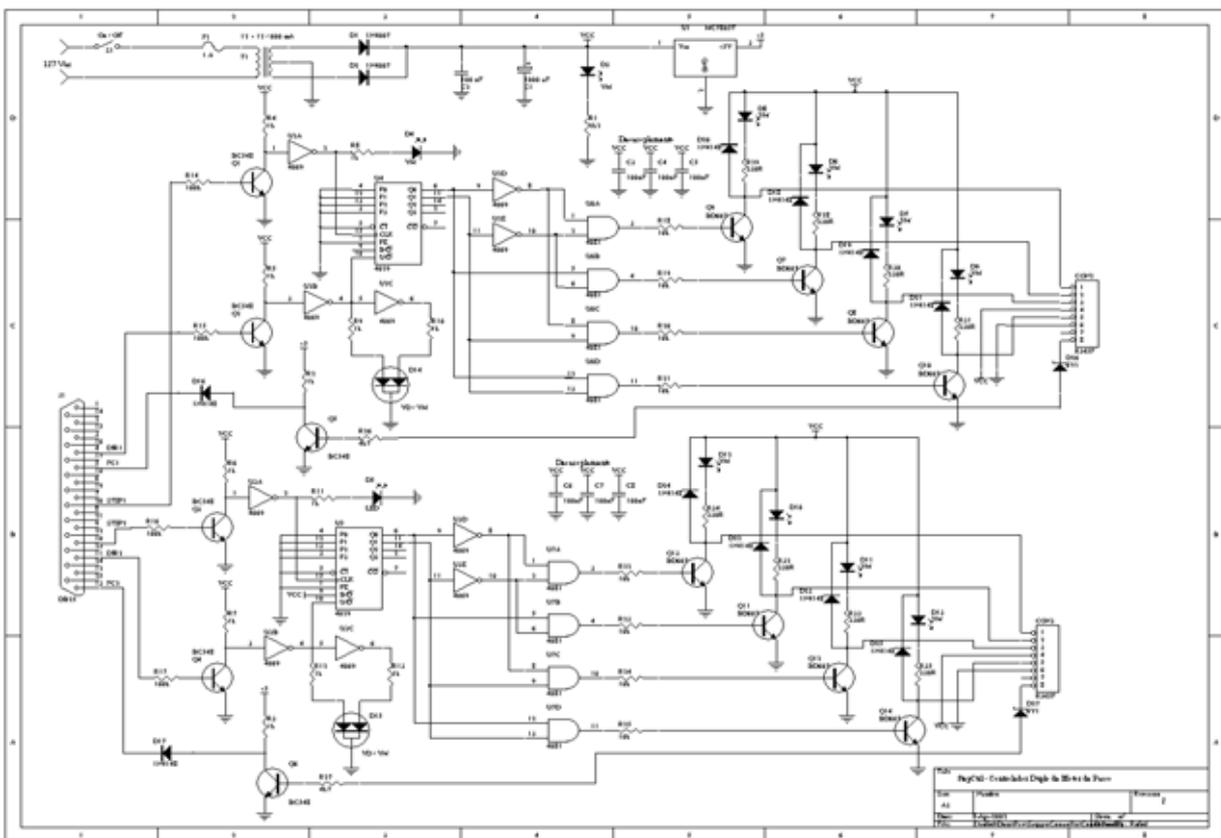


Figura 25 - Diagrama esquemático do circuito de controle dos motores de passo

### 4.3 Fibras Utilizadas

Inicialmente cabe ressaltar que as fibras utilizadas nos experimentos foram escolhidas, mais por uma questão de disponibilidade no mercado do que pelos parâmetros ideais para a realização dos experimentos. Os parâmetros de cada fibra são discutidos na seção 2.4, onde é feita uma descrição dos principais tipos de fibras Hi-Bi.

Em aplicações onde o intuito é manter a polarização apenas, quanto maior a magnitude da birrefringência melhor. Por esse motivo as fibras Hi-Bi encontradas comercialmente são todas com birrefringência induzida por tensão mecânica (Panda, Bow-Tie e casca elíptica) e o valor da birrefringência não é fornecido. A razão para isso é o fato de que com elas se consegue birrefringências maiores a um custo de produção menor para aplicações sensíveis ao estado de polarização, principal mercado para este tipo de fibra. A tabela 1 apresenta uma comparação entre as fibras utilizadas.

Pelo motivo apresentado, a fibra de núcleo elíptico foi fornecida pelo *Australian Photonics Cooperative Research Center* para fins de pesquisa. A fabricação e as medidas de comprimento de onda de corte e geometria foram realizadas no Centro de Tecnologia em Fibras Óticas (OFTC), membro do *Australian Photonics CRC*. Esta fibra tem um núcleo que contém germânio como dopante e alumínio como co-dopante. No caso da fibra Bow-Tie WF71, o fabricante não informa a concentração e composição do dopante sob o argumento de sigilo industrial. Sabe-se apenas que a mesma contém germânio através de uma menção no manual, indicando que esta fibra em particular, operando em 488 nm, pode apresentar degradação para potências óticas já a partir de 20 mW, efeito este desejável para a fabricação de dispositivos fotorrefrativos. Para este comprimento de onda o fabricante recomenda, portanto, a utilização de fibras com núcleo de sílica pura.

*Tabela 1 - Fibras utilizadas nos experimentos*

	WF71	AD137
Fabricante	Wave Optics	OFTC
Tipo	Bow-Tie	Núcleo Elíptico
Comprimento de onda de operação mono-modo	488 nm	750 nm
Diâmetro do núcleo	2,9 $\mu\text{m}$	4 x 2,4 $\mu\text{m}$
Abertura Numérica	0,11	0,18

#### 4.4 Medidas Iniciais

Antes de se efetuar a gravação do dispositivo propriamente dita, são necessários alguns procedimentos para garantir que seja possível verificar

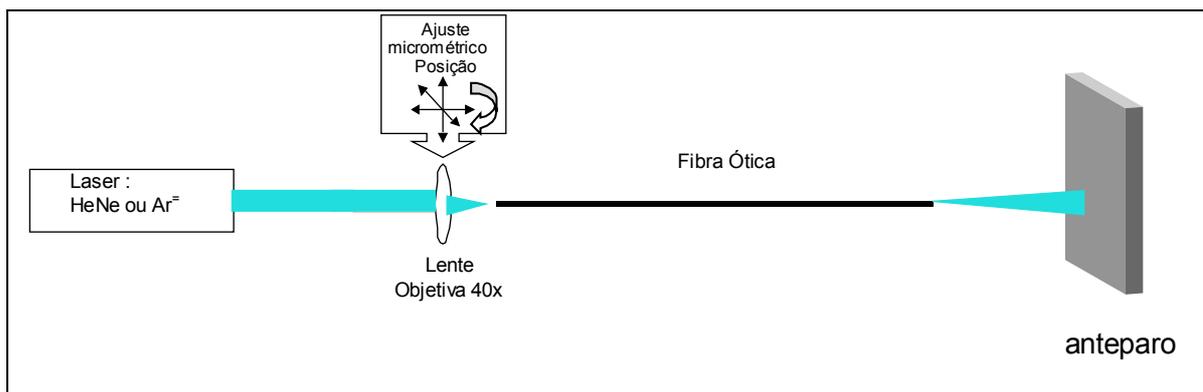
inequivocamente a formação do acoplador. O primeiro deles é a verificação da distribuição modal da fibra para o comprimento de onda de operação. Em seguida é identificada a orientação do eixo de birrefringência e estimada a magnitude da birrefringência intrínseca.

#### 4.4.1 Verificação da Distribuição Modal

Quando a luz é acoplada na fibra, diferentes modos são excitados dependendo das condições de acoplamento do feixe. De acordo com a teoria dos campos guiados, para um dado comprimento de onda de operação modos de ordem superior são rapidamente atenuados ao longo da fibra se este comprimento de onda estiver situado acima do corte. Outro ponto a ser considerado é o fato de que caso a abertura numérica da objetiva de acoplamento seja maior que a abertura numérica da fibra, para trechos pequenos de fibra, a maior proporção da energia acoplada estará presente no modo de mais alta ordem que permanece guiado, ou seja, o modo de ordem superior transporta a maior quantidade de energia que o modo fundamental [1]. O arranjo experimental utilizado para verificar a distribuição modal é mostrado na figura 26. A objetiva de 40x tem uma abertura numérica  $NA = 0,65$ , bem maior que os valores de NA para as fibras WF71 e AD137: 0,11 e 0,18 respectivamente. Para a objetiva de 40x, cuja distância focal é de 4,5 mm e considerando-se um diâmetro do feixe do laser de aproximadamente 2 mm, obtém-se um diâmetro mínimo do feixe no foco de 3  $\mu\text{m}$ . Dentre as objetivas disponíveis esta resultou na melhor eficiência de acoplamento. Apesar deste valor ser adequado para as fibras utilizadas que têm um diâmetro desta ordem de grandeza, devido à questão do casamento da abertura numérica, a máxima eficiência de acoplamento obtida foi de 45%.

A distribuição da intensidade de radiação no anteparo é definida pela soma da distribuição de intensidades dos modos guiados. A configuração do padrão de campo distante pode ser modelada, sendo que para fibras elípticas essa modelagem é tanto mais complexa conforme descrito na seção 2.2.2.

O procedimento adotado consiste em verificar o padrão de radiação formado no anteparo após o ajuste do acoplamento realizado através da movimentação da lente objetiva em 4 graus de liberdade. Além da posição  $x$ ,  $y$  no plano de incidência, é ajustada a distância focal (eixo  $z$ ) e o ângulo azimutal entre a fibra e a lente.



*Figura 26 - Montagem para verificação da distribuição modal*

De acordo com os dados para a fibra Bow-Tie, o comprimento de onda utilizado para a gravação é 488 nm para que seja possível empregar o método interno pelo processo de absorção de dois fótons como descrito na seção 3.3.1. Para esta fibra a distribuição modal verificada através do padrão de campo distante, levando-se em conta que o comprimento de onda está acima do comprimento de onda de corte para operação mono-modo, apresenta apenas os modos fundamentais  $eHE_{11}$  e  $oHE_{11}$  também denominados na literatura como  $LP_{01x}$  e  $LP_{01y}$ .

Para o caso da fibra AD137, como o comprimento de onda de corte está bem acima do comprimento de onda utilizado para gravação, a mesma opera num regime multi-modal. A distribuição será tanto mais complexa quanto mais baixo for o comprimento de onda de operação em relação ao corte. A fim de reduzir a complexidade dos dados a serem analisados, o comprimento de onda de gravação escolhido neste caso é 514,5 nm. Além deste fator, a escolha deste comprimento de onda tem como vantagem adicional o fato de que esta é uma das linhas de maior rendimento do laser, possibilitando o uso de potências mais elevadas para a gravação.

A verificação da distribuição modal foi feita utilizando-se além desta linha do laser Ar<sup>+</sup> outros comprimentos de onda conforme mostra a figura 27. Um outro fator que influencia a distribuição modal para um mesmo comprimento de onda é o ângulo e posição de incidência da radiação na entrada da fibra [56].

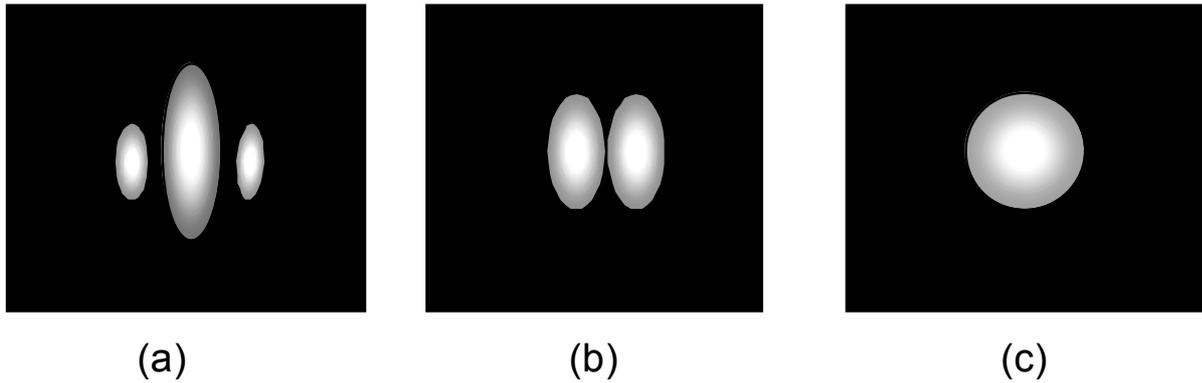
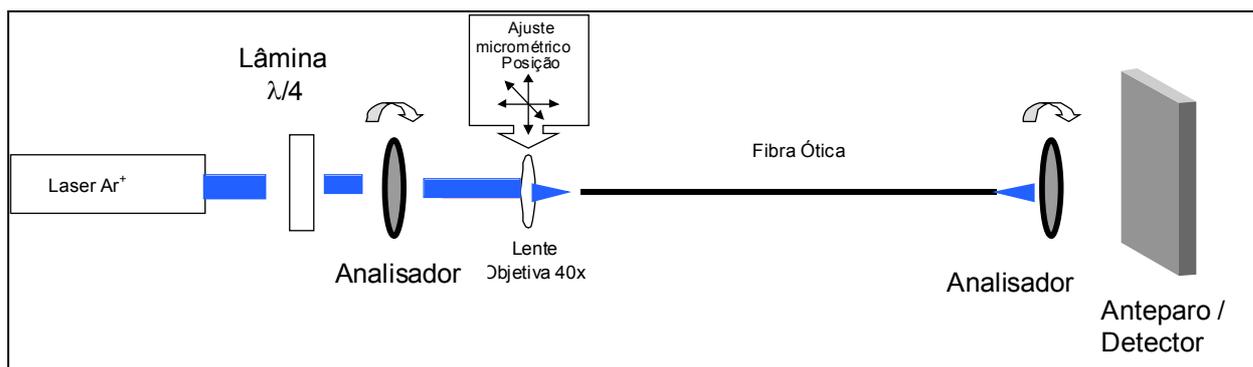


Figura 27 - Padrão de campo distante para a fibra AD137 operando em: (a) 488 nm (b) 514,5 nm (c) 632,8 nm

#### 4.4.2 Determinação do Eixo de Birrefringência da Fibra

A determinação do eixo de birrefringência da fibra foi realizada utilizando-se a montagem mostrada na figura 28. Para este procedimento foi empregado o mesmo comprimento de onda a ser utilizado na gravação do dispositivo (488 nm para a fibra Bow-Tie WF71 e 514,5 nm para a fibra de núcleo elíptico AD137). O método consiste em encontrar o ângulo da polarização linear de entrada para o qual apenas um modo de polarização é excitado. Para isso gira-se um polarizador colocado após uma lâmina de quarto de comprimento de onda ( $\lambda/4$ ). A função da lâmina  $\lambda/4$  é tornar a radiação do laser circularmente polarizada de modo que seja possível alterar o SOP na entrada da fibra com o auxílio do controlador de estado de polarização desenvolvido.

A condição de apenas um modo de polarização excitado é verificada para um dado ângulo de entrada girando-se o polarizador de saída, também chamado analisador, e observando se o estado de polarização é linear. Caso a radiação acoplada não esteja alinhada com um dos eixos de birrefringência, quando o analisador é girado não se consegue um zero de intensidade de radiação no anteparo pois o SOP na saída seria elíptico. Tal procedimento pôde ser automatizado através de um programa de controle do polarizador e analisador que monitora a amplitude do sinal lida após o analisador através de um medidor de potência ótica.



*Figura 28 - Montagem utilizada para determinação do eixo da fibra*

Uma vez encontrada uma posição angular do polarizador para a qual, girando-se o analisador, consegue-se uma ausência de sinal (o SOP de saída é linear e cruzado com o analisador), o eixo de polarização da radiação de entrada determinada pelo mesmo corresponde a um dos eixos de birrefringência da fibra. O outro eixo é, naturalmente, perpendicular a este. Após a determinação do eixo da fibra, as referências angulares do polarizador e do analisador são fixadas. A partir daí, estando a fibra também fixa sobre o suporte, pode-se sempre excitar um dos modos de polarização de maneira controlada. Deste ponto em diante a fibra é mantida fixa e todos os deslocamentos angulares do polarizador e do analisador são feitos através do sistema automático descrito na seção 4.2.2.

Um ponto importante a ser mencionado a respeito deste processo de determinação do eixo da fibra é o fato de que a polarização de saída pode ser linear mesmo que a polarização de entrada não coincida com um dos eixos da fibra. Isto ocorreria se, como descrito na seção 2.3.1, o comprimento da fibra fosse exatamente igual a um número inteiro de comprimentos de batimento para o comprimento de onda utilizado. Este comportamento pode ser verificado, e contornado, mantendo-se o ajuste angular e variando-se o comprimento de onda usado na medida. Outra forma de verificar a sua ocorrência é através do aquecimento da fibra, que pode ser realizado com a aproximação de um ferro de solda, por exemplo. Desta maneira com um pequeno aumento da birrefringência, devido à variação de temperatura, a defasagem entre os modos de polarização ortogonal varia e a situação pode ser evidenciada.

Em alguns experimentos reportados na literatura [1],[57],[58] são utilizadas fibras óticas Hi-Bi nas quais é possível identificar externamente o eixo da fibra

através de uma assimetria na capa, o que torna o processo muito mais rápido e confiável. Entretanto, este tipo de fibra não é encontrada comercialmente.

#### 4.4.3 Comprimento de Batimento

A maneira mais rápida e simples de se estimar a birrefringência linear de uma fibra é medir o seu comprimento de batimento. Conforme descrito na seção 2.3.1, os dois modos ortogonais de polarização são excitados acoplando-se radiação de comprimento de onda  $\lambda$  cujo SOP seja linear e esteja orientado a  $45^\circ$  com o eixo da fibra ou ainda radiação circularmente polarizada. Ao se observar a fibra lateralmente a um ângulo de  $45^\circ$  em relação ao eixo de birrefringência pode-se visualizar máximos e mínimos de espalhamento que correspondem a SOP linear ao longo da fibra. A birrefringência linear é inversamente proporcional ao comprimento de batimento e é relacionado pela equação 2.34:

$$L_B = \frac{\lambda}{B_F} \quad (2.34)$$

Entretanto, um inconveniente deste método é que só pode ser aplicado caso a radiação guiada seja visível e o comprimento de batimento seja da ordem de milímetros. Se a birrefringência for baixa, resultando em comprimentos de batimento da ordem de metros, torna-se inviável aplicá-lo.

Existem diversos métodos alternativos para se determinar a birrefringência de uma fibra ótica. Estes métodos podem ser divididos em interferométricos, que é onde se enquadra a aproximação proposta na seção 2.3.2, e de perturbação nos quais algum parâmetro da fibra é modulado mecanicamente e a birrefringência é determinada indiretamente a partir das medidas e dos parâmetros do material que compõe a fibra [59].

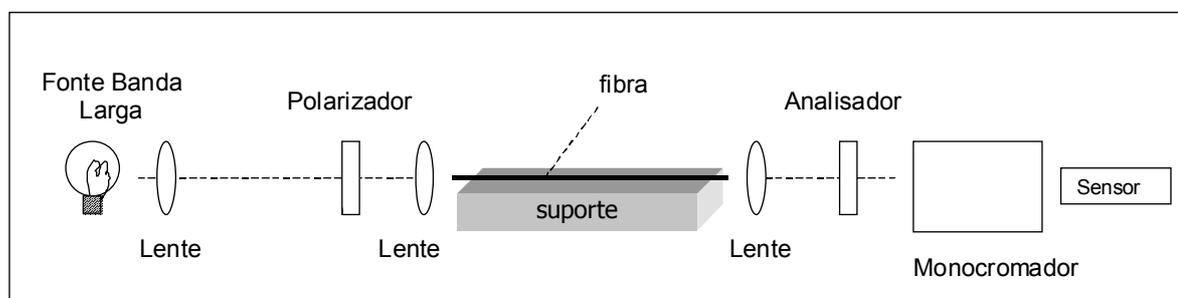
Além das razões citadas acima, apenas é possível medir o comprimento de batimento através do espalhamento lateral para a fibra WF-71 pois para a fibra AD137 o regime modal resultante da operação em 514,5 nm, abaixo do comprimento de onda de corte de 750 nm, implica em modos de ordem superior que apresentam perfis de campo elétrico não uniformes como mostra a figura 9 apresentada na seção 2.2.2 (página 21). Neste caso ainda é possível observar o espalhamento

lateral do batimento entre os modos dominantes, isto é, os que transportam a maior parcela de energia acoplada na fibra.

Para a fibra WF-71, operando no comprimento de onda de 488 nm, foram verificados 14 máximos de espalhamento para um trecho de fibra de 10 mm. Isto resulta em um comprimento de batimento  $L_B$  de 0,71 mm e uma birrefringência linear de  $6,83 \cdot 10^{-4}$ .

#### 4.4.4 Medição do Batimento Modal Através do Espectro

Utilizando o enfoque descrito na seção 2.3.2, a partir do espectro obtido com a montagem mostrada na figura 29 pode-se fazer uma estimativa da birrefringência linear da fibra. De acordo com o previsto, deve haver comprimentos de onda para os quais a defasagem entre os modos ortogonalmente polarizados acumulada ao longo do pedaço de fibra sob investigação é um múltiplo inteiro de  $2\pi$ . Para estes comprimentos de onda, sendo o estado de polarização linear e formando  $45^\circ$  com o eixo do fibra, o valor medido pelo sensor deve ser máximo quando o SOP coincide com o eixo do analisador, e mínimo quando o SOP é linear e perpendicular ao eixo do analisador.



*Figura 29 - Montagem utilizada para medição do espectro de acoplamento modal*

Para a fibra WF71 o espectro de batimento modal obtido é mostrado na figura 30. Além do espectro de batimento modal, no mesmo gráfico são mostrados os espectros para polarizador e analisador paralelos com o eixo da fibra e perpendiculares entre si.

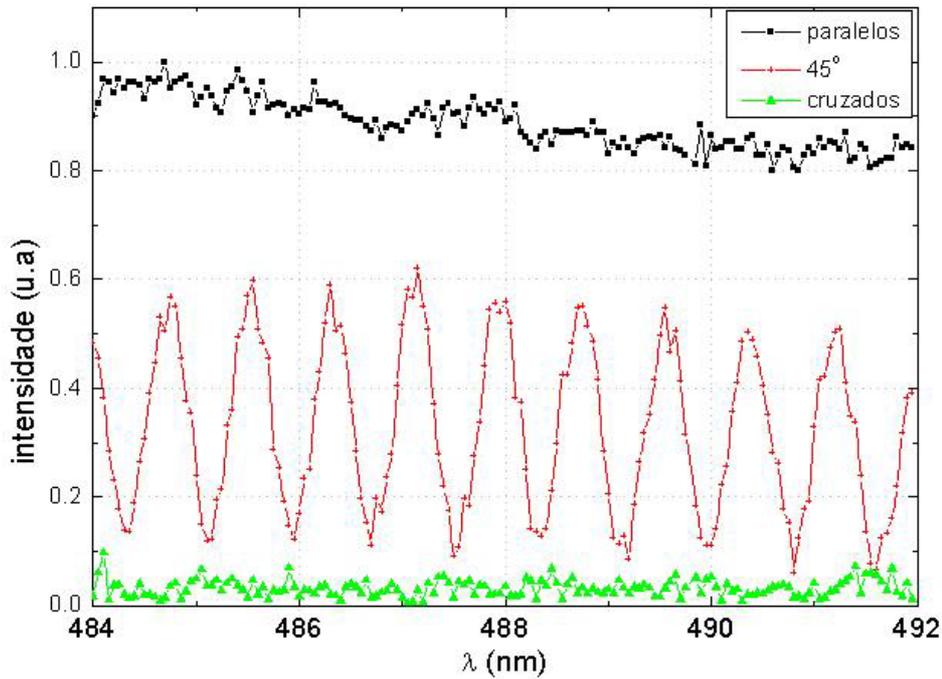


Figura 30 - Espectro de batimento modal para a fibra WF-71

A aplicação do algoritmo de transformada rápida de Fourier (FFT) fornece nitidamente a frequência em que ocorre este batimento  $f_B$ , dada em  $\text{nm}^{-1}$  como mostrado na figura 31. A partir deste valor e considerando o comprimento de onda próximo ao meio da janela de análise, pode-se determinar a birrefringência linear através da equação 2.44 proposta na seção 2.3.2:

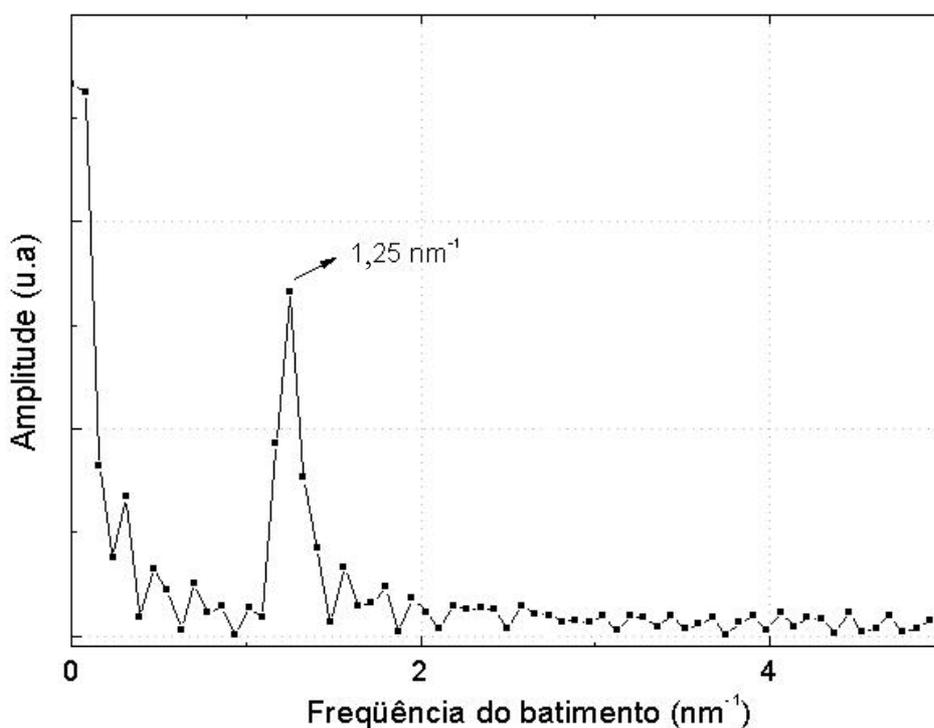
$$B_F = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \cdot \frac{1}{L} \quad (2.44)$$

Como o período de batimento é pequeno e como a frequência de batimento ( $f_B$ ) e o comprimento da fibra ( $L$ ) são conhecidos pode-se aproximar a birrefringência por:

$$B_F = \frac{(\bar{\lambda})^2}{L} \cdot f_B = \frac{(488\text{nm})^2 \cdot 1,25\text{nm}^{-1}}{0,5\text{m}} = 5,9 \cdot 10^{-4} \quad (4.1)$$

A razão para se utilizar FFT para se determinar o período do batimento modal e não apenas medir o período diretamente ficará mais clara quando o mesmo procedimento for aplicado à fibra AD137 a seguir. O valor obtido para a birrefringência intrínseca da fibra WF-71 é relativamente próximo ao valor verificado através do espalhamento lateral obtido anteriormente, a saber  $6,83 \cdot 10^{-4}$ . Esta

concordância reforça a validade das equações simplificadas obtidas para estimar a birrefringência em função do espectro de batimento modal. Estas equações, como mostrado anteriormente, também apresentam boa concordância para o caso da fibra onde a birrefringência linear é obtida por curvatura como descrito na seção 2.3.2.



*Figura 31 - FFT do espectro de batimento modal para a fibra WF-71*

O modelo previa que a excursão do sinal fosse máxima, isto é, a amplitude do sinal oscilaria entre o valor máximo e zero. O valor máximo seria igual ao valor obtido para polarizador e analisador paralelos ao eixo da fibra e o mínimo para os comprimentos de onda para os quais a defasagem acumulada entre os modos corresponde a um múltiplo inteiro de  $2\pi$ , resultando em uma polarização linear e perpendicular à orientação do analisador. Entretanto, além de alterações da condição de acoplamento causadas pelo ajuste do ângulo do polarizador, um fator que influencia diretamente nesta medida é a resolução usada no monocromador. Este equipamento possui uma banda de seleção em comprimento de onda que apesar de pequena, é finita e pode ser ajustada através da largura das fendas de entrada e saída. Há uma relação de compromisso, para se conseguir uma melhor resolução é necessária uma fenda pequena e o custo é a diminuição da intensidade do sinal que atinge o sensor.

Caso a resolução seja baixa, isto é, fendas largas, os máximos e mínimos no espectro continuam aparecendo, porém não existem comprimentos de onda para os quais a radiação na saída é linearmente polarizada resultando na ausência de pontos onde a intensidade é zero. Este comportamento poderia ser interpretado inicialmente como uma parcela de radiação não polarizada. Esta radiação não polarizada poderia ter como origem a radiação guiada pela casca, que não manteria o SOP já que o trecho de fibra é pequeno. A figura 32 mostra o efeito do aumento da resolução do monocromador sobre o espectro para a fibra WF-71. Como se pode verificar, a excursão de sinal se aproxima do valor previsto apenas quando a resolução do monocromador é compatível com a distância entre os picos em comprimento de onda, a qual é função da birrefringência da fibra. Quanto maior a birrefringência, menor a separação entre esses picos no espectro de batimento modal.

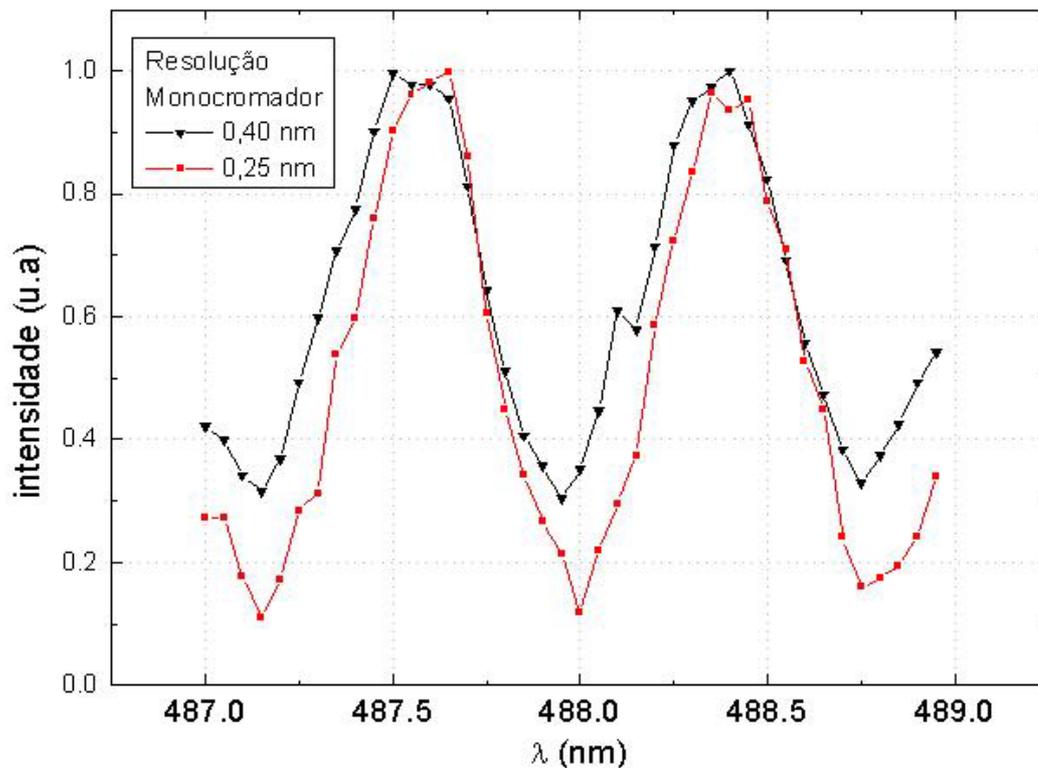
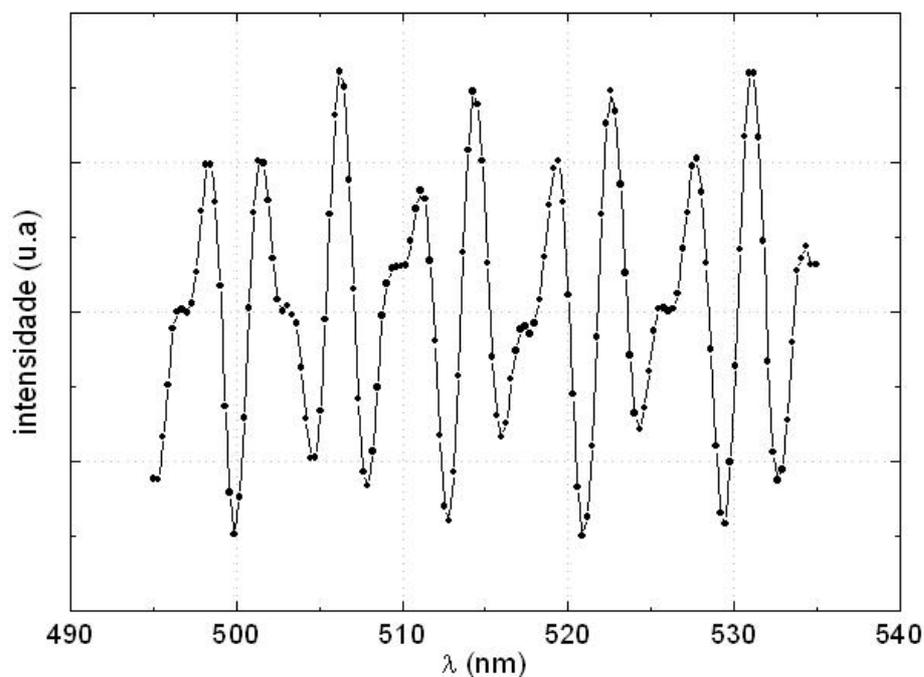


Figura 32 - Espectro de batimento modal para a fibra WF-71 com diferentes resoluções do monocromador

Para a fibra AD137 é tomado um espectro de batimento modal para uma região nas proximidades do comprimento de onda de gravação de 514,5 nm. O resultado é

mostrado na figura 33. O aspecto do espectro difere substancialmente do resultado obtido para a fibra WF-71 e apresenta dois sinais senoidais de frequências diferentes porém próximas.



*Figura 33 - Espectro de batimento modal para a fibra AD137*

Para se determinar as duas frequências presentes no batimento foi aplicada a FFT neste espectro e o resultado apresenta dois picos espectrais em  $0,24 \text{ nm}^{-1}$  e  $0,37 \text{ nm}^{-1}$  como mostra a figura 34. Dois filtros passa-faixa com banda de  $0,1 \text{ nm}^{-1}$  e frequência central correspondente aos picos da FFT são aplicados sobre os dados colhidos evidenciando as duas componentes. O resultado é mostrado na figura 35 e a soma das duas senóides equivale ao espectro da figura 33. Estes dados indicam que o regime modal no comprimento de onda de  $514,5 \text{ nm}$  é multi-modo e que existem pelo menos três modos envolvidos neste batimento, os dois modos fundamentais  $\text{HE}_{11}^x$ ,  $\text{HE}_{11}^y$  e um terceiro modo de ordem superior. Levando em conta a figura 27 (página 66), este modo provavelmente corresponde a um dos modos de segunda ordem  ${}^e\text{HE}_{01}$  ou  ${}^o\text{EH}_{01}$  cujos perfis de intensidade do campo elétrico são mostrados na figura 9 (página 21).

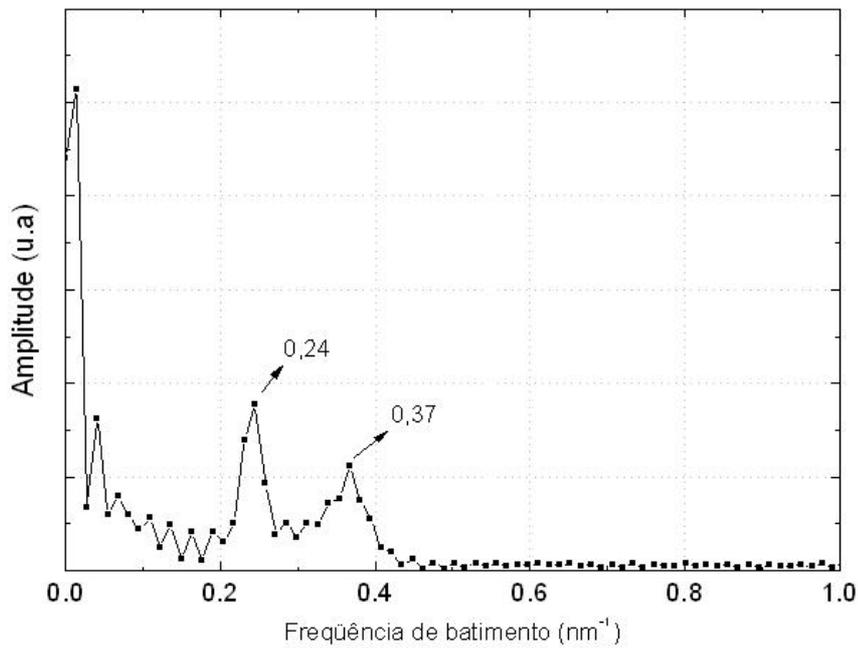


Figura 34 – FFT do espectro de batimento modal para a fibra AD137

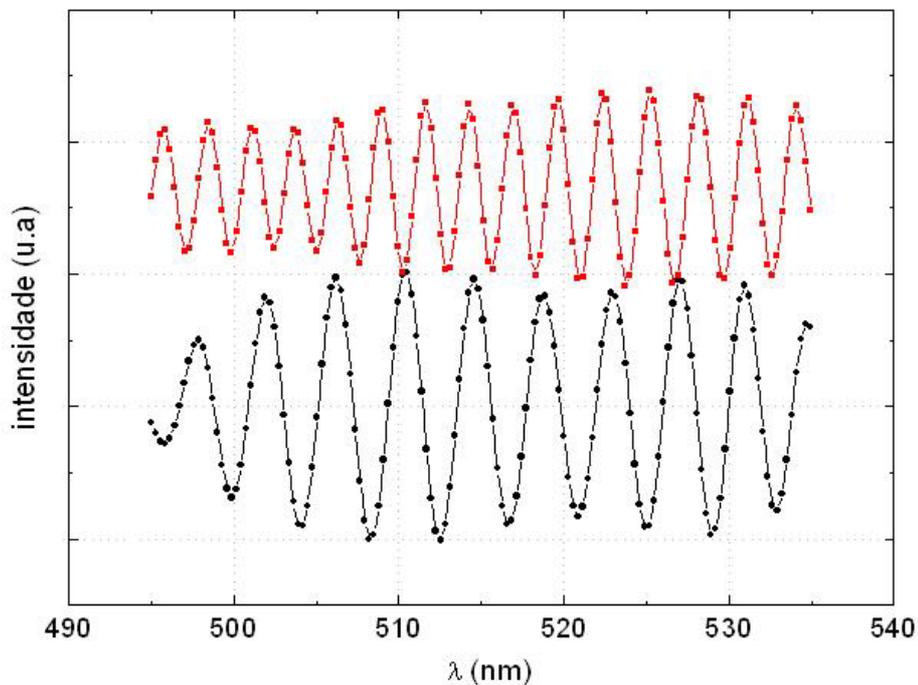


Figura 35 - Espectro de batimento modal para a fibra AD137 com as componentes separadas

Para reforçar a hipótese inicial de que este resultado representa dois batimentos distintos o mesmo processo foi repetido para sucessivos intervalos de 40 nm indo em direção à região de operação mono-modo. O espectro de batimento

modal para uma faixa ampla do espectro visível e se estendendo ao IR próximo é mostrado na figura 36. As linhas verticais indicam setores para os quais as configurações de sensor e amplificador *Lock-In* são diferentes e resultam em diferenças na amplitude e na relação sinal-ruído do sinal medido.

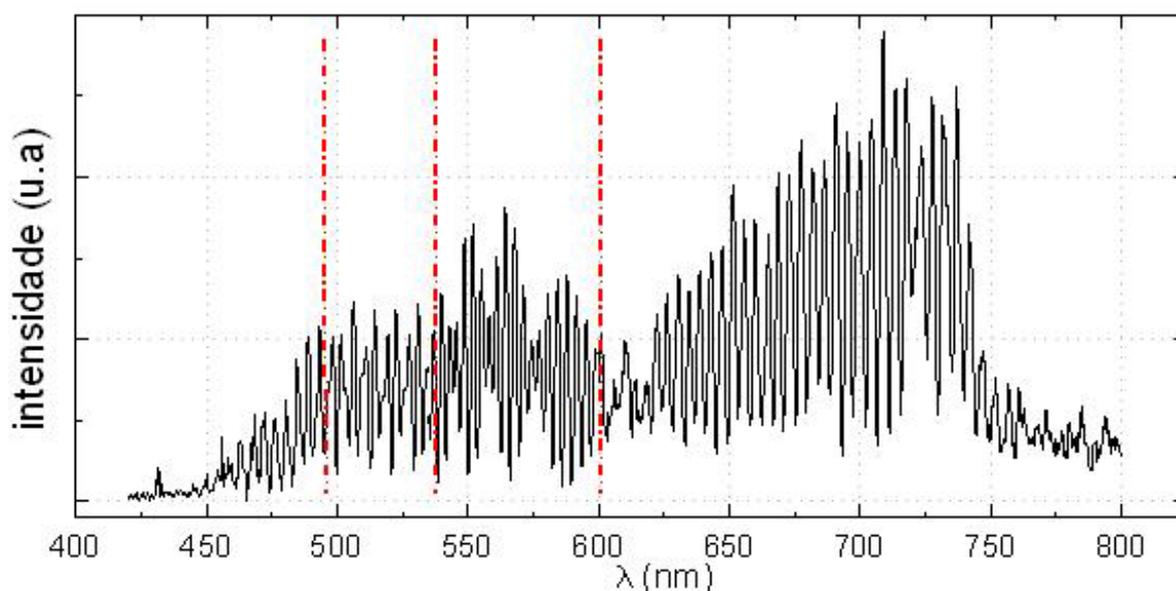


Figura 36 – Espectro de batimento modal em uma faixa ampla do espectro óptico para a fibra AD137

A figura 37 mostra o resultado da aplicação da FFT em intervalos superpostos de 40 nm do espectro de batimento modal. Abaixo do comprimento de onda de corte nota-se dois picos no resultado da FFT. É interessante notar que com o aumento do comprimento de onda, o batimento de frequência mais baixa permanece praticamente constante enquanto o de frequência mais alta se desloca até que ambos se fundem para um valor de  $0,23 \text{ nm}^{-1}$  que ocorre para a janela de 580 a 620 nm.

A partir destes resultados experimentais é possível comprovar a tendência de que para comprimentos de onda mais próximos do corte a FFT do espectro de batimento modal mostra apenas uma componente em frequência, resultado do batimento entre os modos ortogonais de polarização do modo fundamental de propagação  $HE_{11}^x$  e  $HE_{11}^y$ .

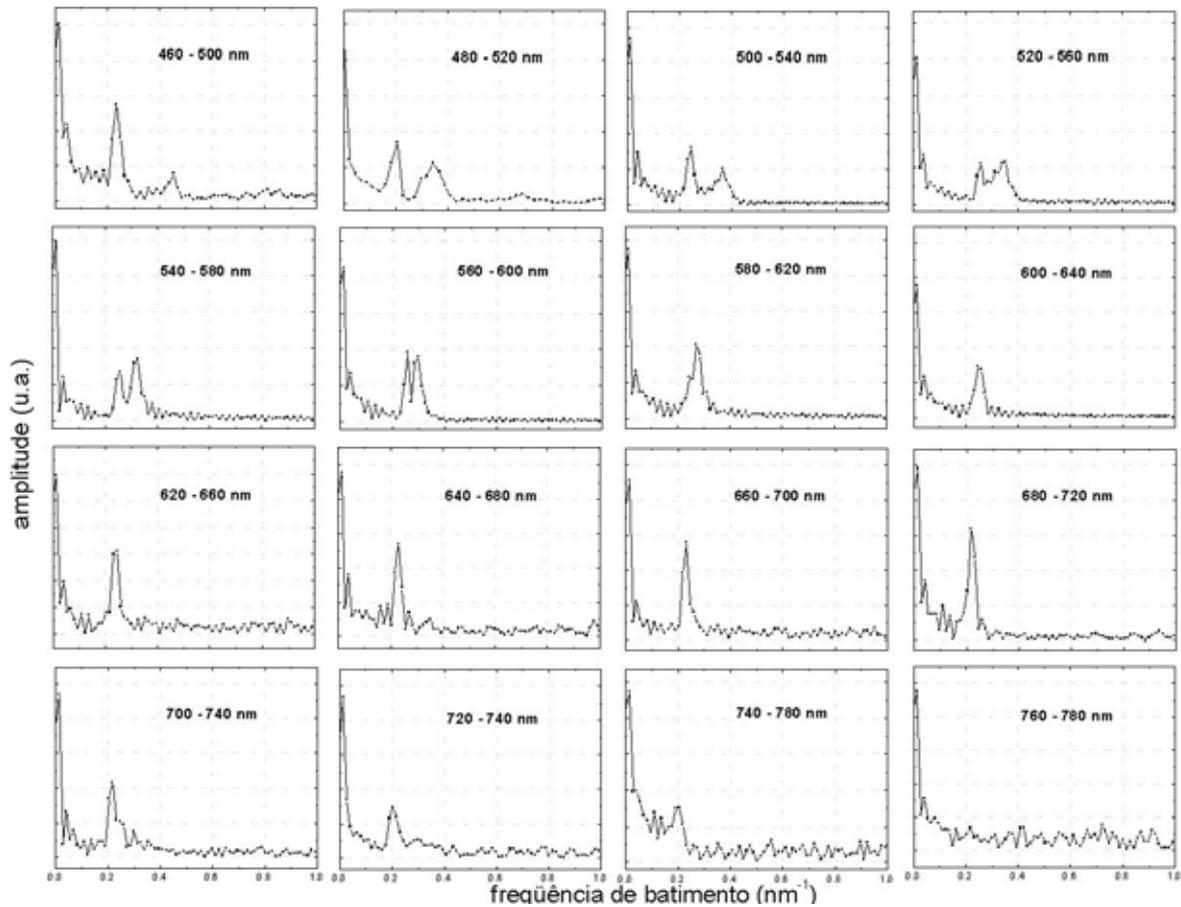


Figura 37 - FFT do espectro amplo de batimento modal para a fibra AD137

A despeito disso, apesar das razões descritas na seção 2.2.2, a saber a não uniformidade do perfil do campo elétrico para estes modos, e a composição bi-modal, segundo as quais o batimento não poderia ser observado por irradiação de dipolo, na prática foi possível observar um padrão periódico de espalhamento com intensidade variável. Num comprimento de 105 mm de fibra conta-se 17 máximos de intensidade o que resulta em um comprimento de batimento  $L_B$  de 6,18 mm. De onde obtém-se a partir da equação 2.34:

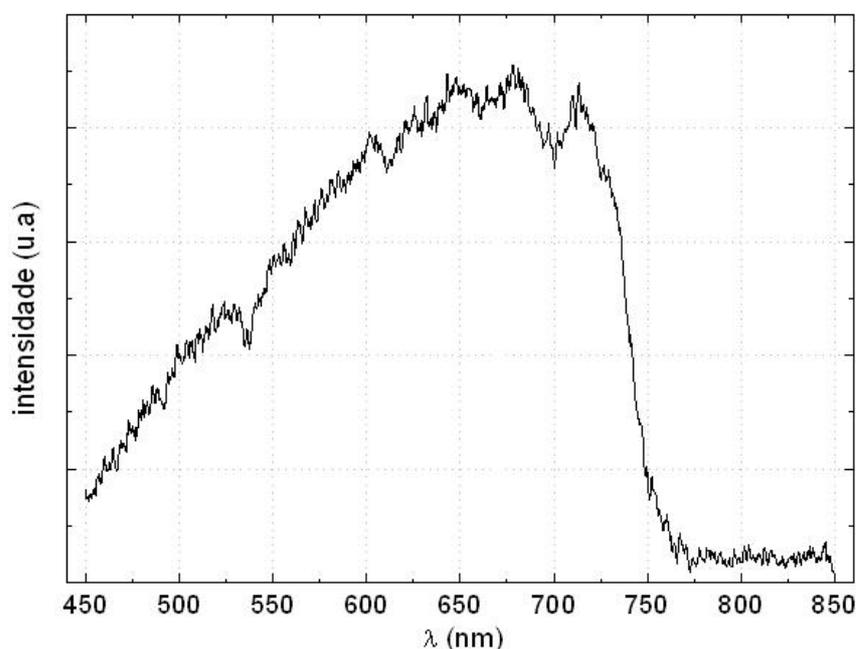
$$B_F = \frac{\lambda}{L_B} = \frac{514,5nm}{6,18mm} = 8,33 \cdot 10^{-5}$$

De outra forma, utilizando o pico de maior intensidade da FFT do espectro de batimento modal na equação 2.44 obtém-se:

$$B_F = \frac{(\bar{\lambda})^2 \cdot f_B}{L} = \frac{(514,5nm)^2 \cdot 0,24nm^{-1}}{0,8m} = 7,94 \cdot 10^{-5}$$

Este valor está em razoável concordância com o valor verificado pela medição direta do comprimento de batimento e indica, portanto, que o sinal de maior intensidade no espectro de batimento modal corresponde ao batimento mais intenso verificado lateralmente.

Para comprimentos de onda acima de 700 nm a amplitude das oscilações do espectro de batimento modal diminui consideravelmente o que compromete a qualidade dos dados da FFT. Isso é uma consequência das limitações do sistema de medição e não da fibra. Ou seja, corresponde a atenuação da própria fonte espectral de banda larga associada às respostas de outros componentes do sistema, quais sejam: a fonte banda larga, lentes, polarizador e analisador, monocromador e sensor de silício OPT-101. Utilizando-se a mesma montagem da figura 29 (página 69), porém apenas retirando a fibra ótica e alinhando o sistema apropriadamente foi obtido o espectro mostrado na figura 38 que comprova esta afirmação.



*Figura 38 - Espectro da fonte de banda larga em conjunto com o sistema de medida*

#### **4.4.5 Medição do Espectro de Acoplamento Antes da Gravação**

A fim de determinar a resposta da fibra antes da exposição à radiação de gravação e garantir que qualquer resultado obtido é de fato consequência da fotoexposição foi feita uma medição do espectro de acoplamento modal utilizando a

montagem da figura 29 com polarizador e analisador coincidentes com os eixos da fibra mas paralelos e cruzados entre si. Como era de se esperar, numa banda centrada no comprimento de onda de gravação não foi detectado nenhum acoplamento como mostram as figuras 39 e 40.

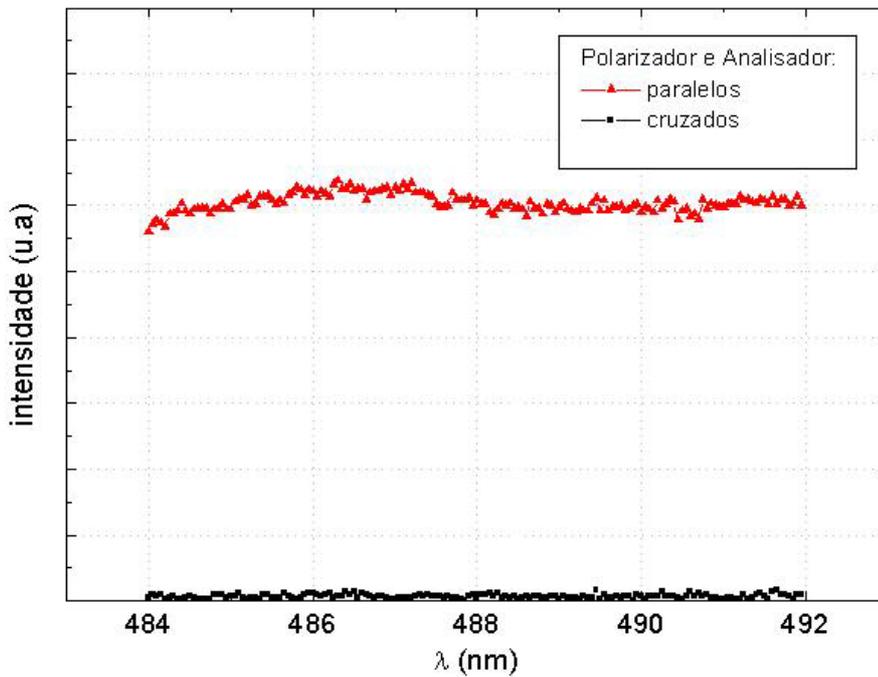


Figura 39 - Espectro de acoplamento antes da gravação para a fibra WF-71

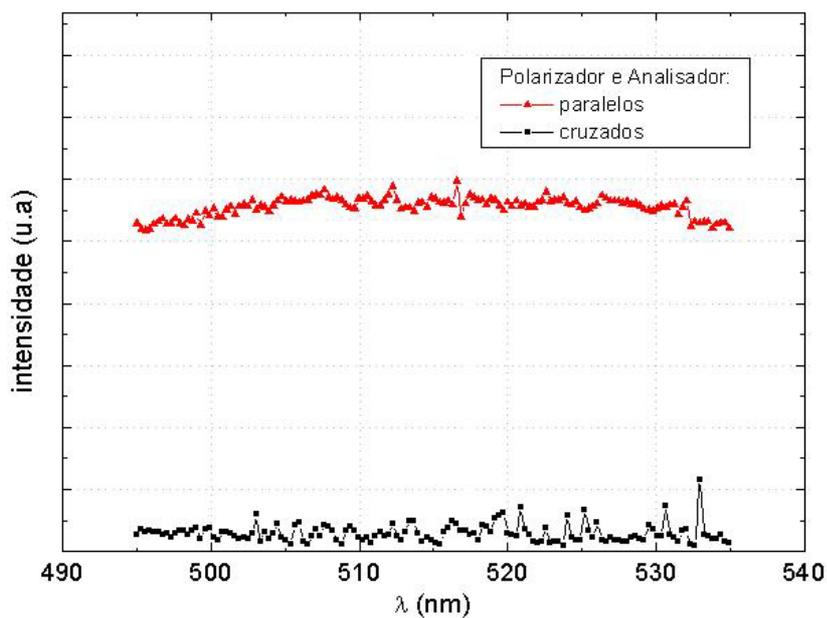
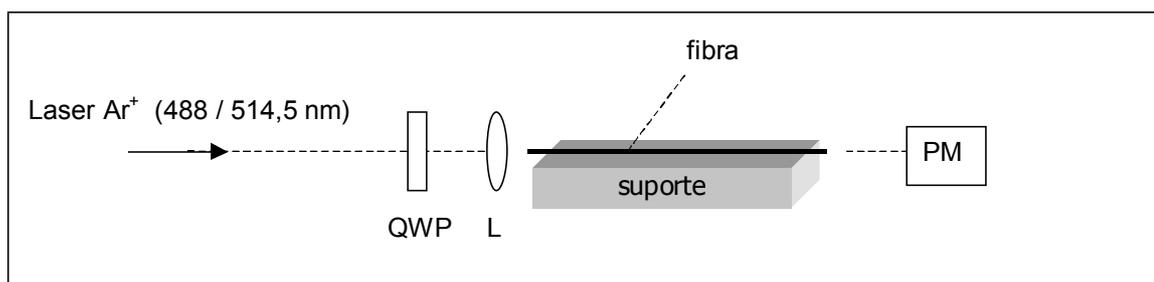


Figura 40 - Espectro de acoplamento antes da gravação para a fibra AD137

## 4.5 Processo de Gravação do Dispositivo

A gravação do filtro foi feita utilizando-se o método interno tendo-se como radiação de gravação o laser de  $\text{Ar}^+$  sintonizado em 488 nm e 514,5 nm para as fibras WF-71 e AD137 respectivamente. A montagem utilizada é mostrada na figura 41. Neste procedimento é utilizada uma lâmina de quarto de onda (QWP) para gerar radiação circularmente polarizada de modo a excitar os dois modos de polarização e um medidor de potência ótica (PM) para verificar a potência acoplada durante a gravação. A lente objetiva de 40x (L) focaliza a radiação no núcleo da fibra, a qual fica em contato com uma placa metálica para evitar variações de temperatura durante o processo de gravação. Antes de se aumentar a potência para o valor de gravação é feito um alinhamento com potência baixa para evitar que a fibra seja sensibilizada por distribuições de campo elétrico não estáveis.



*Figura 41 - Montagem utilizada para a gravação do dispositivo*

Para se conseguir uma eficiência de acoplamento razoável, em torno de 40%, o alinhamento do conjunto laser, objetiva, fibra é um procedimento crítico e demorado. Este processo foi dificultado, principalmente em razão da utilização de um acoplador de radiação com precisão mecânica inadequada para se trabalhar com fibras mono-modo.

### 4.5.1 Medição do Grau de Polarização da Fonte

Como descrito na seção 3.3.1, para o método de gravação interno, é necessário excitar igualmente os modos de polarização a fim de promover o batimento modal, o qual é responsável pela formação da estrutura birrefringente periódica através da fotossensibilidade. Para atingir tal objetivo pode-se acoplar radiação linearmente polarizada a  $45^\circ$  com o eixo da fibra ou circularmente polarizada. O uso de radiação circularmente polarizada simplifica o processo visto

que não é necessário se ajustar o SOP de entrada em relação ao eixo da fibra. Entretanto neste caso, para garantir que ambos os modos de polarização estão sendo igualmente excitados, condição esta que resulta em um máximo contraste do dispositivo, é necessário que se tenha o SOP da radiação o mais próximo de circular possível.

A obtenção de radiação circularmente polarizada utilizando um romboedro de Fresnel não apresentou bons resultados, mostrando-se excessivamente sensível ao ajuste angular do mesmo em relação ao feixe. Optou-se, então por empregar uma lâmina de retardo para este fim. Uma lâmina de quarto de onda, QWP na figura 41, é utilizada para se obter polarização circular na entrada da fibra. Com o ajuste do ângulo de incidência do feixe no plano da lâmina e o ângulo formado entre a lâmina e o eixo de polarização do laser, o mínimo grau de polarização obtido foi de 0,11, lembrando que zero corresponde à radiação com polarização perfeitamente circular.

Cabe ressaltar que o fato da radiação não ser perfeitamente circular, isto é, ter um grau elíptico de polarização, tem o mesmo efeito sobre o processo de gravação interno que um desvio do estado de polarização linear dos  $45^\circ$  em relação ao eixo da fibra.

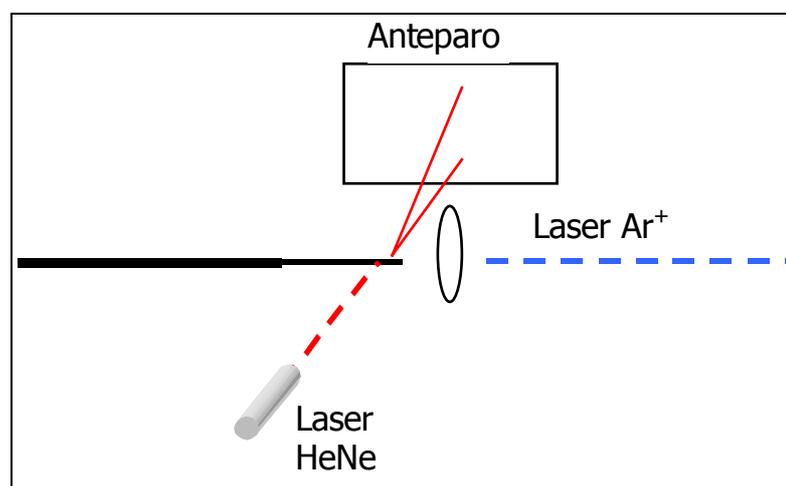
#### 4.5.2 Desalinhamento

Um dos problemas encontrados durante a gravação foi que, depois de feito o alinhamento inicial para acoplar a radiação do laser com o intuito de maximizar a eficiência de acoplamento, ao se aumentar a potência do laser para o valor de gravação, depois de algum tempo ocorria uma diminuição da potência medida na saída da fibra.

A razão pela qual é feito o alinhamento inicial com potência baixa (1 mW) é evitar que durante este processo, que é demorado, a fibra esteja exposta a intensidades que possam alterar o índice de refração de maneira desordenada.

A origem da diminuição da potência na saída da fibra foi determinada com o experimento descrito a seguir. Durante o acoplamento a difração de um segundo feixe laser (HeNe – 632,8 nm) incidindo radialmente à fibra, próximo da entrada, foi projetada num anteparo, conforme mostra a figura 42. Esta configuração foi utilizada para indicar qualquer deslocamento da fibra, em relação ao laser de  $Ar^+$  a ser acoplado, com o aumento da potência. Foi verificada uma mudança do padrão de

difração sempre que ocorria uma diminuição da potência de saída. Este fato indica que, provavelmente devido a um processo térmico, a posição da fibra em relação ao laser de gravação se altera com o aumento da potência ocasionando a redução da potência acoplada.



*Figura 42 - Montagem usada para verificação do problema de desacoplamento*

Esta hipótese é reforçada pelo fato de que a capa da fibra, constituída de um polímero, apresenta um luminescência amarela quando exposta ao laser em 488 nm. Este processo de luminescência indica que a mesma apresenta uma banda de absorção no azul que ocasionaria o aquecimento e, por conseqüência, o desalinhamento.

### 4.5.3 Exposição

O processo de gravação inicia-se aumentando-se a potência do Laser Ar<sup>+</sup> ao valor nominal de gravação. A potência de saída é monitorada para verificar qualquer desacoplamento da radiação de escrita durante o processo como descrito na seção 4.5.2. A figura 43 mostra um registro da potência de saída para a fibra WF-71 onde nota-se uma taxa de diminuição constante da potência acoplada a fibra. A fim de não perturbar a gravação, para mudanças na potência acoplada menores que 15% do valor máximo não foram feitos ajustes no acoplamento. Como valor de potência de gravação foi considerado, portanto o valor médio.

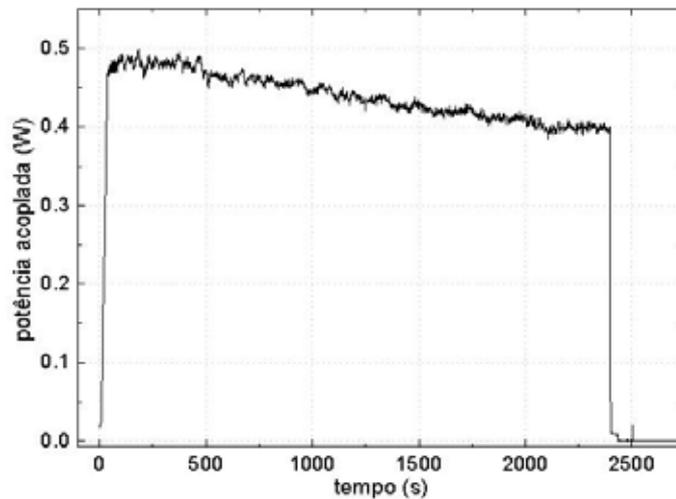


Figura 43 - Potência acoplada à fibra WF-71 ao longo da gravação

A eficiência do acoplador gravado, que corresponde à razão da energia que é acoplada ao modo ortogonal de polarização no comprimento de onda de ressonância  $\lambda_0$ , pode ser determinada diretamente pela equação mostrada a seguir, na qual  $I_x$  e  $I_y$  são as intensidades medidas na saída da fibra ótica com o polarizador de entrada paralelo ao eixo  $y$  e o analisador paralelo aos eixos  $x$  e  $y$  respectivamente. Esta medida é feita com o medidor de potência ótica utilizando o laser de gravação em uma potência baixa, próxima à utilizada para o alinhamento.

$$\eta = \frac{I_x}{I_x + I_y} \quad (4.2)$$

Utilizando esta equação as eficiências para as gravações que resultaram na formação de acopladores detectáveis são sumarizados na tabela 2, em conjunto com a potência média utilizada e o tempo de exposição. A monitoração do acoplamento em tempo de gravação é possível apenas quando utilizado o método externo uma vez que torna-se impraticável acoplar ambas, a radiação de escrita e leitura, que têm intensidades de no mínimo duas ordens de grandeza de diferença e discriminá-las para a medição.

Tabela 2 - Parâmetros de gravação

Exposição	Fibra	Tempo	Potência	Eficiência
1	WF-71	40 min	450 mW	2 %
2	WF-71	35 min	500 mW	1,5 %
3	AD137	20 min	150 mW	40 %
4	AD137	30 min	150 mW	56 %

## 4.6 Leitura do Dispositivo

Para verificar a formação dos acopladores de polarização obtidos foi empregada a mesma montagem experimental utilizada para a medição do espectro de acoplamento antes da gravação apresentada na figura 29 (página 68). As referências angulares devem ser as mesmas utilizadas durante a gravação. Foram medidos os espectros complementares com o polarizador coincidente com um dos eixos da fibra e o analisador tanto perpendicular quanto paralelo com o mesmo. Os resultados são apresentados a seguir.

Para a fibra WF-71, após a realização de várias tentativas, o acoplador com maior eficiência obtido foi de 2%. A figura 44 mostra o espectro de acoplamento para este dispositivo. As linhas ligando os pontos foram inseridas apenas para facilitar a visualização. Como a eficiência é pequena, a banda de acoplamento é evidenciada na mesma figura com um gráfico em outra escala.

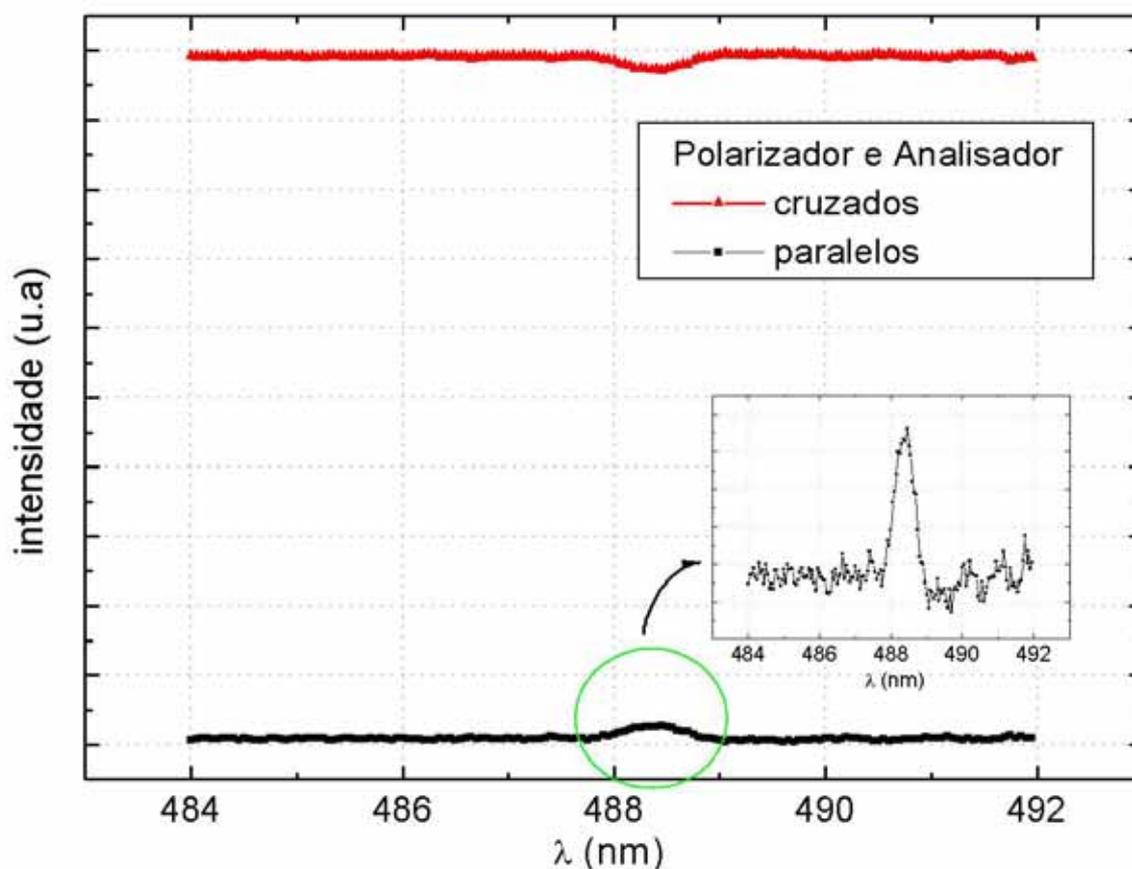


Figura 44 - Espectro de acoplamento para o acoplador de polarização gravado na fibra Bow-Tie WF71

Para a fibra AD-137 os acopladores obtidos tiveram eficiências maiores. Para as duas exposições realizadas a formação do acoplador de polarização foi verificada sem maiores problemas. A figura 45 mostra o espectro de acoplamento obtido para a segunda gravação. Da mesma forma, as linhas foram inseridas apenas com o intuito de facilitar a visualização.

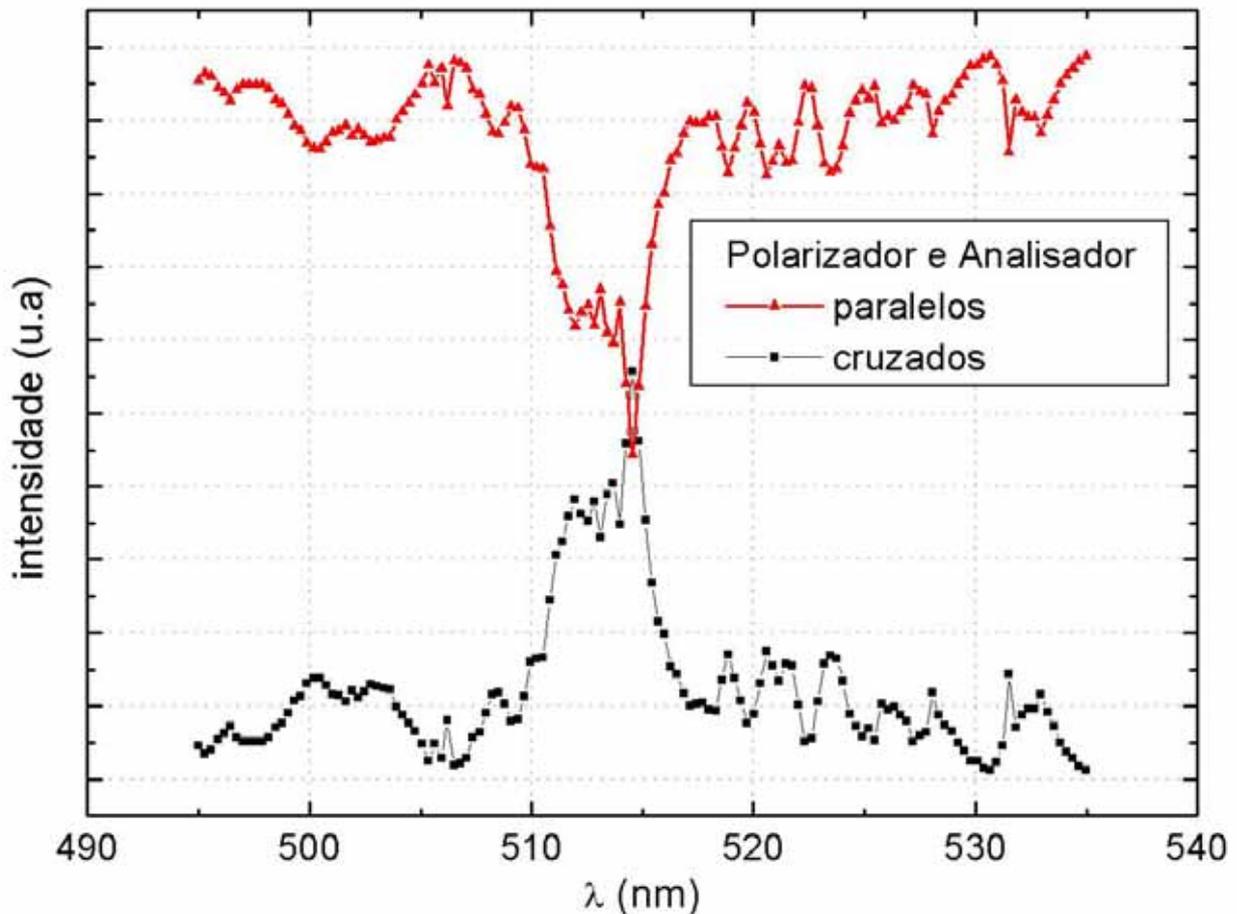


Figura 45 - Espectro de acoplamento para o acoplador gravado na fibra de núcleo elíptico AD137

Além da medida direta da eficiência do acoplador no comprimento de onda de ressonância com o auxílio do medidor de potência ótica apresentada na tabela 2, o espectro de acoplamento também é ajustado através das equações apresentadas na seção 3.3 e repetidas a seguir por conveniência. Os resultados do ajuste feito para o acoplador de maior eficiência para cada fibra são apresentados nas figuras 46 e 47.

$$\eta(\lambda) = \frac{k(\lambda)^2}{k(\lambda)^2 + \left(\frac{\theta(\lambda)}{2}\right)^2} \sin \left[ L \sqrt{k(\lambda)^2 + \left(\frac{\theta(\lambda)}{2}\right)^2} \right]^2 \quad (3.3)$$

$$k(\lambda) = \frac{\pi \cdot \Delta B_i}{4 \cdot \lambda \cdot n} \quad (3.4)$$

$$\theta(\lambda) = 2 \cdot \pi \cdot \left( \frac{\lambda - \lambda_0}{L_{b0} \cdot \lambda_0} \right) \quad (3.5)$$

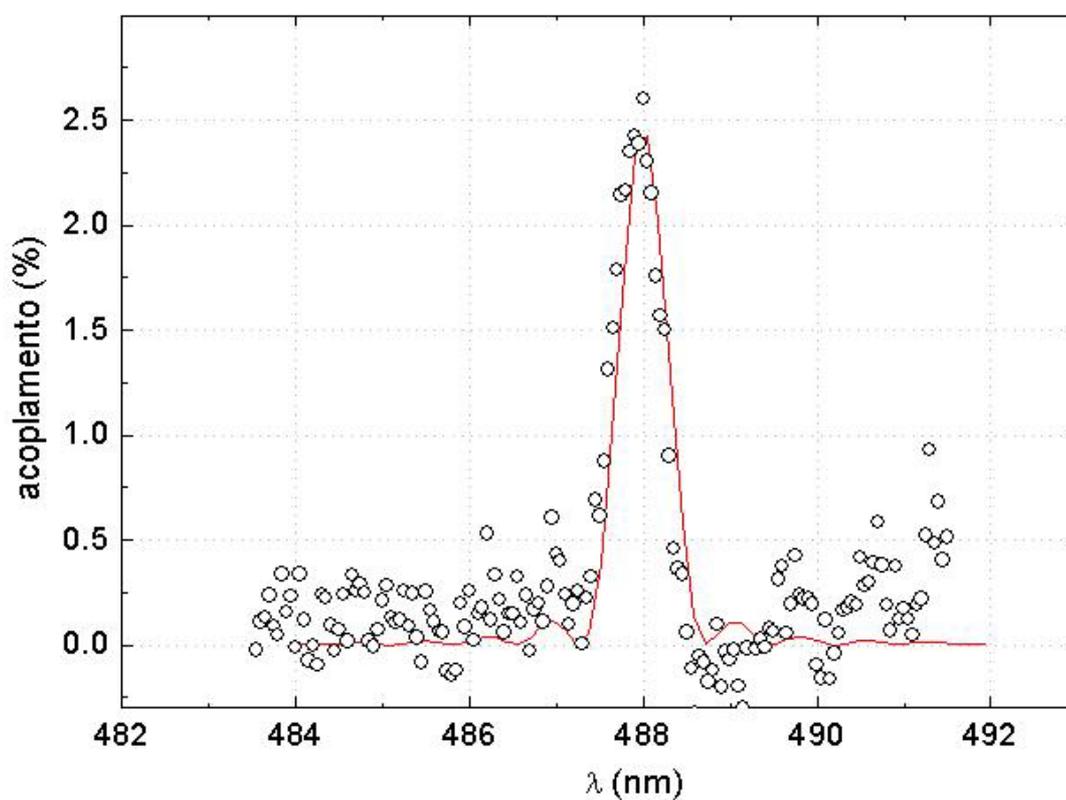


Figura 46 – Ajuste teórico para o acoplador produzido na fibra WF-71

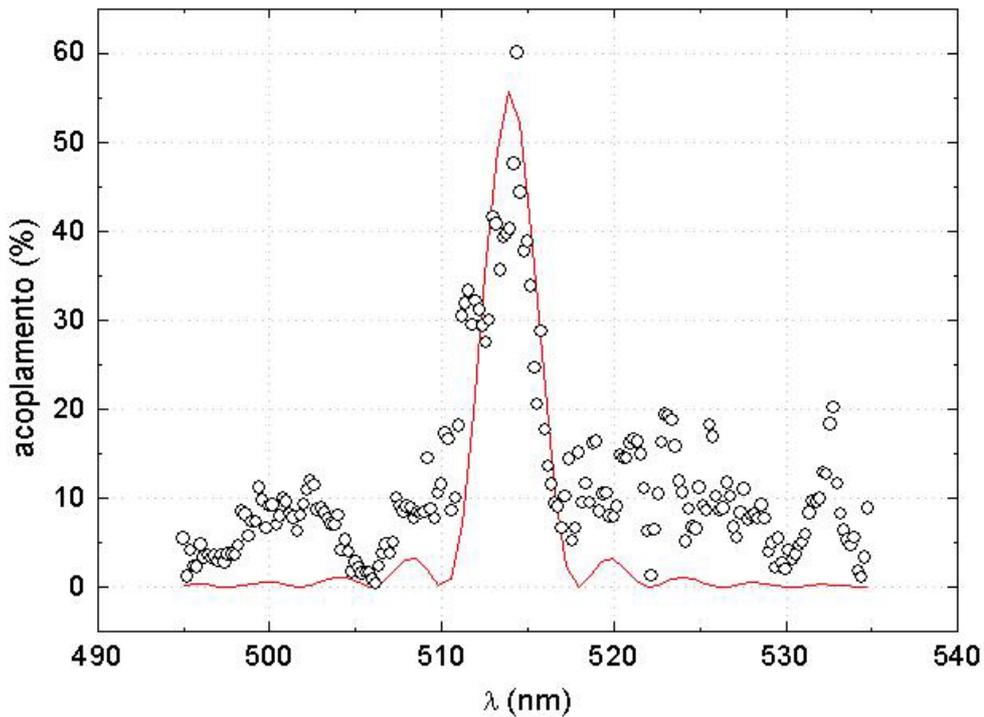


Figura 47 - Ajuste teórico para o acoplador produzido na fibra AD137

Além da eficiência de acoplamento outros parâmetros relevantes são obtidos do ajuste, tais como a birrefringência induzida opticamente, o comprimento de batimento, função da birrefringência linear, e a largura de banda a meia potência do acoplador (FWHP). Estes valores são sumarizados na tabela 3 [60], onde são mostrados também os resultados obtidos anteriormente no CEFET-PR por COSTA[31] para a fibra Newport FSA cuja birrefringência linear é obtida através de curvatura. Estes dados são incluídos para que comparações mais abrangentes possam ser realizadas na seção 1 que trata da discussão dos resultados.

Tabela 3 - Ajuste de dados segundo o modelo teórico para as diferentes fibras

Fibra	$L^*$ (m)	$B^*$	$L_{b0}^*$ (mm)	$\lambda_0$ (nm)	P (mW)	$t$ (min)	BW (nm)	$\eta$ (%)	$L_{b0}$ (mm)	$\Delta B_i$
F-SA	0,52	$5,1 \cdot 10^{-5}$	9,5	488	50	10	4,4	17,0	4,8	$6,8 \cdot 10^{-7}$
WF-71	0,50	$6,87 \cdot 10^{-4}$	0,71	488	450	40	3,6	2,5	0,7	$3,2 \cdot 10^{-7}$
AD137	0,80	$7,0 \cdot 10^{-5}$	6,5	514,5	150	30	0,6	60,0	6,4	$1,0 \cdot 10^{-6}$

A coluna identificada por  $L^*$  corresponde ao comprimento de fibra utilizado, teoricamente igual ao comprimento do dispositivo. Em seguida tem-se o valor da birrefringência intrínseca  $B^*$  e o comprimento de batimento  $L_{b0}^*$  correspondente, medido para o comprimento de onda de ressonância do dispositivo, igual ao

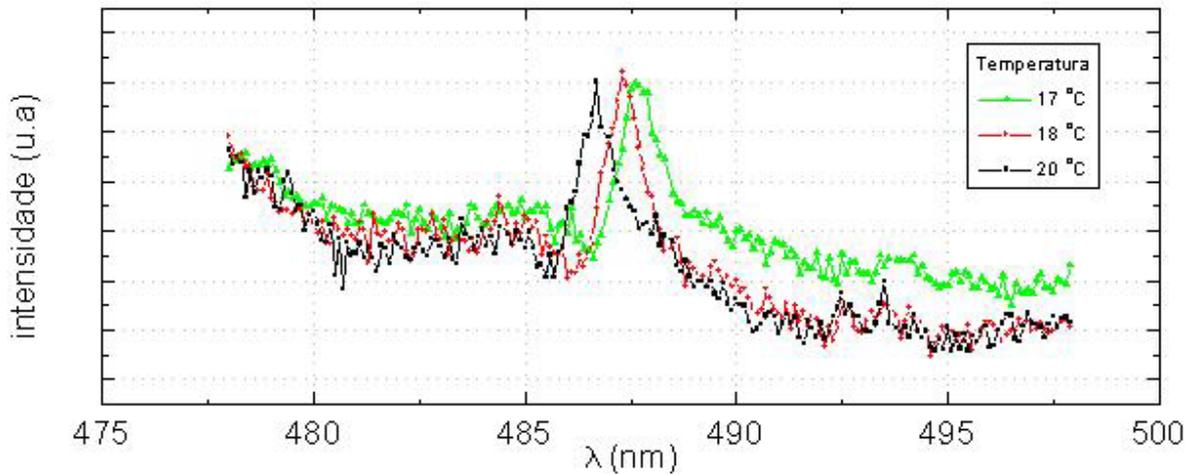
comprimento de onda de gravação denotado por  $\lambda_0$ . As colunas seguintes  $P$  e  $t$  indicam a potência e o tempo de exposição utilizados para a gravação. Os demais dados vêm do ajuste dos espectros de acoplamento pelas equações 3.3, 3.4 e 3.5 como mostrados nas figuras 46 e 47.

O valor da banda passante do filtro  $BW$  é calculada entre os pontos de meia potência (FWHP) e três últimas colunas  $\eta$ ,  $L_{b0}$  e  $\Delta B_i$  são os parâmetros de ajuste desta curva que melhor representa os dados experimentais, correspondem respectivamente à eficiência do acoplamento na ressonância, ao comprimento de batimento após à gravação e à birrefringência induzida ópticamente, responsável pelo acoplamento.

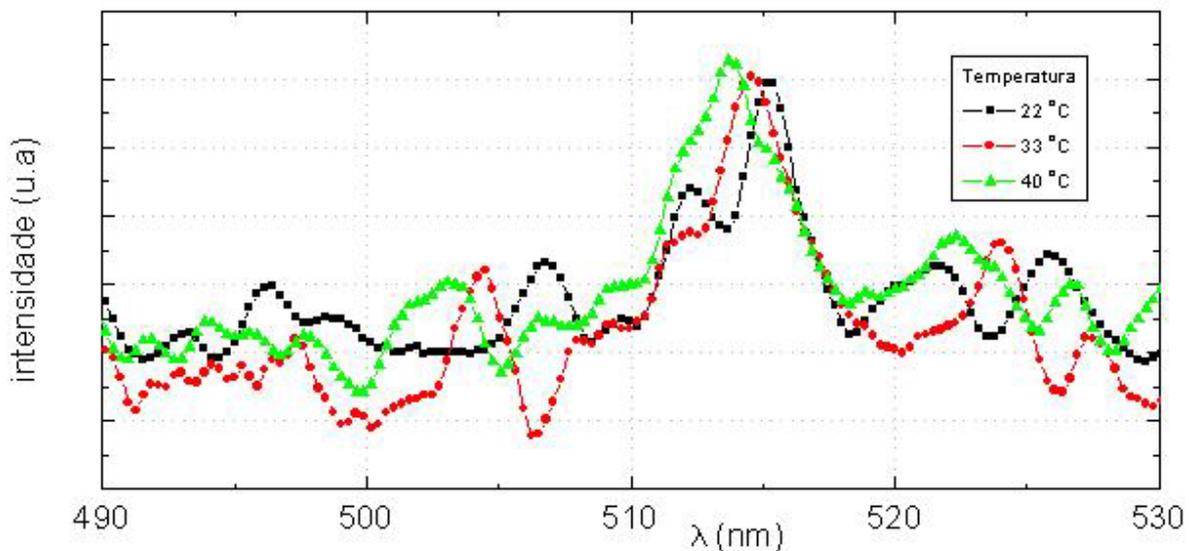
O tamanho da fibra utilizada para a gravação, devido a limitações de espaço físico, foi escolhido de forma a facilitar a montagem do experimento. Para a obtenção de um acoplador de com 100% de eficiência, para os parâmetros utilizados, seria necessária a utilização de um pedaço de fibra mais longo.

## 4.7 Utilização como Sensor

Para demonstrar a viabilidade de utilização de acopladores de polarização como sensores de temperatura o espectro de acoplamento para os mesmos foi medido para diferentes temperaturas. O comprimento de onda ressonante, que corresponde ao máximo de transferência de energia para o modo de polarização ortogonal, desloca-se em função da temperatura como mostram as figuras 48 e 49. Para a fibra WF-71 foi utilizado o segundo dispositivo obtido, com eficiência de 1,5%, pois o primeiro foi danificado durante o processo de montagem do experimento de variação de temperatura. Como o dispositivo foi gravado através do método interno, o acoplamento se dá em todo o comprimento da fibra. Entretanto, a fim de se obter um maior controle sobre a temperatura, a fibra foi imersa em água aquecida e a temperatura monitorada durante o resfriamento. Por conta disso, a variação de temperatura aplicada não atua sobre as extremidades da mesma pois estão presos nos suportes. Como o trecho de fibra necessário para a fixação é aproximadamente 5 cm em cada extremidade e a grandeza de interesse é o comprimento de onda ressonante, o efeito de diminuição da eficiência que esta redução de comprimento poderia causar foi desconsiderado. A variação da temperatura durante um ciclo de aquisição do espectro que dura aproximadamente 30 s é menor que 0,1 °C.



*Figura 48 - Variação do espectro de acoplamento com a temperatura para o acoplador na fibra WF-71*



*Figura 49 - Variação do espectro de acoplamento com a temperatura para a fibra AD137*

Os valores do comprimentos de onda de ressonância para os acopladores gravados nas fibras WF-71 e AD137 para diferentes temperaturas são representados no gráfico da figura 50. A partir destes pontos é obtida uma equação cujo coeficiente angular é a dependência em temperatura e o coeficiente linear é função do comprimento de onda de gravação e não tem relevância para os fins de medida de temperatura aqui propostos. Para o acoplador de polarização gravado na fibra WF-71 a dependência em temperatura do comprimento de onda de ressonância

foi de  $-0,33 \text{ nm}/^\circ\text{C}$  e para a fibra AD137 foi de  $-0,09 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ . O sinal negativo indica apenas que o comprimento de onda de ressonância diminui com o aumento da temperatura. Este dispositivo pode ser usado para compensação de temperatura de outros sensores a fibra construídos com redes de Bragg devido ao seu grande coeficiente angular em relação às redes de Bragg.

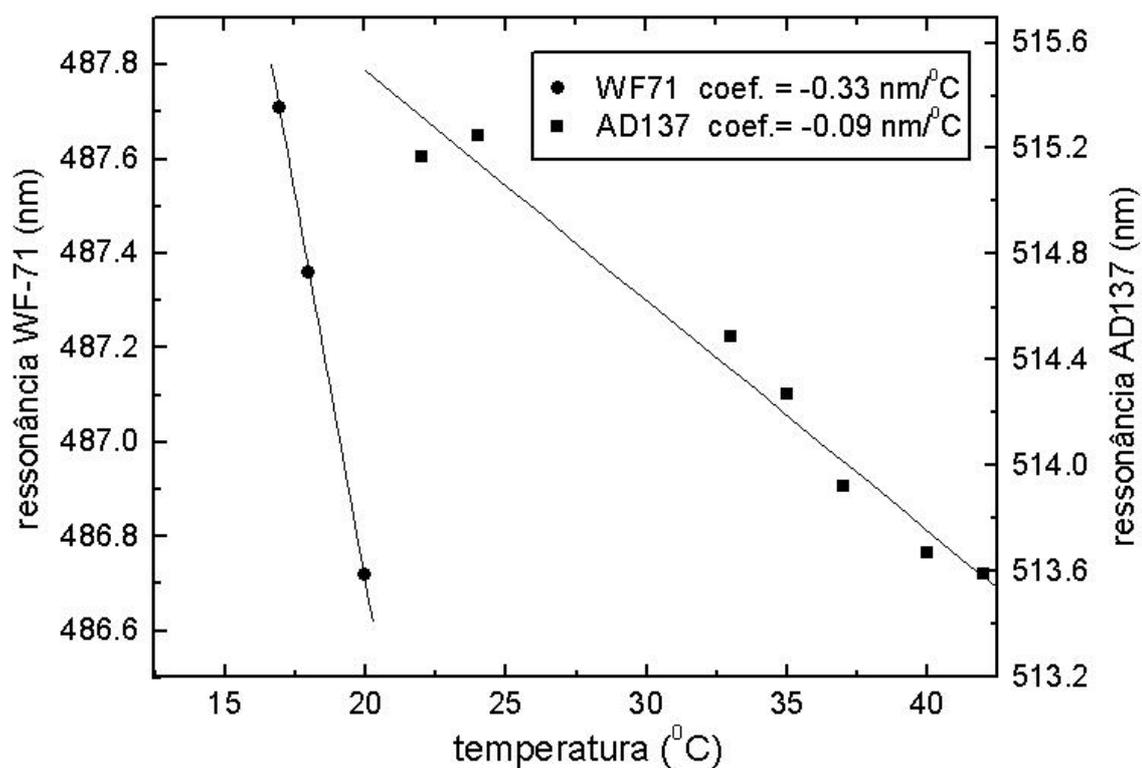


Figura 50 - Dependência em temperatura do comprimento de onda de ressonância do acoplador de polarização para as fibras WF-71 e AD137



# 5 Discussão dos Resultados

Os resultados obtidos nos experimentos foram satisfatórios em relação à demonstração da gravação dos acopladores de polarização bem como de sua utilização como sensores de temperatura. Alguns aspectos em relação aos procedimentos para a obtenção dos mesmos devem ser ressaltados.

Primeiramente em relação à importância de se ter um alinhamento angular da fibra em relação à objetiva e, conseqüentemente, ao feixe. Como as fibras utilizadas tem núcleos com diâmetros pequenos, da ordem de alguns micrometros, a estabilidade mecânica e acuracidade do posicionamento da lente objetiva de acoplamento são condições fundamentais para se obter intensidades de sinal ótico adequadas para se gravar e ler os dispositivos. Em condições de alinhamento deficiente o problema da instabilidade do alinhamento devido ao aquecimento com o aumento da potência acoplada, necessário para a gravação do dispositivo, torna-se mais pronunciado como demonstrado na seção 4.5.2.

Em segundo lugar, nos procedimentos de ajuste e medição do estado de polarização a utilização dos rotacionadores desenvolvidos no âmbito da presente dissertação simplifica sobremaneira as medidas, tornando-as mais rápidas e confiáveis. Sem a utilização dos mesmos é comum durante o ajuste da posição angular do conjunto analisador/polarizador causar alguma perturbação no alinhamento ou a perda do referencial angular. No primeiro caso o alinhamento do sistema pode demandar de minutos a horas de trabalho. No segundo, se o dispositivo já estiver gravado, pode ser necessário, no pior caso, gravar outro dispositivo.

Conforme os resultados apresentados na tabela 3, o acoplador gravado na fibra Bow-Tie WF-71 é menos eficiente que o acoplador produzido na fibra Newport F-SA enrolada sobre um cilindro de modo a tornar-se birrefringente. Apesar de isso parecer um retrocesso em relação a gravação realizada por COSTA [31], provavelmente isto se deve ao fato de que a tensão mecânica interna a fibra no segundo caso é menor. Estes dados vão ao encontro do proposto por BARDAL *et al.* [42] em relação à influência da tensão na formação da birrefringência fotoinduzida, conforme abordado na seção 3.1.3.

Este efeito poderia ser evidenciado por uma alteração na birrefringência linear da fibra, medida antes e depois da gravação do dispositivo. Os valores obtidos para o comprimento de batimento antes da gravação e o valores obtidos do ajuste de certa forma vão ao encontro desta hipótese. No caso da fibra WF-71 não há variação significativa, provavelmente devido ao fato de que o valor da birrefringência intrínseca antes da gravação é muito alto em relação à birrefringência induzida ópticamente. Para a fibra AD137 não há variação da birrefringência intrínseca pois não há tensão anisotrópica significativa no núcleo. Já para a fibra F-SA, enrolada de modo a tornar-se birrefringente, a alteração linear causada pela gravação do dispositivo é verificada, porém como esta alteração é muito grande (o comprimento de batimento cai aproximadamente pela metade após a gravação, de 9,5 mm para 4,8 mm) estudos mais detalhados devem ser realizados para entender melhor este fenômeno.

A despeito do tempo de exposição e da potência utilizada serem menores, resultando em uma energia acumulada cerca de quatro vezes menor, e do comprimento de onda de gravação (514,5 nm) não ser ressonante com a absorção de 2 fótons (488 nm), relacionada aos defeitos apresentados na seção 3.1, a gravação realizada na fibra de núcleo elíptico AD137 resultou em um acoplador com maior eficiência. Neste aspecto convém ainda ressaltar que o processo de absorção de 2 fótons não tem relação linear com a potência ótica, mas com o quadrado dela. Isto significa que uma potência instantânea duas vezes maior pela metade do tempo é mais eficiente para originar o processo apesar da energia acumulada ser a mesma.

Adotando um enfoque qualitativo para a questão da tensão mecânica em relação a birrefringência, pode-se então considerar que há uma relação de compromisso entre a magnitude da birrefringência linear intrínseca e o potencial de alteração da birrefringência através da fotossensibilidade. Isto significa que induzir muita tensão de modo a se conseguir uma maior birrefringência linear na fibra, através de um pequeno raio de curvatura ou estruturas na casca com maior diferença no coeficiente de expansão térmica, pode inibir a birrefringência fotoinduzida a despeito da maior quantidade de pontos de acoplamento por unidade de comprimento que se consegue. Por outro lado, um raio de curvatura maior ou uma fibra com menor birrefringência intrínseca implica na necessidade de um dispositivo mais longo para se obter 100 % de acoplamento.

Nota-se nos valores da tabela 3 que a birrefringência fotoinduzida para a fibra AD137 por ter uma maior magnitude em relação às fibras WF71 e F-SA é capaz de fazer com que a orientação da birrefringência intrínseca seja alterada de um ângulo maior em cada ponto de acoplamento pois a birrefringência linear e intrínseca da fibra é relativamente menor. Ou seja, uma birrefringência fotoinduzida menor é capaz de impor uma maior rotação do eixo de birrefringência da fibra por ponto de acoplamento resultando em dispositivos mais curtos que, por ter uma menor quantidade de pontos de acoplamento apresentam uma banda mais larga como mostrado nas simulações apresentadas na figura 19 da seção 3.3 (página 45) e na tabela 3 referente aos resultados experimentais.

Em relação aos sensores obtidos, a comparação evidencia que a birrefringência da fibra Bow-Tie é mais sensível à variação de temperatura. Isto implica que mesmo durante a gravação esta maior sensibilidade requer que sejam tomados maiores cuidados em manter a temperatura da fibra estável sob pena de borrar a gravação do dispositivo. Por este motivo a utilização de uma base metálica para reduzir o efeito de variações de temperatura parece ser de grande importância. Em relação à causa desta diferença de sensibilidade, para a fibra de núcleo elíptico a temperatura atua predominantemente sobre o índice de refração, via coeficiente termo-ótico. Como esta não é a principal causa da birrefringência, o sensor gravado na núcleo elíptico é menos sensível à temperatura que a fibra Hi-Bi do tipo Bow-Tie. Os resultados obtidos evidenciam algumas limitações da utilização dos acopladores de polarização obtidos como sensores de temperatura que necessitam ser contornadas:

- Primeiramente, o método de gravação interno não permite que os acopladores sejam gravados para operação em comprimentos de onda arbitrários, somente para os comprimentos de onda de exposição (488 nm e 514,5 nm). Isso inviabiliza a multiplexação em comprimento de onda de diversos sensores para a realização de sensoriamento quasi-distribuído como descrito na seção 1.3.
- Histerese térmica: Uma vez que, principalmente para as fibras Bow-Tie, a birrefringência intrínseca é obtida durante o puxamento devido à diferença do coeficiente de expansão térmica dos materiais que compõe a casca e a estrutura Bow-Tie propriamente dita, quando aquecida, a fibra demora a

estabilizar a distribuição interna de tensões que alteram a birrefringência linear, o mesmo ocorre para o resfriamento da fibra.

- Comprimento do sensor: Como a gravação é feita através do método interno, o acoplador de polarização é formado em todo o comprimento da fibra. Para se obter uma eficiência de acoplamento em torno de 100% são necessário tantos mais pontos de acoplamento quanto menor for a birrefringência induzida por passo. A temperatura deve ser homogênea ao longo do comprimento do dispositivo. Neste aspecto, técnicas mais eficientes de produção, com as quais se consegue uma maior alteração da orientação da birrefringência por ponto de acoplamento, permitem que acopladores mais curtos, ou seja com uma menor quantidade de pontos de acoplamento sejam produzidos [58].

## 6 Conclusões Gerais

Apesar do trabalho ter sido realizado com fibras cujos parâmetros não eram ideais para a gravação dos dispositivos propostos e também a despeito da falta de infraestrutura adequada foram demonstrados a produção e o funcionamento dos acopladores de polarização. Como o foco do trabalho era justamente o desenvolvimento desta infra-estrutura e a verificação das particularidades deste tipo de dispositivo fotorrefrativo, pode considerar-se que o objetivo proposto do trabalho foi cumprido. Uma abrangente pesquisa bibliográfica foi realizada ressaltando que muitos dos aspectos teóricos e práticos relacionados aos mesmos ainda têm opiniões quando não divergentes, complementares no meio científico. Os princípios que regem o comportamento dos sensores baseados nos acopladores de polarização foram apresentados, ressaltando o seu papel na dependência em temperatura do comprimento de onda ressonante. Foram demonstrados sensores de temperatura com ambas as fibras Bow-Tie WF-71 e de núcleo elíptico AD137 e levantadas suas limitações que ainda precisam ser contornadas de modo a torná-los viáveis.

Na seção 2.3.2 foi apresentado um método simplificado de determinação da birrefringência a partir da defasagem entre os modos de polarização ortogonal na saída da fibra para uma varredura em comprimento de onda. Esta medida é feita na condição em que ambos são excitados através do acoplamento de radiação de polarização linear orientada a  $45^\circ$  com os eixos de birrefringência. Este tipo de abordagem interferométrica já foi apresentada por KUKUSHI [29] e RASHLEIGH [30] e o que se propõe aqui é uma simplificação que apesar de limitada atende aos nossos propósitos.

Além disso, no caso da fibra AD137, apesar da composição modal não ser a ideal para a formação do acoplador, o seu princípio de produção e maior sensibilidade quanto à magnitude da birrefringência fotoinduzida pôde ser comprovado e foram propostos métodos alternativos de verificação da composição modal a partir do espectro de batimento. Se este método carece de um tratamento teórico mais rigoroso, o enfoque apresentado não deixa de ser válido e pode servir

como ponto de partida para um estudo mais aprofundado em relação a distribuição e acoplamento de energias entre os modos.

Em relação ao desenvolvimento da infraestrutura do Laboratório de Laser do CEFET-PR pode-se concluir que contribuições foram prestadas com a construção e integração ao sistema de aquisição do controlador e analisador de estado de polarização composto pelos rotacionadores e o respectivo controlador. Além disso, as montagens experimentais evidenciaram pontos críticos em relação à produção dos dispositivos, quais sejam, a estabilidade mecânica e térmica e a precisão do acoplamento de radiação à fibra.

Com a aquisição de um laser UV e componentes óticos associados pelo Laboratório de Laser do CEFET-PR abre-se um vasto leque de alternativas de experimentos e estudos relacionados aos acopladores de polarização. Entre estas alternativas está a produção de acopladores de polarização através do método externo para operar em comprimentos de onda arbitrários e o desenvolvimento de redes de Bragg associadas a acopladores de polarização gravados em fibras de alta birrefringência.

Além desta linha de pesquisa, podem ser seguidas outras mais ligadas ao estudo das propriedades birrefringentes da fotossensibilidade quando ligadas aos efeitos da tensão mecânica no núcleo das fibras e a seu papel na alteração da birrefringência linear da fibra. Sugestões para trabalhos futuros, nesta área do conhecimento relacionada aos dispositivos fotorrefrativos, em especial os acopladores de polarização, podem incluir ainda o estudo dos efeitos de escala molecular ligados ao processo de gravação e o papel da tensão mecânica anisotrópica na alteração do índice de refração, além da produção de dispositivos com estruturas mais complexas e que possuam funções de transferência espectral mais elaboradas para atender as necessidades de sistemas de processamento ótico de sinais, tanto em telecomunicações quanto na área de sensores com características especiais.

## 7 Referências

- [1] DYOTT, R. B. **Elliptical fiber waveguides**. Boston: Artech House, 1995.
- [2] CULSHAW, B.; DAKIN, A. **Optical fiber sensors: systems and applications**. Norwood: Artech House, 1989.
- [3] HILL, K. O.; JOHNSON, D. C.; KAWASAKI, B. S. Photosensitivity in optical fiber waveguides, application to reflection filter fabrication. **Applied Physics Letters**, v. 32, n. 10, Maio 1978.
- [4] PARENT, M.; BURES, J.; LACROIX, S.; LAPIERRE, J. Propriétés de polarisation des réflecteurs de Bragg induits par photosensibilité dans les fibres optiques monomodes. **Applied Optics**, v. 24, n. 3, Fevereiro 1985.
- [5] RUSSEL, P. St J.; HAND, D. P. Rocking filter formation in photosensitive high birefringence optical fibres. **Electronics Letters**, v. 26, n. 22, Outubro 1990.
- [6] ULRICH, R.; JOHNSON, M. Single-mode fiber-optical polarization rotator. **Applied Optics**, v. 18, n. 11, Junho 1979.
- [7] JOHNSON, M. Single-mode-fiber birefringent filters. **Optics Letters**, v. 5, n. 4, Abril 1980.
- [8] YOUNGQUIST, R. C.; BROOKS, J.L.; SHAW, H. J. Birefringent-fiber polarization coupler. **Optics Letters**, v. 8, n. 12, Dezembro 1983
- [9] MELTZ, G.; MOREY, W. W.; GLENN, W. H. Formation of Bragg gratings in optical fibres by transverse holographic method. **Optics Letters**, v. 14, n. 15, 1989
- [10] HILL, K. O.; BILODEAU, F.; MALO, B.; JOHNSON, D. C. Birefringent photosensitivity in monomode optical fibre: application to external writing of rocking filters. **Electronics Letters**, v. 27 n. 17, Agosto 1991.
- [11] Van BEURDEN, L. DWDM Filters: Get ready for a shakeout. Disponível em: <<http://www.fibers.org/articles/news/4/6/21/1>> Acesso em 15 set. de 2002.
- [12] KASHYAP, R. **Fiber bragg gratings**. London: Academic Press, 1999.
- [13] LOH, W. H.; LAMING, R. I.; ROBINSON, N.; CAVACIUTI, A. Dispersion compensation over distances in excess of 500 km for 10 Gb/s systems using chirped fibre gratings. **IEEE Photonics Technology Letters**, Agosto 1996.
- [14] SENIOR, J. M. **Optical fiber communications: principles and practice**. Hertfordshire: Prentice Hall, 1992.
- [15] SILVA, J. C. C. **Estudos da deformação em cabos condutores de alumínio com alma de aço utilizando redes de Bragg em fibras óticas**. Dissertação (Mestrado) – CEFET-PR. Curso de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial. Curitiba, 2001.

- [16] KANELLOPOULOS, S.E.; HANDEREK, V. A.; ROGERS, A. J. Simultaneous strain and temperature sensing employing a photogenerated polarisation coupler and low-order modes in elliptically cored optical fibre. **Electronics Letters**, v. 30, n. 21, Outubro 1994.
- [17] KAUL, R.; Pressure sensitivity of rocking filters fabricated in an elliptical-core optical fiber. **Optics Letters**, v. 20, n. 9, Maio 1995.
- [18] KRAUTSCHIK, C. G.; WIGLEY, P.; STEGEMAN, G. I. Demonstration of demultiplexing with a rocking filter fiber. **Applied Physics Letters**, v. 63, n. 7, Agosto 1993.
- [19] WABNITZ, S.; De ANGELIS, C. Raman-assisted femtosecond soliton switching and wavelength demultiplexing with optical fiber rocking filters. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 8, n. 5, Maio 1996.
- [20] PADDEN, W. E. P.; De STERKE, C. M.; PSAILA, D. C. Non-linear pulse propagation in twin-core fiber rocking filter. **Physical Review E**, v. 52, n. 4, Outubro 1995.
- [21] AGRAWAL, G. P. **Nonlinear Fiber Optics**, Second Edition. New York: Academic Press, 1995
- [22] JOHNSON, D. C.; BILODEAU, F.; HILL, K. O.; STEGEMAN, G. I. Long-length, long period rocking filters fabricated from conventional monomode telecommunications optical fiber. **Optics Letters**, v. 17, n. 22, Novembro 1992.
- [23] ABE, I.; FABRIS, J. L.; DIESEL, B. W.; FUGIHARA, M. C.; KALINOWSKI, J. C.; BARBOSA, C. L. Bragg grating written in high birefringence optical fibers transversal strain sensors em XXIV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2001, São Lourenço, Brasil. **Annals of the Brazilian Commission for Optics**. São Paulo: Sociedade Brasileira de Física, 2001.
- [24] BANKS, D. C.; FOLEY, J. T.; VIDINCE, K. N.; KIU, M. Instructional Software for visualizing optical phenomena. IEEE Visualization Conference 1997
- [25] GOWAR. J. **Optical Communication Systems**. Hertfordshire: Prentice Hall, 1984.
- [26] YEH, C. Elliptical dielectric waveguides. **Journal Applied Physics**, v. 33, 1962.
- [27] KUMAR, A.; VARSHNEY, R. K. "Propagations Characteristics of highly elliptical core optical waveguides: a perturbation approach. **Optical and Quantum Electronics**, v. 16, 1984.
- [28] EICKOFF, W.; YEN, Y.; ULRICH, R. Wavelength dependence of birefringence in single-mode fiber. **Applied Optics**, v. 20, n. 19, Outubro 1981.
- [29] KIKUSHI, K.; OKOSHI, T. Wavelength-sweeping technique for measuring the beat length of linearly birefringent optical fibers. **Optics Letters**, Fevereiro 1983.
- [30] RASHLEIGH, S. C. Wavelength dependence of birefringence in highly birefringent fibers. **Optics Letters**, v. 17, n. 15, Junho 1982.
- [31] COSTA, R. **Desenvol. de sist. sensores de fibras ópticas usando "Rocking Filters"** – Dissertação (Mestrado) CEFET-PR. Curso de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial. Curitiba, 2001.

- [32] STOLEN, R. H.; RAMASWAMY, V.; KAISER, P.; PLEIBEL, W. Linear polarization in Birefringent dingle-mode fibers. **Applied Physics Letters**, v. 33, n. 8, Outubro 1978.
- [33] SNITZER, E. Cylindrical dielectric waveguide modes. **Journal Optical Society of America**, Vol. 5, 1961.
- [34] EFTIMOV, T. A.; BOCK, W. J. Experimental Investigation of single-mode single-polarization optical fiber. **Optics Letters**, v. 17, n. 15, Agosto 1992.
- [35] OTHONOS, A. Fiber Bragg gratings. **Rev. Science Instrumentation**, v. 68, n. 12, Dezembro 1997.
- [36] CAMPBELL, R. J.; KASHYAP, R. The properties and applications of photosensitive germanosilicate fibre. **International Journal of Optoelectronics**, v. 9, n. 1, 1994.
- [37] WILLIAMS, D. L.; DAVEY, S. T.; KASHYAP, R.; ARMITAGE, J. R.; AINSLIE, B. J. UV Spectroscopy of optical fubres and performs. International Workshop on Photoinduced Self-organisation Effects in Optical Fibre, **Proc. Photo-opt. Instrum. Engrs. (SPIE)**, v. 1519, n. 29, 1991.
- [38] ALBERT, J.; MALO, B.; BILODEAU, F.; JOHNSON, D. C.; HILL, K. O.; HIBINO, Y.; KAWACHI, M. Photosensitivity in Ge-doped silica optical waveguides and fibres with 193 nm light from an ArF Excimer-laser. **Optics Letters**, v. 19, n. 6, Março 1994.
- [39] HAND, D. P.; RUSSEL, P. St. J. Photo-induced refractive changes in germanosilicate fibres. **Optics Letters**, v. 15, n.2, Janeiro 1990.
- [40] BERNARDIN, J. P.; LAWANDY, N. M. Dynamics of the formation of Bragg gratings in germanosilicate optical fibers. **Optics Communications**, v. 79, n. 3, Outubro 1990.
- [41] STATHIS, J. H. Selective generation of oriented defects in glasses, application to SiO<sub>2</sub>. **Physical Review Letters**, v. 58, n. 14, Abril 1987.
- [42] BARDAL, S.; KAMAL, A.; RUSSEL, P. St. J. Photoinduced birefringence on optical fibers: a comparative study of low-birefringence and high-birefringence fibers. **Optics Letters**, v. 17, n. 6, Março 1992.
- [43] KANELLOPOULOS, S. E.; HANDEREK, V. A.; ROGERS, A. J. Photoinduced polarization couplers in elliptical core optical fibres written using 532 and 266 nm sources. **Electronics Letters**, v. 28, n. 6, Julho 1992.
- [44] ULRICH, R.; JOHNSON, M. Single-mode fiber-optical polarization rotator. **Applied Optics**, v. 18, n. 11, Junho 1979.
- [45] JOHNSON, M. Single-mode fiber Birefringent filters. **Optics Letters**, v. 15, n. 4, Abril 1980.
- [46] YOUNGQUIST, R. C.; BROOKS, J. L.; SHAW, H. J. Birefringent-fiber polarization coupler. **Optics Letters**, v. 8, n. 12, Dezembro 1983.
- [47] STOLEN, R. H.; ASHKIN, A.; PLEIBEL, W.; DZIEDZIC, M. In-line fiber polarization rocking rotator and filter. **Optics Letters**, v. 9, n. 7, Julho 1984.
- [48] YARIV, A. Coupled-mode wave theory for guided-wave optics. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 9, n. 9, Setembro 1973.

- [49] PSAILA, D. C.; De STERKE, C. M.; OUELLETTE, F. Double pass technique for fabricating compact optical fibre rocking filters. **Electronics Letters**, v. 31, n. 13, Junho 1995.
- [50] PSAILA, D. C.; De STERKE, C. M.; OUELLETTE, F. Comb filters based on superstructure rocking filter in photosensitive optical fibers. **Optics Communications**, v. 141, Agosto 1997.
- [51] ZHANG, F.; LIT, J. W. Temperature and strain sensitivity of hi-birefringent polarization maintaining fibers. **Applied Optics**, v. 32, 1993.
- [52] TSAI, T.; TAUNAY, T. FRIEBELE, J. Stress-dependent growth of ultraviolet-induced refractive index change and defect centers in highly Ge-doped SiO<sub>2</sub> core fibers. **Applied Physics Letters**, v. 75, n. 15, Outubro 1999.
- [53] KANELLOPOULOS, S. E.; Valente, L. C. G.; Handerek, V. A.; Rogers, J. Photorefractive polarization couplers in elliptical core fibers. **IEEE Photonic Technology Letters**, v. 3, n. 9, Setembro 1991.
- [54] de GÓES, R. E.; FABRIS, J. L.; MÜLLER, M.; FALATE, R. Sistema integrado para caracterização ótica de materiais. **Revista Física Aplicada e Instrumentação**, v. 14, n. 2, 1999.
- [55] de GÓES, R. E.; BECKER, L. G. B.; MARTINS, P. E.; LIMA, C. A.; MÜLLER, M.; FALATE, R.; KALINOWSKI, H. J.; FABRIS, J. L. Desenvolvimento e caracterização de um sistema automatizado para polarimetria. **Revista Física Aplicada e Instrumentação**, v. 15, n. 1, 2002.
- [56] EFTIMOV, T. LP<sub>01</sub>-LP<sub>11</sub> intermodal interference in highly birefringent two-mode fibres with differential LP<sub>11</sub> polarization mode attenuation. **Journal of Modern Optics**, v. 42, n. 3, 1995.
- [57] PSAILA, D. C.; OUELLETTE, F.; De STREKE, M. Characterization of photoinduced birefringence change in optical fiber rocking filters. **Applied Physics Letters**, v. 64, n. 7, Fevereiro 1996.
- [58] PSAILA, D. C.; De STREKE, M.; OUELLETTE, F. Double pass technique for fabricating compact optical fibre rocking filter. **Electronics Letters**, v. 31, n. 13, Junho 1995.
- [59] DAVÉ, D. P.; MILNER, T. E. Precise beat length measurement of birefringent fibers with dual channel low-coherence reflectometer. **Electronics Letters**, v. 37, n. 4, Fevereiro 2001.
- [60] de GÓES, R. E.; ABE, I.; FABRIS, J. L.; KALINOWSKI, H. J.; MULLER, M.; FUGIHARA, M. C.; FALATE, R.; DIESEL, B. W.; KAMIKAWACHI, R. C.; BARBOSA, C. L. Production and characterization of refractive index gratings in High Birefringence fibre optics. **Optics and Laser Engineering**. Elsevier Science B. V. 2002



## **RESUMO:**

Os acopladores de polarização em fibras óticas, também conhecidos como Rocking Filters (RF), são dispositivos gravados através da incidência de um feixe de luz laser de alta intensidade e comprimento de onda adequado no núcleo de uma fibra de alta birrefringência (Hi-Bi). Este tipo de dispositivo, assim como as Redes de Bragg, pode ser utilizado tanto em aplicações de telecomunicações em redes óticas quanto em sistemas de medição a fibra ótica. Nesta dissertação são apresentadas as características deste tipo de dispositivo e métodos de produção. Foram fabricados acopladores em dois tipos de fibras Hi-Bi. São discutidos o processo de fabricação bem como a aplicação do mesmo como um sensor de temperatura. São descritos os métodos utilizados e montagens experimentais bem como um medidor e controlador do estado de polarização desenvolvido para integrar o sistema de aquisição e auxiliar no processo de gravação e caracterização do acoplador de polarização.

## PALAVRAS-CHAVE

Dispositivos Fotorefrativos em Fibras Óticas / Birrefringência / Acoplador de Polarização / Rocking Filter / Sensores a Fibras Óticas

## ÁREA/SUB-ÁREA DE CONHECIMENTO

Física / Ótica

Engenharia Elétrica / Teoria Eletromagnética, Microondas, Propagação de Ondas, Antenas

2002

N.º: