

**UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA E
INFORMÁTICA INDUSTRIAL**

ISABELA BARLETA JAVORSKY

**ESTUDO NUMÉRICO-EXPERIMENTAL DA MODULAÇÃO
ACUSTO-ÓTICA EM UMA FIBRA COM DOIS NÚCLEOS**

DISSERTAÇÃO

CURITIBA

2018

ISABELA BARLETA JAVORSKY

**ESTUDO NUMÉRICO-EXPERIMENTAL DA MODULAÇÃO
ACUSTO-ÓTICA EM UMA FIBRA COM DOIS NÚCLEOS**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial da Universidade Tecnológica Federal do Paraná como requisito parcial para obtenção do grau de “Mestre em Ciências” – Área de Concentração: Fotônica em Engenharia.

Orientador: Prof. Dr. Alexandre de Almeida Prado Pohl

Co-orientador: Dr. Ricardo Ezequiel da Silva

CURITIBA

2018

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação

J41e
2018 Javorsky, Isabela Barleta
Estudo numérico-experimental da modulação acusto-ótica em uma fibra com dois núcleos / Isabela Barleta Javorsky.-- 2018.
60 f. : il. ; 30 cm

Texto em português, com resumo em inglês
Disponível também via World Wide Web
Dissertação (Mestrado) - Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial, Curitiba, 2018
Bibliografia: f. 58-60

1. Método dos elementos finitos. 2. Fibras ópticas. 3. Análise numérica. 4. Métodos de simulação. 5. Redes de Bragg. 6. Modulação (Eletrônica). 7. Engenharia elétrica - Dissertações I. Pohl, Alexandre de Almeida Prado, orient. II. Silva, Ricardo Ezequiel da, coorient. III. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial. IV. Título.

CDD: Ed. 22 – 621.3

Biblioteca Central da UTFPR, Câmpus Curitiba
Bibliotecária : Anna T. R. Caruso CRB9/935

TERMO DE APROVAÇÃO DE DISSERTAÇÃO Nº 785

A Dissertação de Mestrado intitulada “**Estudo Numérico e Experimental da Modulação Acusto-Ótica de uma Fibra com dois Núcleos**” defendida em sessão pública pelo(a) candidato(a) **Isabela Barleta Javorsky**, no dia 27 de fevereiro de 2018, foi julgada para a obtenção do título de Mestre em Ciências, área de concentração Fotônica em Engenharia, e aprovada em sua forma final, pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial.

BANCA EXAMINADORA:

Prof(a). Dr(a). Alexandre de Almeida Prado Pohl - Presidente – (UTFPR)

Prof(a). Dr(a). Marcos Antonio Ruggieri Franco - (IEAv-CTA)

Prof(a). Dr(a). Ricardo Canute Kamikawachi- (UTFPR)

A via original deste documento encontra-se arquivada na Secretaria do Programa, contendo a assinatura da Coordenação após a entrega da versão corrigida do trabalho.

Curitiba, 27 de fevereiro de 2018.

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, Beatriz e Nelson, que sempre incentivaram meu crescimento e apoiaram minhas decisões com muito amor e dedicação, provendo todo o suporte necessário. Também agradeço às minhas irmãs, Tatiane, Juliane e Maíra, por sempre caminharem ao meu lado.

Ao meu orientador Prof. Dr. Alexandre Pohl, por todo o incentivo, apoio e aprendizado ao longo destes dois anos de trabalho.

Ao meu coorientador Dr. Ricardo Ezequiel da Silva, pela motivação, por todas as discussões e pelo conhecimento transmitido.

Ao Dr. Marcos Franco, do Instituto de Estudos Avançados (IEAv), pela infra-estrutura disponibilizada, pelas discussões e por todo o suporte durante as simulações.

Ao Dr. Walter Margulis, do grupo de pesquisa RISE Acreo, por fornecer a fibra ótica com dois núcleos usada experimentalmente.

Ao grupo de pesquisa do CPGEI, em especial aos colegas do Laboratório de Comunicação de Dados (LCD) e do Laboratório de Fotônica, que contribuíram de alguma forma para o avanço deste trabalho.

À CAPES pela bolsa de estudos fornecida durante a realização desta pesquisa.

RESUMO

Javorsky, Isabela B.. ESTUDO NUMÉRICO-EXPERIMENTAL DA MODULAÇÃO ACUSTO-ÓTICA EM UMA FIBRA COM DOIS NÚCLEOS. 60 f. Dissertação – Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2018.

As propriedades de propagação e acoplamento entre modos em uma fibra ótica com dois núcleos são investigadas utilizando o método dos elementos finitos em 3D. A simulação da transferência de potência entre os núcleos ao longo da fibra em um comprimento de onda específico permite sintonizar um filtro de atenuação no espectro de transmissão. A sintonização dinâmica do espectro de transmissão do filtro é obtida através da aplicação de ondas acústicas flexurais. Uma fibra com dois núcleos com propriedades geométricas e materiais similares ao da simulação é experimentalmente caracterizada sob excitação de ondas acústicas de baixa frequência (9 kHz - 16 kHz). O modulador acusto-ótico foi utilizado para sintonizar a magnitude e o comprimento de onda do filtro de atenuação. Os resultados experimentais indicam concordância com a teoria e simulação. O estudo aponta para uma nova metodologia numérica para o projeto e análise de dispositivos acusto-óticos baseados em fibras com vários núcleos, o que habilita a aplicação destes dispositivos em filtros de atenuação, chaveadores de potência entre núcleos, sensores e acopladores.

Palavras-chave: Fibra com dois núcleos. Método dos elementos finitos. Modulação acusto-ótica.

ABSTRACT

Javorsky, Isabela B.. NUMERICAL-EXPERIMENTAL STUDY OF THE ACOUSTO-OPTICAL MODULATION IN A DOUBLE-CORE FIBER. 60 f. Dissertação – Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial, Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curitiba, 2018.

The coupling and the propagation properties between the modes in a double-core optical fiber are investigated by means of the 3D finite element method. The simulation of the power transfer between the cores along the fiber at a specific wavelength allows tuning an attenuation filter in the transmission spectrum. The dynamic tuning of the filter transmission spectrum is achieved by the application of flexural acoustic waves. A double-core fiber with similar geometrical and material properties compared to the simulation is acoustically excited and experimentally characterized. An acousto-optic modulator (9 kHz - 16 kHz) is assembled to tune the magnitude and the wavelength of the attenuation filter. The experimental results indicate agreement with simulations. The study points out to a new numerical methodology for the project and analysis of acousto-optic devices based on multicore fibers, which enables the application of these devices in attenuation filters, channel switches, sensors and couplers.

Keywords: Double-core fiber. Finite element method. Acousto-optic modulation.

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1	– Ilustração da seção transversal de uma fibra ótica com dois núcleos e seus parâmetros geométricos e materiais.	17
FIGURA 2	– Modos suportados por uma fibra com dois núcleos: (a) modo simétrico e o (b) modo antissimétrico.	18
FIGURA 3	– Ilustração do campo elétrico dos modos simétrico e antissimétrico sobrepostos.	18
FIGURA 4	– (a) A potência de uma fonte banda larga ideal (b) incidente no núcleo central em uma DCF. (c) O espectro de transmissão resultante possui vales de atenuação. (d) A periodicidade da transferência de potência entre os núcleos é dada pelo comprimento de batimento L_B	21
FIGURA 5	– Fibra ótica com curvaturas causadas por uma onda acústica flexural.	22
FIGURA 6	– Imagem apresentada por Birks et al. (1996) ilustrando o efeito da curvatura no índice efetivo, de acordo com a seção transversal da fibra	23
FIGURA 7	– Ilustração de um modulador acusto-ótico com configuração longitudinal, composto por um PZT, uma corneta de sílica e um segmento de uma fibra com dois núcleos.	25
FIGURA 8	– Etapas de simulação utilizando o método dos elementos finitos.	27
FIGURA 9	– Fibra ótica de dois núcleos utilizada nas simulações (RUGELAND; MARGULIS, 2012).	27
FIGURA 10	– (a) Desenho da seção transversal da fibra com PML e com os parâmetros geométricos e materiais. (b) Malha da seção transversal da DCF com geometria em 2D.	28
FIGURA 11	– Gráfico de estabilização do índice efetivo em relação ao número de elementos da malha referente a definição da malha em uma seção transversal de diâmetro $125 \mu\text{m}$	29
FIGURA 12	– Detalhes da malha usada para solucionar os campos através do método dos elementos finitos.	29
FIGURA 13	– Potência propagada na fibra (a) sem PML e (b) com PML a partir da excitação de modos de núcleo e de casca.	30
FIGURA 14	– Modos excitados na seção transversal da fibra: (a) simétrico e (b) antissimétrico.	31
FIGURA 15	– Transferência de potência entre os dois núcleos na DCF com comprimento $l = 21 \text{ mm}$ visualizada no plano em xz da geometria em 3D.	32
FIGURA 16	– Transferência de potência entre os dois núcleos na DCF com comprimento $l = 21 \text{ mm}$	32
FIGURA 17	– Espectro de transmissão simulado para uma fibra de dois núcleos com comprimento de acoplamento $l = 21 \text{ mm}$	33
FIGURA 18	– Espectro de transmissão simulado para uma fibra de dois núcleos com comprimento de acoplamento $l = 48 \text{ mm}$, para o intervalo entre 1450 nm e 1700 nm , com resolução de 10 nm	34
FIGURA 19	– Espectro de transmissão simulado para uma fibra de dois núcleos com	

	comprimento $l = 48$ mm, para o intervalo entre 1580 e 1690 nm, com resolução de 1 nm.	34
FIGURA 20	– Tensão resultante na DCF com comprimento de acoplamento $l = 48$ mm, com as regiões de extensão e compressão representadas em vermelho e azul, respectivamente.	36
FIGURA 21	– Transferência de potência entre os dois núcleos na DCF com comprimento $l = 48$ mm, comprimento de onda $\lambda_C = 1640$ nm, frequência acústica $f = 2,924$ kHz.	36
FIGURA 22	– Casamento da onda acústica flexural (vermelho) com a variação de potência no núcleo externo da DCF com comprimento de acoplamento $l = 48$ mm (azul).	37
FIGURA 23	– Transferência de potência entre os núcleos ao longo do comprimento de acoplamento l com modulação acusto-ótica, tendo como referência a potência no núcleo externo sem modulação (linha tracejada).	38
FIGURA 24	– Potência do núcleo externo ao longo do comprimento de 48 mm sem modulação (azul) e com modulação acusto-ótica (vermelho).	38
FIGURA 25	– Espectro de transmissão da DCF com comprimento $l = 48$ mm sem modulação (vermelho). Excitando uma onda flexural com frequência $f = 2,924$ kHz, o espectro é modulado em magnitude e deslocado em comprimento de onda (verde).	39
FIGURA 26	– Secção transversal da DCF utilizada experimentalmente com os dois núcleos em destaque.	41
FIGURA 27	– Espectro de transmissão da DCF para o comprimento de acoplamento modal $l = 48$ mm apresentando duas ressonâncias.	42
FIGURA 28	– Espectro de transmissão da DCF para o comprimento de acoplamento modal $l = 160$ mm apresentando cinco ressonâncias.	43
FIGURA 29	– Resposta em impedância-fase experimental do PZT ilustrado em Silva et al. (2013).	44
FIGURA 30	– Arranjo experimental utilizado para a modulação do espectro de transmissão de uma DCF com comprimento de acoplamento modal $l = 48$ mm.	45
FIGURA 31	– Foto do arranjo experimental do modulador acusto-ótico.	45
FIGURA 32	– Foto da fixação da DCF na corneta utilizando super cola visto por um microscópio ocular.	46
FIGURA 33	– Espectro de transmissão da DCF de comprimento de acoplamento $l = 48$ mm com as duas ressonâncias, sem modulação (azul) e com modulação acusto-ótica, excitando o PZT com uma tensão de 10 V (vermelho).	46
FIGURA 34	– Espectro modulado da segunda ressonância, referente ao intervalo 1540 nm - 1665 nm, para a mesma frequência ($f \sim 16$ kHz) e uma variação da tensão aplicada ao PZT (0 V - 10 V).	47
FIGURA 35	– Variação da transmitividade mínima em função da tensão aplicada ao PZT, na frequência acústica $f \sim 16$ kHz, $\lambda_C \sim 1627$ nm e $l \sim 48$ mm.	48
FIGURA 36	– Deslocamento em comprimento de onda em função da variação da tensão aplicada ao PZT na frequência de excitação acústica $f \sim 16$ kHz e $l \sim 48$ mm.	48
FIGURA 37	– Arranjo experimental do modulador com a DCF de comprimento de acoplamento $l = 160$ mm.	49
FIGURA 38	– Espectro de transmissão sem modulação acusto-ótica (azul) e com	

	modulação acústica (vermelho) obtida em $f \sim 9$ kHz e com tensão aplicada ao PZT igual a 10 V, para o espectro referente ao intervalo entre 1425 nm - 1665 nm.	50
FIGURA 39	– Espectro de transmissão da DCF com comprimento de acoplamento $l \sim 160$ mm da região de maior modulação (1577 nm - 1618 nm), obtida em uma frequência $f \sim 9$ kHz, variando a tensão aplicada ao PZT (0 - 10 V).	50
FIGURA 40	– Resultado experimental para o comportamento da transmissividade mínima em relação à variação da tensão aplicada ao PZT (0 - 10 V), para uma frequência de excitação acústica de 9 kHz.	51
FIGURA 41	– Espectro de transmissão completo para um comprimento de interação modal $l = 160$ mm sem modulação (azul) e com modulação acusto-ótica obtida em $f \sim 11$ kHz e com tensão aplicada ao PZT igual a 10 V (vermelho).	52
FIGURA 42	– Espectro de transmissão da DCF com comprimento de acoplamento $l \sim 160$ mm da região de maior modulação obtida em uma frequência acústica $f \sim 11$ kHz e com variação da tensão aplicada ao PZT (0 V - 10 V).	52
FIGURA 43	– Resultado experimental para o comportamento da transmissividade mínima em relação à variação da tensão aplicada ao PZT (0 - 10 V), para uma frequência de excitação acústica $f \sim 11$ kHz.	53
FIGURA 44	– Deslocamento do comprimento de onda de ressonância λ_C de acordo com a variação da tensão aplicada ao PZT (0 - 10 V), para uma frequência de excitação acústica $f \sim 11$ kHz e comprimento de acoplamento $l \sim 160$ mm.	53

LISTA DE SIGLAS

MCF	<i>Multi-Core Fiber</i>
DCF	<i>Double Core Fiber</i>
SMF	<i>Single Mode Fiber</i>
AOM	<i>Acousto-Optic Modulator</i>
PZT	<i>Piezo Electric Transducer</i>
FBG	<i>Fiber Bragg Grating</i>
LPG	<i>Long Period Grating</i>
FEM	<i>Finite Element Method</i>
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i>
PML	<i>Perfectly Matched Layer</i>
MEV	Microscópio Eletrônico de Varredura
OSA	<i>Optical Spectrum Analyzer</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

$a_s(x,y)$	Campo elétrico modo simétrico
$a_1(x,y)$	Campo elétrico núcleo 1
$a_2(x,y)$	Campo elétrico núcleo 2
$a_a(x,y)$	Campo elétrico modo antissimétrico
F	Raiz quadrada do máximo acoplamento
β_1	Constante de propagação núcleo 1
β_2	Constante de propagação núcleo 2
Δ_1	Índice de refração normalizado do núcleo 1
Δ_2	Índice de refração normalizado do núcleo 2
A_1	Área da seção transversal do núcleo 1
A_2	Área da seção transversal do núcleo 2
P_1	Potência núcleo 1
P_2	Potência núcleo 2
l	Comprimento de acoplamento modal
C	Coefficiente de acoplamento
r_n	Raio do núcleo
S	Separação entre os núcleos
V	Frequência normalizada
n_n	Índice de refração do núcleo
n_c	Índice de refração da casca
L_B	Comprimento de batimento
λ_C	Comprimento de onda de acoplamento
n_1	Índice efetivo do modo simétrico
n_2	Índice efetivo do modo antissimétrico
$\lambda_a(f)$	Comprimento de onda acústico
f	Frequência acústica
r_c	Raio da casca
v_L	Velocidade acústica longitudinal
E	Módulo de Young
ν	Razão de Poisson
ρ	densidade
σ_x	Tensão na direção x
σ_y	Tensão na direção y
σ_z	Tensão na direção z

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	13
1.1	MOTIVAÇÃO	13
1.2	OBJETIVOS	16
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	17
2.1	PROPRIEDADES MODAIS DE UMA FIBRA ÓTICA COM DOIS NÚCLEOS	17
2.2	ONDA ACÚSTICA FLEXURAL APLICADA EM FIBRAS ÓTICAS	22
3	SIMULAÇÃO DE UMA FIBRA ÓTICA COM DOIS NÚCLEOS UTILIZANDO O MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS	26
3.1	ESTUDO NUMÉRICO DAS PROPRIEDADES MODAIS E ESPECTRAIS DA DCF	27
3.2	MODULAÇÃO DOS MODOS E DO ESPECTRO DA DCF COM ONDAS ACÚSTICAS FLEXURAS	35
3.3	CONSIDERAÇÕES FINAIS DO CAPÍTULO	39
4	CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESPECTRO DE TRANSMISSÃO DA FIBRA COM DOIS NÚCLEOS MODULADO POR ONDAS ACÚSTICAS	40
4.1	CARACTERIZAÇÃO DO ESPECTRO EM COMPRIMENTO DE ONDA DA DCF	40
4.2	MODULAÇÃO DO ESPECTRO DE TRANSMISSÃO DA DCF COM ONDAS ACÚSTICAS	43
4.2.1	Modulação acusto-ótica de uma fibra com dois núcleos com comprimento de acoplamento de 48 mm	44
4.2.2	Modulação acusto-ótica de uma fibra com dois núcleos com comprimento de acoplamento de 160 mm	49
4.3	CONSIDERAÇÕES FINAIS DO CAPÍTULO	54
5	CONCLUSÕES	55
	REFERÊNCIAS	58

1 INTRODUÇÃO

1.1 MOTIVAÇÃO

O desenvolvimento da tecnologia de fibras óticas tem possibilitado grandes avanços na área de telecomunicações, permitindo transmissões a longa distância e dispositivos totalmente em fibra, como filtros, moduladores e chaveadores. Contudo, a demanda por alta capacidade de transmissão vem crescendo, sendo que as fibras óticas convencionais não fornecem largura de banda suficiente para esta necessidade (DESURVIRE, 2006).

Visando aumentar a capacidade por fibra dos sistemas à fibra ótica, fibras com vários núcleos vêm sendo desenvolvidas, contribuindo também para a redução do peso do cabeamento necessário para uma mesma densidade de transmissão com fibras de um núcleo. A primeira fibra multi-núcleo (MCF - *Multi-Core Fiber*) que se tem conhecimento foi desenvolvida por INAO et al. (1979) com 7 núcleos. Para a fabricação desta MCF foram utilizadas sete preformas em forma de bastão, com um núcleo central e outros seis distribuídos uniformemente ao seu redor. Esta fibra apresentou perdas de transmissão e perdas na emenda comparáveis com as fibras de um único núcleo fabricadas na mesma época.

Posteriormente, Schiffner et al. (1980) descreveram a fabricação de uma fibra com dois núcleos (DCF - *Double Core Fiber*) a partir de duas fibras convencionais para utilização como acoplador direcional. Neste caso, as propriedades modais do dispositivo podem ser sintonizadas alterando a geometria da MCF e os guias de onda podem ser acessados individualmente na saída.

Desde então, as MCFs vem sendo estudadas e aplicadas em multiplexação espacial em transmissões a longas distâncias (RICHARDSON et al., 2013), amplificadores (ABEDIN et al., 2011), lasers phase-locked (LI et al., 2007), lasers mode-locked (LU; CHU, 2000), sensores de temperatura (ANTONIO-LOPEZ et al., 2014) e sensores de curvatura (NEWKIRK et al., 2015).

As fibras multi-núcleo são caracterizadas por dois ou mais guias de onda permitindo

o aumento da capacidade de transmissão por fibra se comparado a uma fibra ótica monomodo (SMF - *Single Mode Fiber*). Dependendo das propriedades geométricas e materiais os núcleos podem ser acoplados ou desacoplados, podendo ser empregados, respectivamente, em multiplexação espacial (ARIK; KAHN, 2013) ou como canais de transmissão independentes (SAKAGUCHI et al., 2012). Considerando uma MCF com núcleos acoplados, o espectro de transmissão em comprimento de onda apresenta um vale de atenuação.

Além destas características, as MCFs são sensíveis à temperatura e à deformação mecânica, permitindo que possam ser utilizadas como sensores. Por exemplo, com os parâmetros de fabricação adequados, uma DCF com núcleos fortemente acoplados pode ser utilizada como sensor para altas temperaturas (RUGELAND; MARGULIS, 2012). Neste caso, os índices efetivos dos modos alteram de acordo com a mudança de temperatura. Assim, o acoplamento entre os modos é modificado, resultando em um deslocamento do vale de atenuação da DCF. Por outro lado, uma curvatura em uma MCF causa alterações do índice efetivo modal e mudança de caminho ótico (efeito elasto-ótico), alterando o acoplamento entre os modos (TAYLOR, 1984). Como resultado, o vale de atenuação é deslocado no espectro e a magnitude de atenuação é modificada.

A partir deste princípio, as propriedades modais de uma fibra ótica com um ou vários núcleos podem ser modificadas por meio de ondas acústicas. Estas ondas podem ser excitadas na fibra através de um modulador acusto-ótico (AOM - *Acousto-Optic Modulator*).

Um AOM é composto por um transdutor piezoelétrico (PZT - *Piezo Electric Transducer*), uma corneta acústica e um segmento de fibra ótica (KIM et al., 1986). O PZT quando excitado por um sinal elétrico, gera ondas acústicas que são amplificadas e acopladas na fibra pela corneta. A onda acústica induz curvaturas periódicas alterando o caminho ótico e o índice efetivo dos modos, o que modifica a condição de acoplamento de potência entre os núcleos (BIRKS et al., 1996). Estes dispositivos geralmente são empregados como filtros atenuadores (Sang Kim et al., 1997) e deslocadores em frequência (KIM et al., 1986).

Ondas acústicas também são empregadas na modulação de redes de Bragg (FBG - *Fiber Bragg Gratings*). Estas redes são caracterizadas por uma mudança do índice de refração periódica e permanente no núcleo da fibra ótica (HILL; MELTZ, 1997). A interação entre ondas acústicas longitudinais e uma FBG resulta no aparecimento de lóbulos laterais no espectro de reflexão. Este princípio foi aplicado na modulação de um laser *mode-locked* totalmente em fibra (SILVA et al., 2015).

Redes de período longo (LPG - *Long Period Grating*) também podem ser moduladas acusticamente. As LPGs são regiões no núcleo da fibra ótica em que o índice de refração é

modulado com um período maior que as FBGs (VENGSARKAR et al., 1996). A diferença de índice faz com que parte da potência propagada em uma LPG seja acoplada para modos de ordem superior, resultando em um vale de atenuação no espectro de transmissão. Ao excitar uma onda acústica flexural em uma LPG, o espectro é deslocado em comprimento de onda e a magnitude de atenuação é reduzida. Empregando este princípio, Oliveira et al. (2011) desenvolveram um viscosímetro baseado na modulação acústica de redes de período longo.

Um AOM excitando transversalmente uma fibra ótica com dois modos causa curvaturas periódicas, acoplando a potência do modo ótico fundamental para modos de ordem superior (KIM et al., 1986). Esta mesma abordagem foi utilizada por H. Sabert, L. Dong (1992) para excitar uma fibra com dois núcleos. O acoplamento entre os núcleos é dependente do raio e da distância entre os núcleos, permitindo que o dispositivo seja sintonizado em um grande intervalo de frequências.

A modulação acusto-ótica vem sendo estudada numérica e experimentalmente em fibras MCF para realizar o chaveamento dos canais óticos e a sintonização em comprimento de onda (DONG et al., 1994). A onda acústica muda o caminho ótico e o índice efetivo modal, alterando a condição de acoplamento entre os modos e, conseqüentemente, a transferência de potência entre os núcleos.

Fernandes et al. (2015) apresentam um seletor em comprimento de onda que excita uma onda acústica em uma MCF a fim de controlar o chaveamento de potência entre os núcleos. Para isso, um modelo analítico foi desenvolvido, que utiliza como entrada os parâmetros óticos modais resultantes de um estudo numérico baseado no método dos elementos finitos (FEM - *Finite Element Method*) em 2D. Contudo, este trabalho abordou um desenvolvimento teórico, sem demonstração experimental.

Nesta dissertação o efeito acusto-ótico foi aplicado a uma fibra de dois núcleos, empregando-se uma metodologia de simulação em 3D que pode ser adaptada posteriormente para fibras mais complexas. Uma DCF com características similares é acusticamente excitada e experimentalmente caracterizada. A modulação acusto-ótica foi obtida experimentalmente utilizando um dispositivo todo em fibra e sem a necessidade de redes inscritas em seu núcleo (FBGs ou LPGs). Até o momento não há conhecimento de um trabalho semelhante na literatura.

O Capítulo 2 descreve os princípios teóricos necessários para o entendimento e desenvolvimento do trabalho. O princípio básico de funcionamento de uma fibra ótica convencional é descrito, assim como as propriedades modais de uma fibra com dois núcleos. Além disso, os efeitos de ondas acústicas flexurais aplicadas em uma fibra ótica será discutido. Finalmente, é feita uma descrição do princípio básico de funcionamento de um modulador

acusto-ótico.

O capítulo 3 descreve a metodologia e discute os resultados da simulação de uma fibra ótica com dois núcleos utilizando o método dos elementos finitos em 3D. A descrição e a sobreposição dos modos resultando na transferência periódica de potência entre os núcleos são apresentados. A partir de uma frequência acústica adequada, a transferência de potência entre os núcleos é alterada, modulando acusticamente o espectro ótico.

O capítulo 4 discute os resultados experimentais da modulação acusto-ótica do espectro de transmissão de uma DCF. Para a modulação foram utilizadas duas configurações com comprimentos diferentes.

Os resultados apresentados neste trabalho apresentam uma metodologia de simulação que utiliza o método dos elementos finitos em 3D, contendo as áreas de ótica e mecânica, que auxilia na análise de dados e viabiliza futuros projetos de fibras óticas mais complexas. Além disso, os resultados experimentais apresentam a modulação acusto-ótica de uma fibra com dois núcleos, podendo ser empregada futuramente em filtros de atenuação eletricamente controlados.

1.2 OBJETIVOS

Esta dissertação tem como objetivo geral investigar numérica e experimentalmente a modulação das propriedades óticas de uma fibra com dois núcleos empregando ondas acústicas. O trabalho pode ser dividido nos seguintes objetivos específicos:

- Estudo teórico das propriedades modais e elasto-óticas da DCF.
- Análise numérica modal da seção transversal da DCF em 2D.
- Simulação da propagação e acoplamento entre os modos através do FEM em 3D.
- Simulação do espectro de transmissão da DCF.
- Associação do índice de refração da DCF com as deformações causadas por ondas acústicas flexurais.
- Simulação do espectro de transmissão da DCF modulado acusticamente.
- Caracterização experimental do espectro de transmissão da DCF modulado por ondas acústicas.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Uma fibra ótica convencional possui um núcleo envolto pela casca. A fibra é basicamente feita de sílica, sendo o núcleo dopado geralmente com germânio para que seu índice de refração seja ligeiramente maior que o da casca. Desta maneira, com um ângulo adequado de incidência da luz na fibra, a luz será guiada pelo núcleo por meio de reflexões internas totais.

2.1 PROPRIEDADES MODAIS DE UMA FIBRA ÓTICA COM DOIS NÚCLEOS

A Figura 1 ilustra a seção transversal de uma fibra ótica com dois núcleos de raio r_n separados, centro a centro, por uma distância S . O índice de refração de núcleo n_n é ligeiramente maior que o índice de refração da casca n_c .

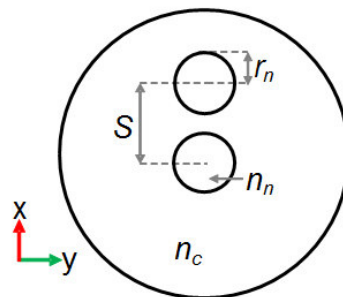


Figura 1: Ilustração da seção transversal de uma fibra ótica com dois núcleos e seus parâmetros geométricos e materiais.

Com estas características geométricas e materiais adequadas, a fibra guia dois modos que possuem índices efetivos diferentes e se propagam com diferentes velocidades de fase. A Figura 2(a) e Figura 2(b) mostram os campos elétricos dos modos simétrico e antissimétrico, respectivamente. A sobreposição dos dois modos quando estiverem em fase é ilustrada na Figura 3 e resultará na interferência construtiva em um núcleo e destrutiva em outro (YU et al., 2006). Ou seja, os modos simétrico e antissimétrico se propagam simultaneamente nos dois

núcleos em um determinado comprimento de onda.

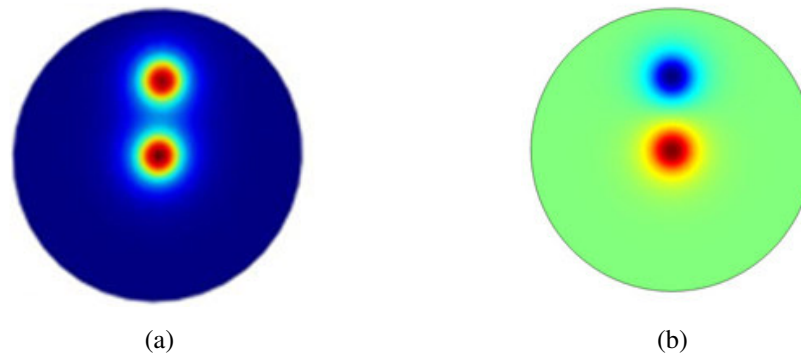


Figura 2: Modos suportados por uma fibra com dois núcleos: (a) modo simétrico e o (b) modo antissimétrico.

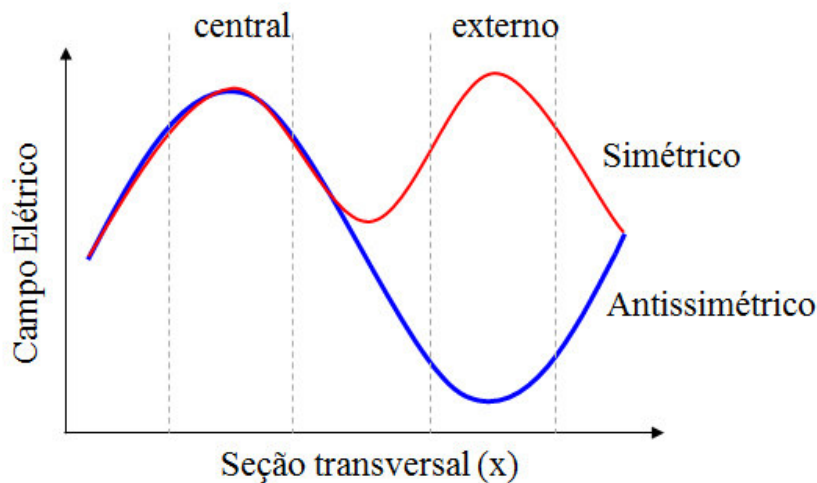


Figura 3: Ilustração do campo elétrico dos modos simétrico e antissimétrico sobrepostos.

A composição do modo simétrico ($a_s(x,y)$) é descrita na Equação 1 pela sobreposição dos campos elétricos dos dois núcleos isolados ($a_1(x,y)$ e $a_2(x,y)$). Este modo possui um campo elétrico forte no núcleo 1 e um campo mais fraco no núcleo 2 (DONG et al., 1994). Da mesma maneira, a Equação 2 descreve a composição do modo antissimétrico ($a_a(x,y)$), que possui um campo elétrico forte no núcleo 2 e um campo elétrico mais fraco e de fase oposta no núcleo 1. Os modos simétrico e antissimétrico são definidos como supermodos, pois são formados pela sobreposição dos modos dos núcleos individuais.

$$a_s(x,y) = a_2(x,y) + \frac{F}{2}a_1(x,y) \quad (1)$$

$$a_a(x,y) = a_1(x,y) - \frac{F}{2}a_2(x,y) \quad (2)$$

Para ambos os modos, a sobreposição dos campos elétricos dos núcleos individuais ocorre devido ao campo evanescente do núcleo 1 atingir o núcleo 2 e devido ao campo evanescente do núcleo 2 atingir o núcleo 1. Esta sobreposição resulta em um acoplamento modal dependente do parâmetro F , definido pela raiz quadrada do máximo acolamento entre os núcleos,

$$F = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(\beta_2 - \beta_1)^2}{4C^2}}}, \quad (3)$$

onde β_1 e β_2 são a constante de propagação dos modos isolados dos núcleos. C é o coeficiente de acoplamento, dado por,

$$C = \frac{(n_c k)^2}{\sqrt{\beta_1 \beta_2}} \sqrt{\int_{A_1} \Delta_1 a_1 a_2 dA \int_{A_2} \Delta_2 a_1 a_2 dA}, \quad (4)$$

onde Δ_1 e Δ_2 são os índices de refração normalizados dos núcleos 1 e 2, respectivamente, n_c é o índice de refração da casca, $k = 2\pi/\lambda$, sendo k o número de onda e λ o comprimento de onda no vácuo. A_1 e A_2 são as áreas da seção transversal dos núcleos 1 e 2.

Empregando as funções de Bessel para representar os modos dos núcleos isolados $a_1(x,y)$ e $a_2(x,y)$ (SNYDER; LOVE, 1983), o coeficiente de acoplamento é dado por (DONG et al., 1994),

$$\begin{aligned} C = & \frac{1}{kn_c} \frac{u_1 u_2}{r_{n1} r_{n2}} \frac{K_0(w_1)}{K_1(w_1)} \frac{K_0(w_2)}{K_1(w_2)} \\ & \frac{\sqrt{K_0(w_1 \frac{S}{r_{n1}}) K_0(w_2 \frac{S}{r_{n2}})}}{\sqrt{u_1^2 + (w_2 \frac{r_{n1}}{r_{n2}})^2} \sqrt{u_2^2 + (w_1 \frac{r_{n1}}{r_{n2}})^2}} \\ & \times \sqrt{w_1 \frac{r_{n2}}{r_{n1}} \frac{I_1(w_1 \frac{r_{n2}}{r_{n1}})}{K_0(w_1)} + w_2 \frac{K_1(w_2)}{K_0 w_2} \frac{I_0(w_1 \frac{r_{n2}}{r_{n1}})}{K_0(w_1)}} \\ & \times \sqrt{w_2 \frac{r_{n1}}{r_{n2}} \frac{I_1(w_2 \frac{r_{n1}}{r_{n2}})}{K_0(w_2)} + w_1 \frac{K_1(w_1)}{K_0(w_1)} \frac{I_0(w_2 \frac{r_{n1}}{r_{n2}})}{K_0(w_2)}}, \end{aligned} \quad (5)$$

onde r_{n1} e r_{n2} são os raios dos núcleos 1 e 2, respectivamente, S é a distância entre os núcleos, u e w são parâmetros relacionados à geometria da fibra. K e I são funções modificadas de Bessel.

Para uma fibra com dois núcleos de raios iguais, a relação entre a potência transferida do núcleo 1 P_1 para o núcleo 2 (P_2) ao longo do comprimento de acoplamento modal l é dada

pelo coeficiente de acoplamento C , podendo ser simplificado em (SCHIFFNER et al., 1980),

$$C = \frac{P_1}{P_1 + P_2} = \frac{u^2 \lambda_0}{V^2 r_n^2 n_n 2\pi} \frac{K_0(wS/r_n)}{K_1^2(w)}, \quad (6)$$

onde r_n é o raio dos núcleos, S é a separação entre os núcleos, λ_0 é o comprimento de onda no vácuo. V é a frequência normalizada dada por $V = k_0 r_n \sqrt{n_n^2 - n_c^2}$, onde $k_0 = 2\pi/\lambda$, n_n e n_c são os índices de refração do núcleo e da casca, respectivamente. O parâmetro u é determinado resolvendo $u^2 + w^2 = V^2$, onde $w = 1.1428V - 0.996$ para $1.3 < V < 3.5$. O parâmetro u , w e V são diretamente relacionados com a geometria da fibra. K_0 e K_1 são a função modificada de Bessel de ordem zero e de primeira ordem, respectivamente. O coeficiente de acoplamento C é a relação entre a potência de entrada (P_1) e a de saída (P_2). A Equação 6 mostra que a potência transferida de um núcleo para o outro está diretamente relacionada com o coeficiente de acoplamento, podendo ser projetada para assumir determinados valores.

A potência acoplada de um núcleo para o outro atinge o valor máximo após determinada distância chamada de comprimento de batimento L_B (H. Sabert, L. Dong, 1992),

$$L_B = \frac{\lambda_C}{2(n_1 - n_2)}, \quad (7)$$

na qual λ_C é o comprimento de onda de acoplamento e, n_1 and n_2 são os índices efetivos dos modos simétrico e antissimétrico, respectivamente.

Note na Equação 7 que o acoplamento de potência entre os núcleos depende dos modos propagantes, alcançando o valor máximo no comprimento de onda de acoplamento λ_C . Dessa forma, a escolha adequada dos parâmetros geométricos e materiais da fibra permite sintonizar e atenuar uma banda específica de comprimentos de onda. Assim, a potência propagada em um núcleo é acoplada para o outro, resultando em um vale centralizado em λ_C no espectro de transmissão. Sendo possível alterar os índices efetivos dos modos propagantes a partir de parâmetros externos como temperatura e deformação (SCHIFFNER et al., 1980), a fibra de dois núcleos pode ser empregada como atenuador ou filtro dinâmico.

A Figura 4(a) ilustra a potência de uma fonte banda larga ideal incidindo no núcleo central (núcleo 1) de uma fibra com dois núcleos de comprimento efetivo de fibra l . O campo evanescente excita o núcleo externo (núcleo 2) e os campos elétricos dos núcleos individuais resultam nos modos simétrico e antissimétrico. Estes supermodos interferem entre si ao longo da fibra, resultando na transferência de potência entre os núcleos (Figura 4(b)) com uma periodicidade definida por L_B (Figura 4(d)). Como resultado, o espectro de transmissão da DCF terá vales de atenuação centrados em comprimentos de onda espaçados periodicamente, nomeados ocasionalmente como ressonâncias (Figura 4(c)).

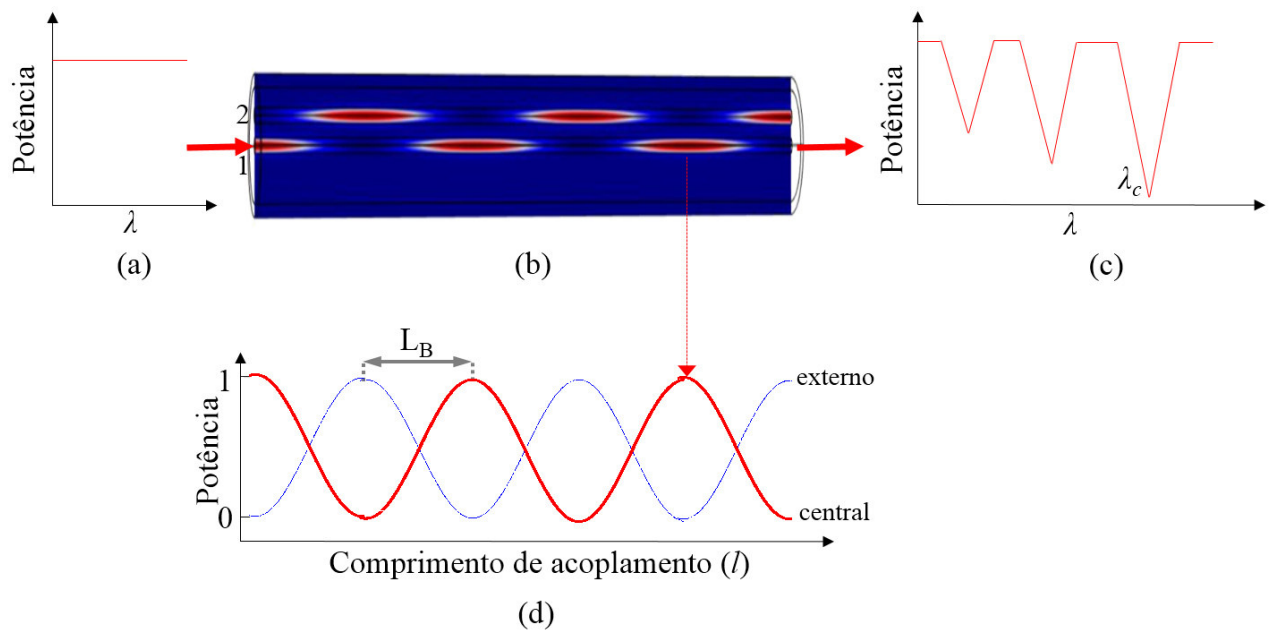


Figura 4: (a) A potência de uma fonte banda larga ideal (b) incidente no núcleo central em uma DCF. (c) O espectro de transmissão resultante possui vales de atenuação. (d) A periodicidade da transferência de potência entre os núcleos é dada pelo comprimento de batimento L_B .

As ressonâncias dependem do comprimento de onda de excitação e, conseqüentemente, de L_B . Assim, para um l múltiplo ímpar de L_B , a potência é máxima na saída do núcleo externo causando uma máxima atenuação em λ_c . O número de vales e a largura de banda (FWHM - *Full Width at Half Maximum*) dos vales dependem do comprimento da fibra (ANTONIO-LOPEZ et al., 2014; SALCEDA-DELGADO et al., 2015). Note na Equação 7 que L_B varia com o comprimento de onda. Assim, para cada comprimento de onda haverá um L_B correspondente e, mantendo l constante, a potência na saída da fibra irá variar. Ou seja, um vale de atenuação é formado a medida que os comprimentos de batimento se tornam ressonantes com o comprimento da fibra l . Dessa forma, o acoplamento de potência entre núcleos em uma DCF pode ser usado em um filtro de atenuação seletivo, cujas propriedades óticas dependem dos parâmetros geométricos e materiais definidos no projeto da fibra.

As fibras óticas multi-núcleo possuem alta sensibilidade à temperatura e à deformação mecânica. Assim, a partir destes parâmetros externos é possível modificar os índices efetivos dos modos propagantes e o respectivo espectro de transmissão. Dessa forma, tal mecanismo pode ser empregado em sensores de temperatura (RUGELAND; MARGULIS, 2012), em sensores de vibração (VILLATORO et al., 2017) e em sensores de curvatura (GUZMAN-SEPULVEDA et al., 2012).

A alteração dos índices efetivos também pode ser realizada de forma controlada,

através de ondas acústicas, que excitadas com frequência e amplitude adequadas na fibra, permitem a modulação dinâmica das propriedades modais e, conseqüentemente, do espectro em comprimento de onda.

2.2 ONDA ACÚSTICA FLEXURAL APLICADA EM FIBRAS ÓTICAS

A interação entre ondas acústicas flexurais e uma fibra ótica permite a sintonização dinâmica da potência e do comprimento de onda dos modos propagantes. Desde que as ondas acústicas são geradas por dispositivos eletrônicos, a frequência e a amplitude acústica podem ser sintonizadas pela frequência e pela tensão de um sinal elétrico. Assim, ondas acústicas tem sido empregadas de forma bem sucedida na modulação e sintonização dinâmica de dispositivos óticos. Uma onda flexural aplicada a uma fibra ótica produz curvaturas periódicas ao longo de seu comprimento (Figura 5). Estas curvaturas provocam deformações na fibra, que alteram o acoplamento modal por meio da modulação do índice de refração (TAYLOR, 1984).

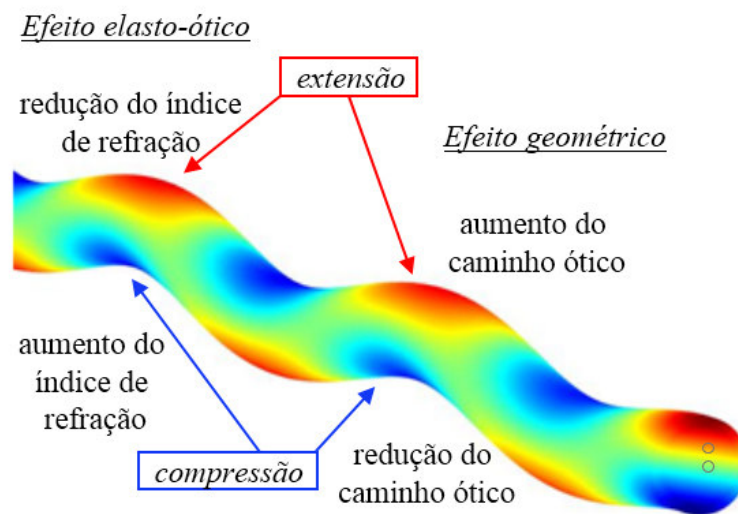


Figura 5: Fibra ótica com curvaturas causadas por uma onda acústica flexural.

Os principais efeitos que atuam na fibra curvada são o efeito elasto-ótico e o efeito geométrico. A Figura 5 ilustra os efeitos separados, contudo ambos os efeitos ocorrem simultaneamente ao longo da fibra. As regiões de extensão provocam uma redução do índice de refração e um aumento do caminho ótico. A compressão resulta em um aumento do índice de refração da fibra e em uma redução do caminho ótico. As variações de índice são basicamente devido ao efeito elasto-ótico, enquanto que a variação de caminho ótico é decorrente do efeito de deformação geométrica. Estes efeitos são somados ao longo da fibra e resultam em um aumento do índice de refração nas regiões de extensão e uma redução na compressão (BIRKS

et al., 1996). A Figura 6 ilustra a variação do índice de refração causada por uma onda acústica flexural ao longo da fibra. Note que para cada região da curvatura o índice é alterado de maneira diferente, sendo que na região central o índice permanece inalterado em toda a seção transversal da fibra.

Portanto, ao analisar a Figura 5 que contém dois núcleos na seção transversal da fibra, com um núcleo no centro e um na região mais externa da casca, verifica-se que o índice efetivo dos modos de núcleo serão afetados de formas diferentes em cada um dos núcleos. O índice do núcleo central permanece constante, enquanto que o índice do núcleo mais externo é modulado periodicamente.

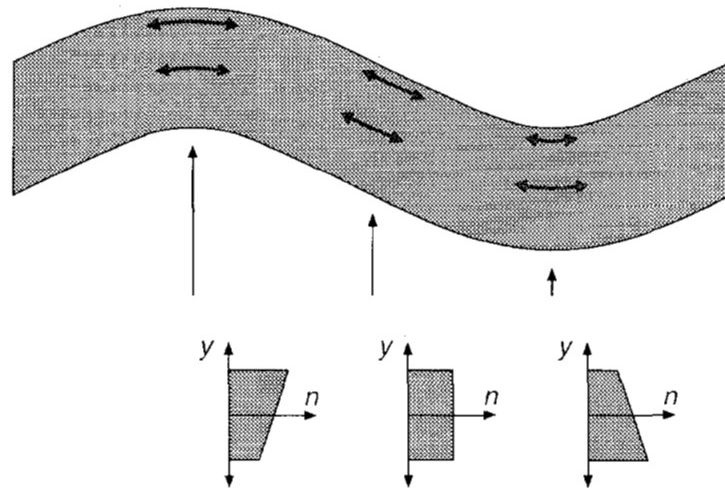


Figura 6: Imagem apresentada por Birks et al. (1996) ilustrando o efeito da curvatura no índice efetivo, de acordo com a seção transversal da fibra

Blake et al. (1986) demonstrou o acoplamento óptico do modo fundamental para modos de ordem superior aplicando curvaturas em uma fibra óptica. Para isto, o espaçamento entre as curvaturas deve ser igual ao comprimento de batimento entre os modos. A transferência de potência entre os modos óticos causada pela onda acústica flexural será eficiente caso exista o casamento entre o comprimento de batimento ótico e o comprimento de onda acústico (BLAKE et al., 1986), ou seja,

$$L_B = \frac{\lambda_c}{2(n_1 - n_2)} = \lambda_a(f), \quad (8)$$

onde $\lambda_a(f)$ é o comprimento de onda acústico dependente da frequência, que varia de acordo com, (BLAKE et al., 1987),

$$\lambda_a(f) = \sqrt{\frac{\pi r_c v_L}{f}}, \quad (9)$$

onde f é a frequência acústica, r_c é o raio da casca e v_L é a velocidade acústica longitudinal na sílica.

Ondas acústicas geralmente são excitadas em fibras óticas por um dispositivo chamado modulador acusto-ótico. O AOM é composto por um transdutor piezoelétrico, uma corneta e um segmento de fibra ótica, podendo ser configurado coaxialmente (Hyun Yun et al., 1996) ou transversalmente à fibra (KIM et al., 1986).

O PZT é composto por um material cerâmico caracterizado pelo efeito piezoelétrico. Este efeito pode ser direto, onde a partir de uma deformação mecânica uma tensão elétrica é gerada, ou reverso, no qual uma tensão elétrica gera uma deformação mecânica no PZT (GALLEGO-JUAREZ, 1989). O transdutor piezoelétrico empregados em moduladores geralmente são compostos por um disco piezoelétrico com um eletrodo em cada face. Tais dispositivos suportam distintos modos de vibração que dependem das propriedades geométricas, materiais e da frequência de vibração. A ressonância do PZT é definida pelo ponto de impedância mínima e fase zero, resultando em uma corrente elétrica máxima através do transdutor e na máxima deflexão do material. Estudos mostraram que quanto maior a frequência de excitação menor é a deformação do PZT (MEITZLER et al., 1973).

A onda acústica gerada pelo PZT é acoplada na fibra através de uma corneta acústica geralmente de sílica. A eficiência deste acoplamento está diretamente relacionada com as dimensões da corneta e da disposição da fibra junto à corneta (OLIVEIRA et al., 2008).

Sang Kim et al. (1997) demonstraram um filtro de atenuação eletricamente controlado aplicando uma onda acústica flexural em uma SMF. De acordo com a frequência acústica excitada, o modo fundamental é acoplado para modos de casca, resultando em vales de atenuação no espectro de transmissão. Excitando uma onda flexural em uma fibra com dois modos a potência é transferida periodicamente entre os modos em um determinado comprimento de onda de ressonância (KIM et al., 1986). Desta forma este dispositivo pode ser aplicado como um filtro de atenuação em comprimento de onda, modulador de potência e como acoplador direcional.

A configuração do modulador acusto-ótico empregada ao longo deste estudo é ilustrada na Figura 7, a qual mostra o modulador composto por um transdutor piezoelétrico, uma corneta acústica de sílica e um segmento de fibra com dois núcleos. Uma fonte ideal banda larga incidindo na fibra excitada por ondas acústicas resulta na modulação do espectro. As ondas acústicas alteram o índice de refração, modificando a condição de acoplamento e, conseqüentemente, a transferência de potência entre os núcleos, resultando na modulação da magnitude do vale de atenuação. Esta alteração de índice também varia o comprimento

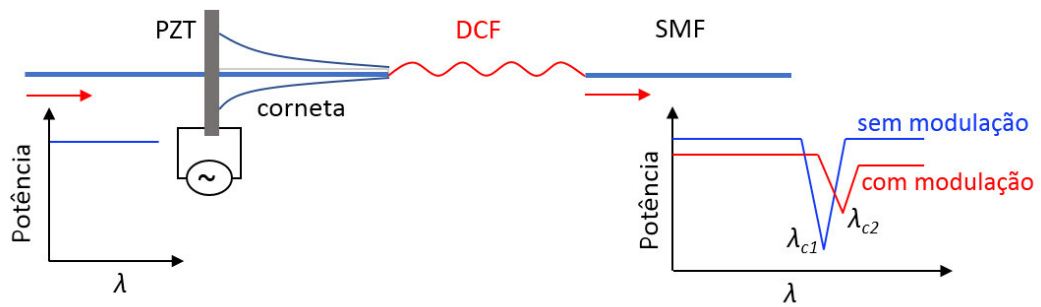


Figura 7: Ilustração de um modulador acusto-ótico com configuração longitudinal, composto por um PZT, uma corneta de sílica e um segmento de uma fibra com dois núcleos.

de batimento L_B resultando em um deslocamento em comprimento de onda do espectro de transmissão. Ou seja, a partir desta configuração, o dispositivo possibilita sintonizar dinamicamente a magnitude do vale de atenuação e o comprimento de onda de acoplamento sem a necessidade do emprego de FBGs e LPGs.

3 SIMULAÇÃO DE UMA FIBRA ÓTICA COM DOIS NÚCLEOS UTILIZANDO O MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS

Uma metodologia de simulação 3D é desenvolvida para o estudo das propriedades modais de uma fibra com dois núcleos sob o efeito da modulação acusto-ótica. Para esta análise foi considerada somente uma fibra com dois núcleos submetida à uma tensão mecânica aplicada na direção dos núcleos. O *software* utilizado é o COMSOL *Multiphysics*[®]5.2a que utiliza o método dos elementos finitos para a solução de problemas físicos complexos com alta acurácia. O método dos elementos finitos (FEM) divide a geometria em pequenos elementos, solucionando as equações diferenciais do campo eletromagnético propagante através de equações matriciais (BARRETTO, 2006). Estes elementos devem ter um tamanho e uma distribuição adequada na geometria, principalmente nas regiões de fronteira material, pois definem a acurácia da solução e o uso dos recursos computacionais. Neste trabalho, o FEM foi usado para o estudo e cálculo de propriedades óticas tais como, índice de refração efetivo, potência acoplada entre os modos e resposta em comprimento de onda. Além disso, também são analisadas as propriedades mecânicas como tensão, deformação e amplitude.

A simulação em 3D foi realizada utilizando em conjunto com o FEM o método do envelope de feixes. Este método soluciona a distribuição do campo elétrico a partir do envelope do campo e de uma variação de fase. Como o envelope do campo elétrico possui uma menor variação espacial, a malha que caracteriza a propagação deste feixe pode conter elementos maiores (COMSOL INC., 2013), reduzindo os recursos computacionais utilizados. Esta solução permite o cálculo dos campos em estruturas com dimensões muito maiores que o comprimento de onda.

A simulação é realizada em três etapas: pré-processamento, processamento e pós-processamento (Figura 8). A primeira etapa consiste no desenho da geometria, configuração das propriedades materiais e físicas envolvidas, definição das condições de contorno e da malha dos elementos finitos. A partir destas configurações, as equações matriciais são geradas pelo *software*. Em seguida, estas equações são solucionadas e os resultados podem ser visualizados na etapa de pós-processamento permitindo a extração direta de dados e gráficos.

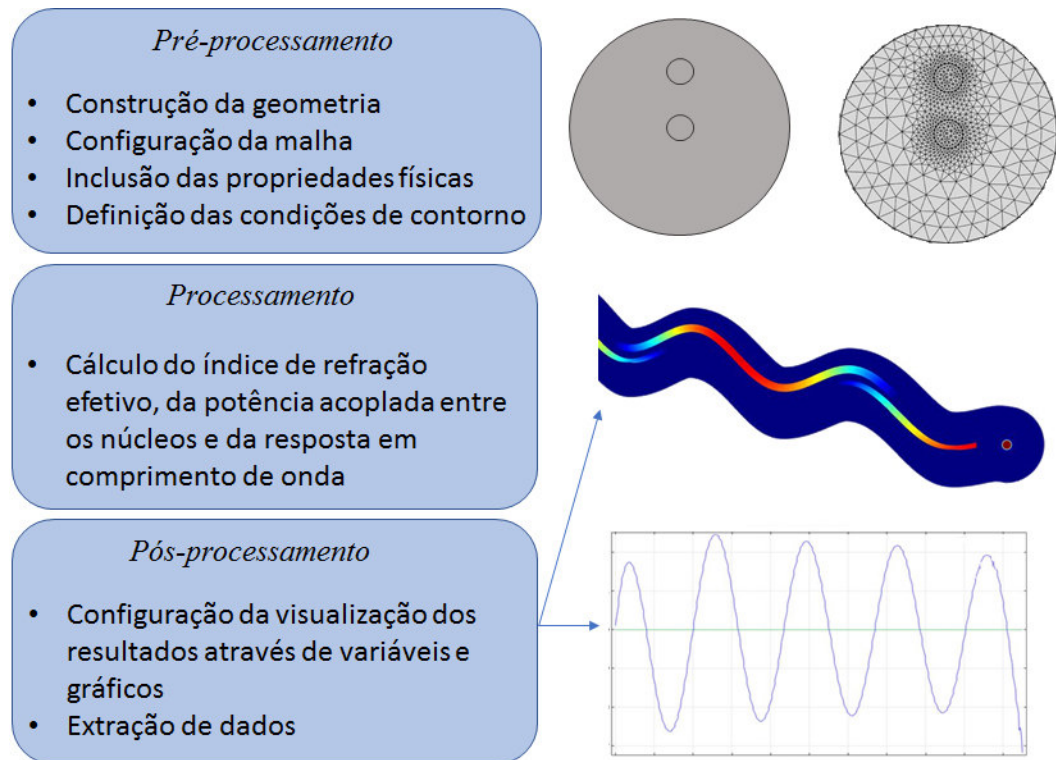


Figura 8: Etapas de simulação utilizando o método dos elementos finitos.

3.1 ESTUDO NUMÉRICO DAS PROPRIEDADES MODAIS E ESPECTRAIS DA DCF

A Figura 9 mostra a imagem da fibra com dois núcleos usada como referência para a simulação (RUGELAND; MARGULIS, 2012). A DCF possui casca com diâmetro de $125 \mu\text{m}$ e índice de refração $n_c = 1.444$, dois núcleos iguais de raio $r_n = 4 \mu\text{m}$ e índice de refração $n_n = 1.449$ separados por uma distância centro a centro $S = 15.5 \mu\text{m}$.

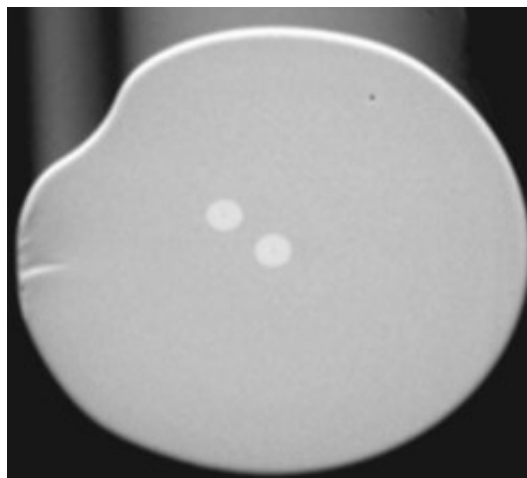


Figura 9: Fibra ótica de dois núcleos utilizada nas simulações (RUGELAND; MARGULIS, 2012).

A Figura 10(a) ilustra a geometria da secção transversal da DCF indicando

os parâmetros materiais e geométricos configurados na etapa de pré-processamento. A Figura 10(b) mostra os detalhes da malha dos elementos finitos em 2D.

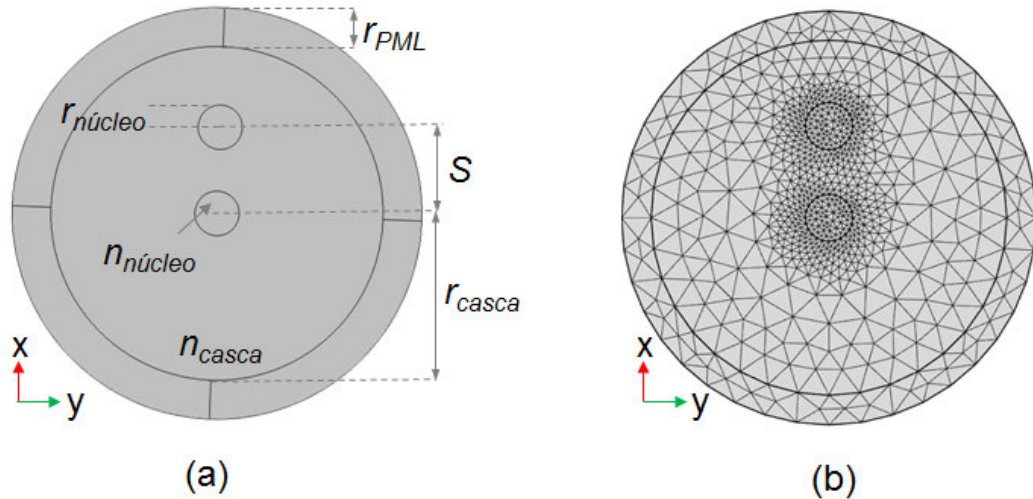


Figura 10: (a) Desenho da seção transversal da fibra com PML e com os parâmetros geométricos e materiais. (b) Malha da seção transversal da DCF com geometria em 2D.

A definição da malha mais adequada foi realizada verificando a estabilidade do índice de refração efetivo com o número de elementos empregados (Figura 11). A seção transversal da fibra foi dividida em triângulos com configurações diferentes no núcleo e na casca (Figura 10(b)). Note que a região do núcleo possui elementos menores, formando uma malha mais fina, uma vez que esta região é crítica para o cálculo dos modos. A distribuição da malha dos elementos finitos foi configurada a partir da definição de um tamanho máximo e mínimo para os elementos e da taxa de crescimento máxima do elemento. A malha definida nesta etapa é utilizada para todas as simulações descritas ao longo deste trabalho, sendo esta análise importante para obter soluções numéricas com alta acurácia.

Da mesma maneira, foi realizado um estudo para a redução da casca da DCF com intuito de aumentar a amplitude de uma onda acústica excitada na fibra e, conseqüentemente, obter maior eficiência de modulação das propriedades modais. Esta análise consistiu na diminuição gradual do raio da casca em função da estabilização do índice efetivo, sendo o raio final da casca $r_c = 30 \mu\text{m}$, resultando em uma redução de 40% do número de elementos de malha. Além da amplificação do efeito acusto-ótico esta abordagem reduz os recursos computacionais necessários durante a simulação.

A partir da configuração de malha da seção transversal da fibra com diâmetro de casca igual a $60 \mu\text{m}$, o modelo 3D é configurado através da extrusão da geometria do plano xy

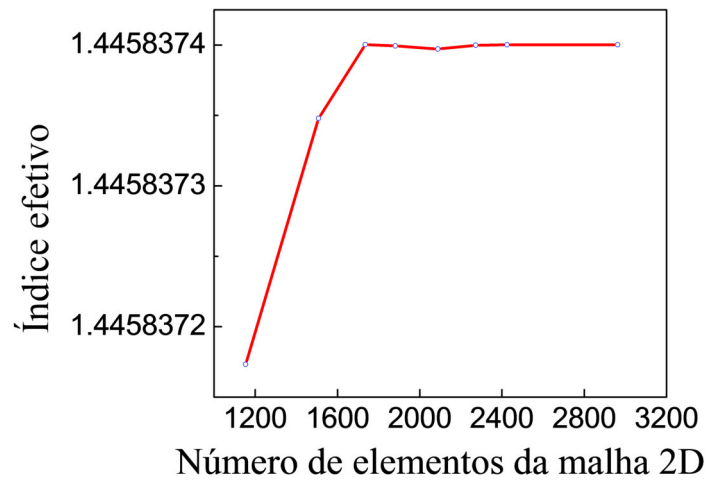


Figura 11: Gráfico de estabilização do índice efetivo em relação ao número de elementos da malha referente a definição da malha em uma seção transversal de diâmetro $125 \mu\text{m}$.

ao longo de z , sendo a malha replicada a cada $100 \mu\text{m}$ nesta direção. A Figura 12 mostra em detalhes a malha configurada.

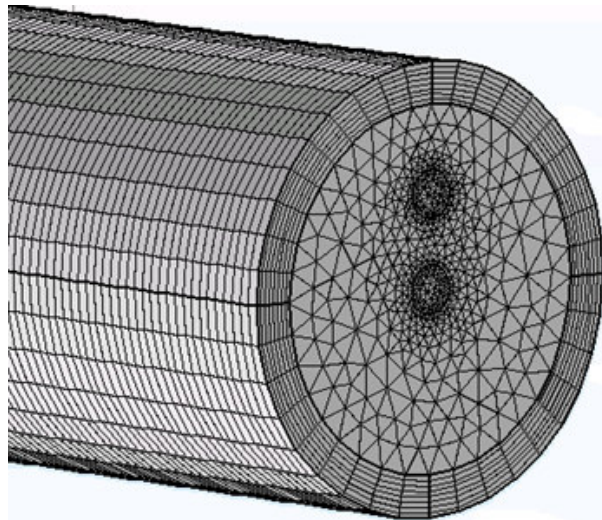


Figura 12: Detalhes da malha usada para solucionar os campos através do método dos elementos finitos.

Para visualizar o acoplamento de potência entre os núcleos sem considerar possíveis reflexões na fronteira do domínio simulado com o meio externo, uma camada perfeitamente casada (PML - *Perfectly Matched Layer*) é configurada em volta da casca. A PML é uma camada absorvedora que atenua o campo elétrico em seu interior, minimizando o campo refletido na fronteira da fibra a partir do truncamento do domínio computacional (Jean-Pierre Berenger, 1994). Neste trabalho o domínio da PML é definido com o mesmo índice de refração da casca, de forma a representar um domínio infinito de sílica. Este artifício é empregado para

aproximar a simulação da situação real, na qual há um segmento de fibra nua para estudo onde a potência espalhada para a casca é guiada até que a absorção ocorra através do revestimento do segmento de fibra na sequência da fibra em análise. Note na Figura 12 que os elementos da malha da PML possuem uma geometria diferente da malha da fibra. Para um comprimento de fibra $l = 21$ mm o número total de elementos de malha para a análise eletromagnética é 256.200, resultando em 4.290.550 graus de liberdade, considerando elementos de segunda ordem.

A PML foi validada a partir da excitação da secção transversal da fibra com os modos de núcleo e de casca. A Figura 13(a) é o resultado da propagação da potência em uma fibra sem PML, mostrando um espalhamento para a casca, onde franjas de interferência modais podem ser visualizadas. Porém, com a configuração da PML a potência espalhada para a casca é absorvida sendo a resultante apenas a potência confinada no núcleo (Figura 13(b)).

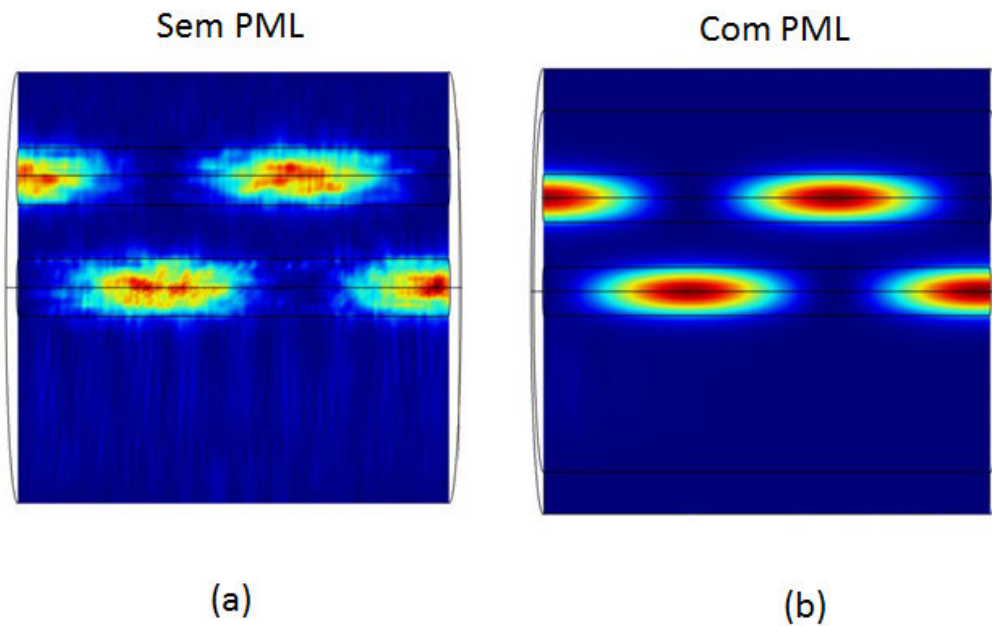


Figura 13: Potência propagada na fibra (a) sem PML e (b) com PML a partir da excitação de modos de núcleo e de casca.

A análise modal da fibra é realizada para o comprimento de onda $\lambda_C = 1640$ nm. Como resultado são obtidos os dois modos de núcleo degenerados, o modo simétrico (Figura 14(a)) e o modo antissimétrico (Figura 14(b)), que se propagam com velocidades de fase diferentes.

Com as configurações de malha e de PML validadas, a propagação da potência ao longo da fibra é estudada. De acordo com a Equação 7, para o comprimento de onda $\lambda_C = 1640$ nm, $L_B \sim 6,83$ mm. Portanto, o comprimento de interação ideal para que a máxima potência seja extraída no núcleo externo deve ser um múltiplo ímpar de L_B . Unindo esta teoria

com a disponibilidade de recursos computacionais o comprimento de interação l é definido em 21 mm. Para o processamento é empregado um computador de alto desempenho com 256 Gb de memória RAM e 16 núcleos de processamento, onde o tempo de simulação é de aproximadamente duas horas para obter soluções referentes à transmissão em um comprimento de onda.

A secção transversal da DCF é excitada com uma potência total de 1 mW ao longo do comprimento de acoplamento modal $l = 21$ mm. Conforme discutido anteriormente, os modos irão interferir ao longo da fibra criando um padrão de interferência periódico. Como resultado, a potência é transmitida inicialmente pelo núcleo central sendo acoplada para o núcleo externo com uma periodicidade igual ao comprimento de batimento L_B .

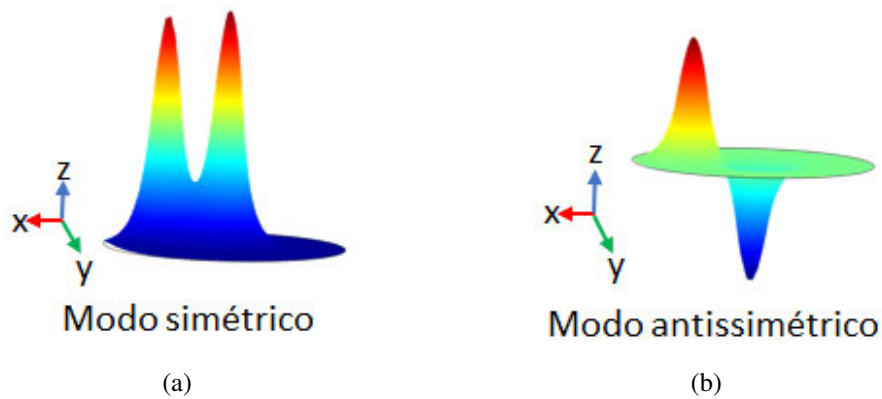


Figura 14: Modos excitados na secção transversal da fibra: (a) simétrico e (b) antissimétrico.

Desta maneira, a Figura 15 mostra o acoplamento de potência entre os núcleos em um caso ideal de casamento entre λ e L_B . Neste caso, utilizando a Equação 7 e os valores de índices efetivos obtidos numericamente, $L_B = 6,83$ mm. Porém, medindo o comprimento de batimento no gráfico da Figura 16, $L_B = 6,8$ mm, representando uma diferença de 0,44% em relação ao valor calculado. Estes valores mostram que a simulação utilizando o método dos elementos finitos em 3D está coerente com os princípios teóricos de acoplamento modal da fibra de dois núcleos.

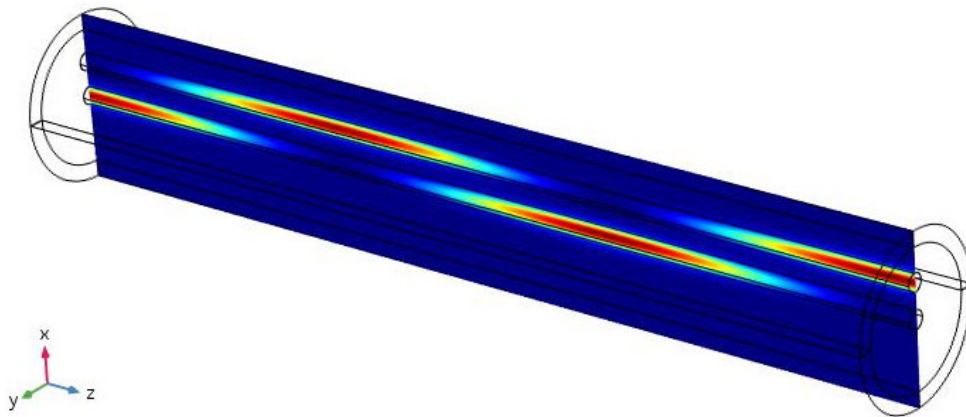


Figura 15: Transferência de potência entre os dois núcleos na DCF com comprimento $l = 21$ mm visualizada no plano em xz da geometria em 3D.

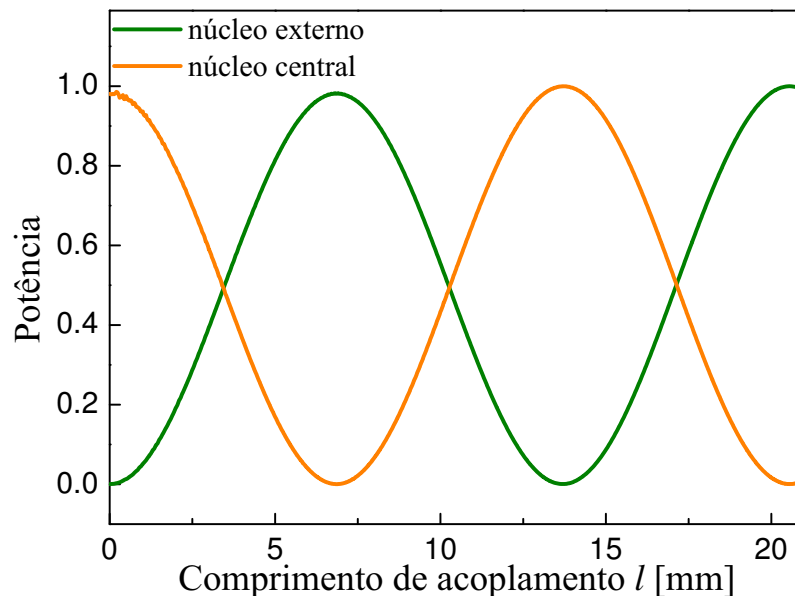


Figura 16: Transferência de potência entre os dois núcleos na DCF com comprimento $l = 21$ mm.

A metodologia apresentada acima engloba a solução para apenas o comprimento de onda $\lambda_C = 1640$ nm. Ao variar λ o comprimento de batimento também varia (Equação 7), não havendo casamento entre um múltiplo de L_B e o comprimento de acoplamento l , resultando na variação de potência no núcleo de saída.

Sendo assim, realizando uma varredura em comprimento de onda o espectro de transmissão da DCF é obtido para o intervalo de λ_C entre 1500 nm e 1750 nm (Figura 17), com resolução de 1 nm. Para o comprimento de acoplamento $l = 21$ mm, o comprimento de onda de acoplamento é $\lambda_C = 1632$ nm e a largura de banda é $FWHM \sim 139$ nm. O tempo de processamento para obter este espectro de transmissão foi de aproximadamente 500 horas, utilizando o recurso computacional citado anteriormente.

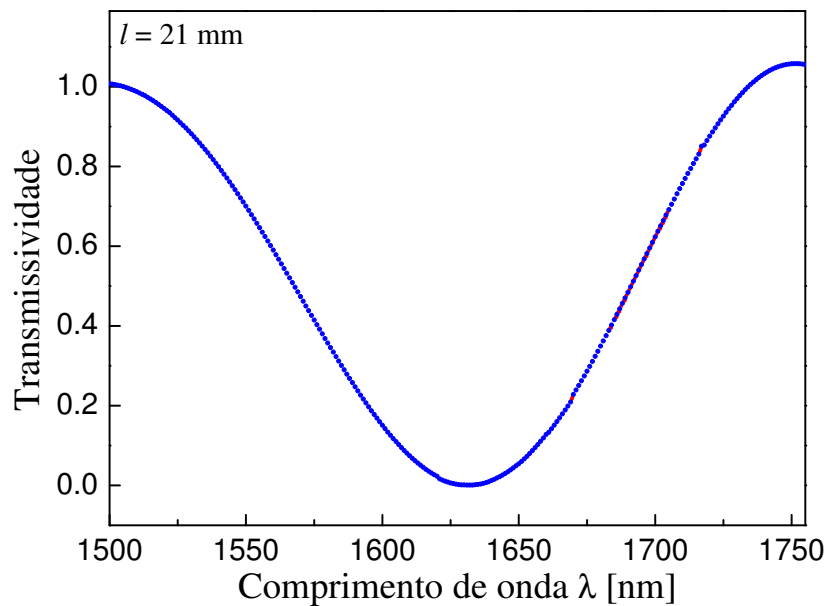


Figura 17: Espectro de transmissão simulado para uma fibra de dois núcleos com comprimento de acoplamento $l = 21$ mm.

Ao analisar os resultados obtidos verifica-se que a metodologia empregada nas simulações foi adequada para o estudo do acoplamento modal e para a obtenção da resposta em comprimento de onda da DCF. Desse modo, o comprimento de acoplamento foi ampliado para 48 mm. Este comprimento refere-se ao casamento com um múltiplo ímpar do comprimento de batimento L_B , para o comprimento de onda $\lambda_C = 1640$ nm. Para a solução dos campos elétricos com esta nova geometria foi utilizado um conjunto de computadores (*cluster*) totalizando 960 Gb de RAM e 72 núcleos de processamento, disponibilizado em nome do pesquisador Dr. Marcos Franco, do Laboratório de Eletromagnetismo Computacional (LEC) do Instituto de Estudos Avançados (IEAv), em São José dos Campos. O tempo médio de execução é de 1 hora e 10 minutos para obter a transferência de potência entre os núcleos para um comprimento de onda.

A Figura 18 ilustra o espectro de transmissão da DCF para o intervalo de comprimento de onda entre 1450 nm e 1700 nm, com resolução de 10 nm. Note que são duas ressonâncias, sendo a primeira com comprimento de onda de acoplamento $\lambda_C = 1522$ nm e $FWHM = 67$ nm e a segunda com $\lambda_C = 1640$ nm e $FWHM = 62$ nm.

A Figura 19 mostra apenas a segunda ressonância da DCF com $l = 48$ mm, com resolução de 1 nm. O tempo de processamento deste espectro utilizando o *cluster* foi de 113 horas.

Comparando o espectro da Figura 18 com o espectro de uma DCF com $l = 21$ mm

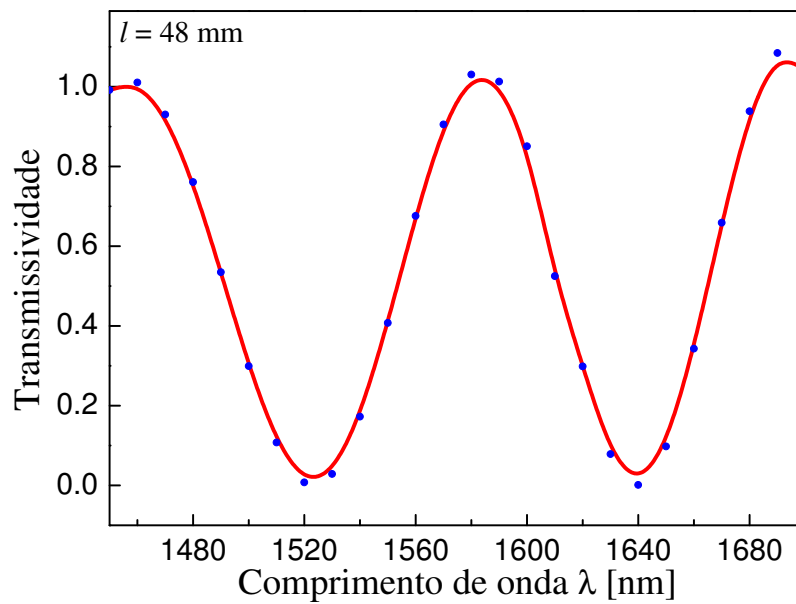


Figura 18: Espectro de transmissão simulado para uma fibra de dois núcleos com comprimento de acoplamento $l = 48$ mm, para o intervalo entre 1450 nm e 1700 nm, com resolução de 10 nm.

(Figura 17) é possível verificar que para um intervalo de comprimentos de onda λ semelhante a fibra com menor comprimento l possui uma única ressonância com uma *FWHM* mais larga que as duas ressonâncias presentes no espectro da DCF de $l = 48$ mm. Ou seja, conforme discutido no Capítulo 2.2, quanto maior o comprimento de acoplamento modal l , maior é o número de ressonâncias sendo estas mais seletivas (SALCEDA-DELGADO et al., 2015).

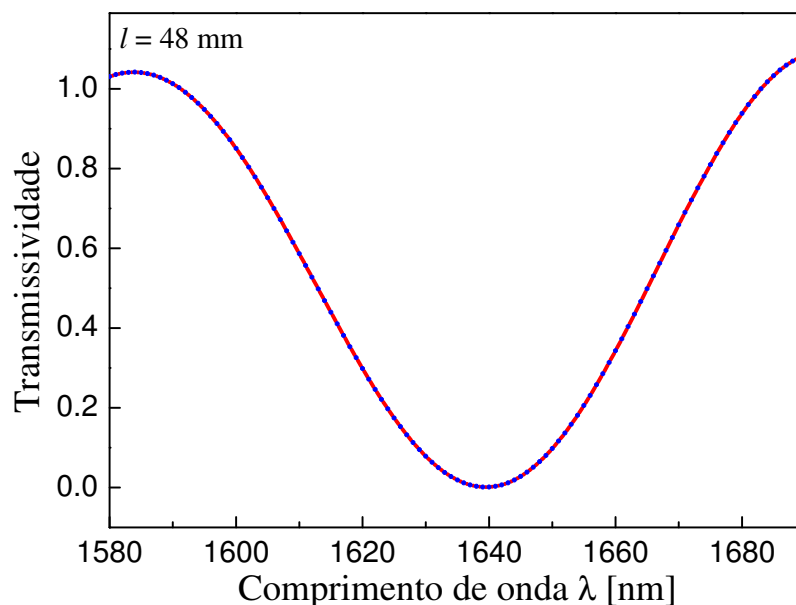


Figura 19: Espectro de transmissão simulado para uma fibra de dois núcleos com comprimento $l = 48$ mm, para o intervalo entre 1580 e 1690 nm, com resolução de 1 nm.

Os dados obtidos para a análise gráfica dos resultados foram diretamente extraídos do *software*, sem a necessidade de abordar outros métodos numéricos para a solução algébrica da propagação da potência ao longo da fibra e para a resposta em comprimento de onda. Embora alguns trabalhos publicados na literatura apresentem a análise modal da seção transversal da fibra empregando o FEM (XIA et al., 2016; FERNANDES et al., 2015), o espectro de transmissão não é obtido diretamente do mesmo método numérico.

3.2 MODULAÇÃO DOS MODOS E DO ESPECTRO DA DCF COM ONDAS ACÚSTICAS FLEXURAS

A simulação de uma onda acústica flexural em uma fibra ótica com dois núcleos utilizando o método dos elementos finitos é descrita ao longo deste capítulo. Os parâmetros empregados nesta simulação são o módulo de Young $E = 72,5 \times 10^9$ Pa, a razão de Poisson $\nu = 0,17$ e a densidade $\rho = 2200 \text{ kg/m}^3$ para a sílica (NEVES; POHL, 2007).

Inicialmente, a frequência de excitação deve ser calculada de acordo com as Equações 8 e 9. Conforme discutido anteriormente, a modulação ocorre em uma condição específica de ressonância entre a onda acústica e o comprimento de batimento modal L_B . Para uma DCF com $L_B = 6,8$ mm, a frequência acústica de excitação do PZT deve ser $f = 2,924$ kHz (Equação 9) considerando o casamento de L_B com meio comprimento de onda acústico. A força F , que representa a excitação de uma onda acústica flexural, foi definida a partir de um estudo do efeito das curvaturas no índice de refração da fibra. A partir disso, $F = 5 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ resultando em uma amplitude acústica de $80 \text{ } \mu\text{m}$ aplicada na direção dos núcleos e comprimento de onda acústico $\lambda_a \sim 13,93$ nm. A Figura 20 mostra a tensão resultante na DCF, com regiões de máxima extensão e compressão representadas em vermelho e em azul, respectivamente. Entre uma amplitude máxima e mínima há uma região de transição onde a tensão é praticamente nula, correspondendo aos nós da onda acústica. Da mesma maneira, a região central da fibra apresenta uma região neutra de tensão próxima de zero, representada em verde, que é menos afetada pela curvatura e é onde o núcleo central está localizado.

A associação das propriedades óticas e mecânicas é realizada considerando somente o efeito elasto-ótico para o comprimento de acoplamento modal de 48 mm, pois quanto maior a interação acusto-ótica maior serão os efeitos das curvaturas nas propriedades modais da fibra ótica. Como demonstrado por (ABDALLAH et al., 2015), a equação geral que descreve a relação entre tensão mecânica e variação no índice de refração de uma fibra ótica pode ser simplificada para uma relação linear que descreve a variação dos índices de refração de acordo

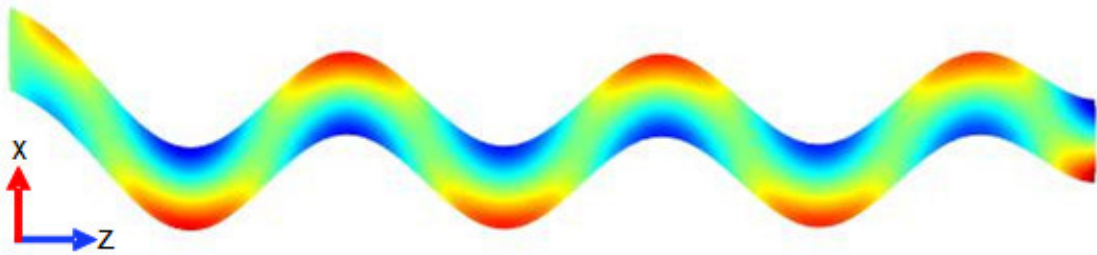


Figura 20: Tensão resultante na DCF com comprimento de acoplamento $l = 48$ mm, com as regiões de extensão e compressão representadas em vermelho e azul, respectivamente.

com a tensão aplicada nas direções x , y e z (σ_x , σ_y e σ_z , respectivamente),

$$n_x = n - B_1\sigma_x - B_2(\sigma_y + \sigma_z), \quad (10)$$

$$n_y = n - B_1\sigma_y - B_2(\sigma_x + \sigma_z), \quad (11)$$

$$n_z = n - B_1\sigma_z - B_2(\sigma_x + \sigma_y), \quad (12)$$

nas quais o primeiro e o segundo coeficientes elasto-ótico são definidos como $B_1 = 4.2 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$ e $B_2 = 0.65 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$, respectivamente. O parâmetro n é o índice de refração do material. As equações 10, 11 e 12 são empregadas para definir a variação do índice de refração no núcleo e na casca, nas direções x , y e z , respectivamente.

A Figura 21 mostra a fibra de dois núcleos com curvaturas periódicas causadas pela onda flexural com $f = 2,924$ kHz para o comprimento de onda $\lambda_C = 1640$ nm. Estas curvaturas modificam o índice de refração alterando a transferência de potência entre os núcleos. A variação da potência na saída da fibra ocorrerá para todos os comprimentos de onda analisados. Conforme descrito na secção anterior, estes valores de potência resultam no espectro de transmissão da DCF que, neste caso, estará deslocado em relação ao espectro ótico ilustrado na Figura 19.

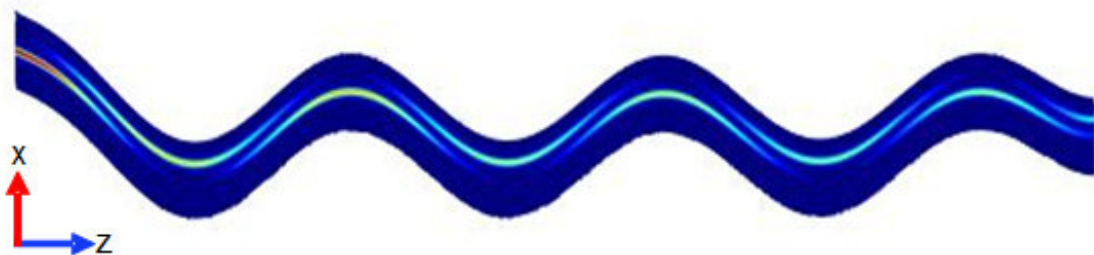


Figura 21: Transferência de potência entre os dois núcleos na DCF com comprimento $l = 48$ mm, comprimento de onda $\lambda_C = 1640$ nm, frequência acústica $f = 2,924$ kHz.

A modulação acusto-ótica é eficiente se o comprimento de batimento L_B for equivalente ao comprimento de onda acústica λ_a (Equação 8). A Figura 22 mostra a variação de potência no núcleo externo ao longo do comprimento da fibra (azul) e a amplitude da onda flexural excitada na fibra (vermelho). Para satisfazer a condição de acoplamento acusto-ótico e modificar o acoplamento modal da DCF, o casamento ocorre entre os picos de potência ótica do núcleo externo e de amplitude acústica, pois é o núcleo que é mais afetado pela onda flexural. Dessa maneira, a onda acústica apresenta uma polaridade oposta em relação ao núcleo central. A força mecânica F é aplicada na direção dos dois núcleos, neste caso na direção x , para maximizar a modulação das propriedades modais com o emprego de ondas acústicas flexurais.

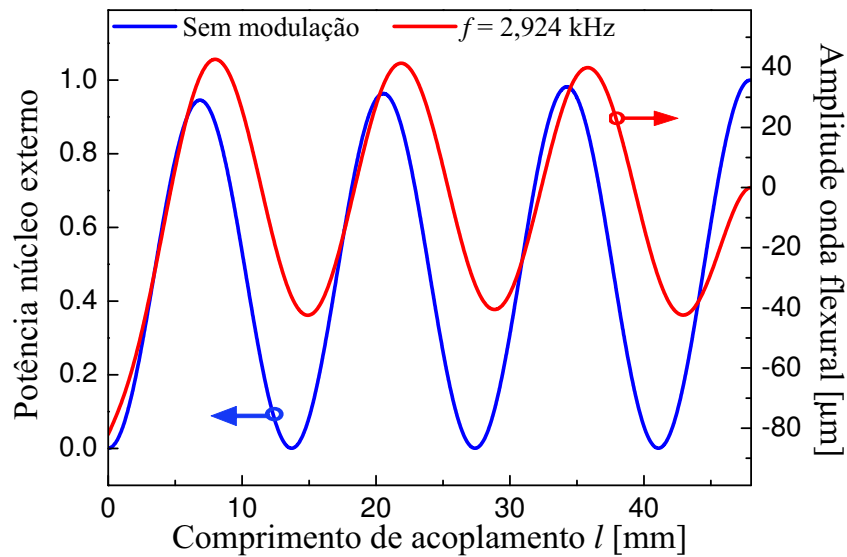


Figura 22: Casamento da onda acústica flexural (vermelho) com a variação de potência no núcleo externo da DCF com comprimento de acoplamento $l = 48$ mm (azul).

A Figura 23 mostra a transferência de potência entre os núcleos ao longo do comprimento de acoplamento l com a excitação de uma onda flexural com $f = 2,924$ kHz comparado ao valor de referência sem excitação acústica. Observe que o acoplamento entre os núcleos não é mais próximo de 100%, pois a onda acústica altera a geometria dos dois núcleos de maneira diferente alterando o índice de refração, sendo o núcleo externo o mais afetado. Como a onda acústica apresenta uma polaridade oposta em relação ao núcleo central, há o reacoplamento gradual da potência do núcleo externo para o central.

Ao excitar acusticamente a DCF, a potência no núcleo externo é reduzida devido ao espalhamento para a casca, conforme ilustrado na Figura 24, que neste caso está sendo absorvida pela PML. Note que a potência reduz progressivamente com o aumento do comprimento de interação. Além disso, a variação de potência modulada é deslocada em fase ao longo do comprimento da fibra aumentando o comprimento de batimento L_B com o aumento

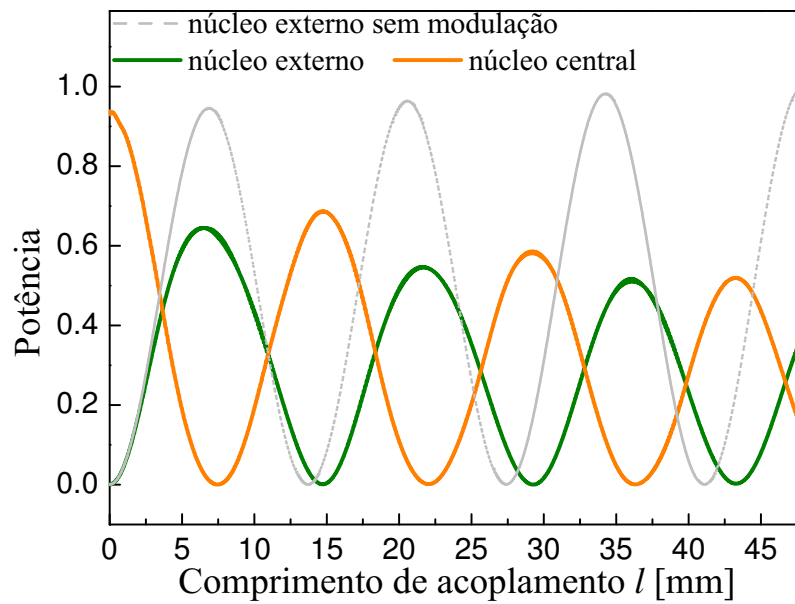


Figura 23: Transferência de potência entre os núcleos ao longo do comprimento de acoplamento l com modulação acusto-ótica, tendo como referência a potência no núcleo externo sem modulação (linha tracejada).

do comprimento de interação.

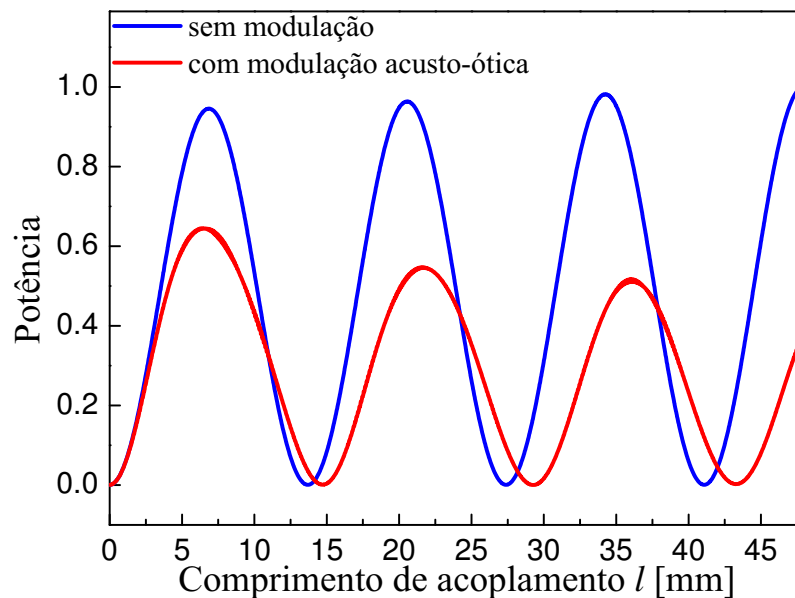


Figura 24: Potência do núcleo externo ao longo do comprimento de 48 mm sem modulação (azul) e com modulação acusto-ótica (vermelho).

A Figura 25 mostra a modulação do espectro de transmissão através da excitação de uma onda acústica flexural de frequência $f = 2,924$ kHz e força $F = 5 \times 10^5$ N/m² aplicada na direção dos núcleos em x , com resolução de 10 nm. Note que o espectro é modulado em magnitude e deslocado em comprimento de onda. Conforme visto anteriormente, a alteração de

L_B devido às curvaturas resulta em um deslocamento em comprimento de onda no espectro de transmissão. Neste caso o deslocamento é de 10 nm.

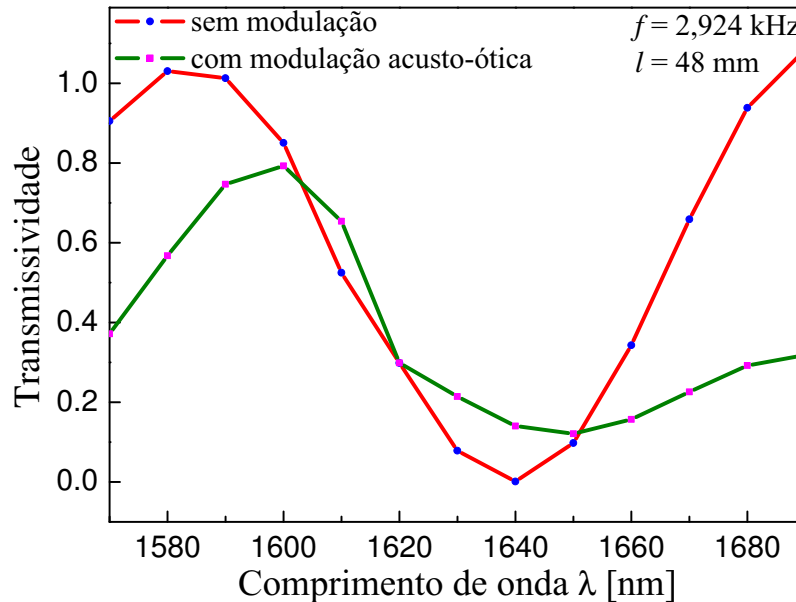


Figura 25: Espectro de transmissão da DCF com comprimento $l = 48$ mm sem modulação (vermelho). Excitando uma onda flexural com frequência $f = 2,924$ kHz, o espectro é modulado em magnitude e deslocado em comprimento de onda (verde).

Note que para maiores comprimentos de onda houve uma redução significativa da transmissividade, que pode estar relacionada com a frequência e com o comprimento de onda. Neste caso, há indícios de que para comprimentos de onda maiores ocorre um espalhamento da potência para a casca, visto que a perda para valores próximos de 1680 nm é alta.

3.3 CONSIDERAÇÕES FINAIS DO CAPÍTULO

Este capítulo apresentou uma metodologia de simulação utilizando o método dos elementos finitos em 3D em uma fibra com dois núcleos, tendo seu espectro em transmissão modulado por uma onda acústica flexural. A configuração da malha dos elementos finitos foi descrita, apresentando os gráficos de estabilização do índice efetivo da DCF. A PML foi descrita, sendo sua funcionalidade testada e validada. A simulação em 3D permitiu extrair dados da propagação de potência e, conseqüentemente, possibilitou a geração do espectro de transmissão da DCF. Além disso, a integração das propriedades óticas e mecânicas de uma DCF foi apresentada. Com isto, a obtenção da modulação acusto-ótica do espectro de transmissão da DCF foi demonstrada. Até o momento, esta metodologia assim como os resultados foram os primeiros a serem demonstrados utilizando o método dos elementos finitos em 3D.

4 CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESPECTRO DE TRANSMISSÃO DA FIBRA COM DOIS NÚCLEOS MODULADO POR ONDAS ACÚSTICAS

A análise numérica da modulação das propriedades óticas da DCF por meio de ondas acústicas flexurais mostrou que o espectro da DCF empregada pode ser modulado em magnitude e sintonizado em comprimento de onda. Dessa maneira, com uma fibra de dois núcleos semelhante a que foi simulada, o espectro de transmissão é caracterizado e modulado experimentalmente. A excitação da onda acústica na fibra ótica é feita por meio do modulador acusto-ótico, composto por um transdutor piezoelétrico, uma corneta acústica de sílica e um segmento da DCF.

4.1 CARACTERIZAÇÃO DO ESPECTRO EM COMPRIMENTO DE ONDA DA DCF

A fibra de dois núcleos caracterizada experimentalmente foi fornecida pelo grupo de pesquisa sueco RISE Acreo, liderado pelo Dr. Walter Margulis. Esta fibra foi disponibilizada após a realização das simulações, sendo que as propriedades geométricas desta DCF diferem ligeiramente das utilizadas para o estudo numérico.

A Figura 26 mostra a seção transversal da DCF obtida por meio de um microscópio eletrônico de varredura (MEV), com intuito de medir os parâmetros geométricos da fibra através do *software* do MEV. O raio da casca medido é $r_c \sim 63,6 \mu\text{m}$ e o raio dos dois núcleos são semelhantes, sendo $r_n \sim 4,77 \mu\text{m}$ separados por uma distância $S \sim 15,44 \mu\text{m}$. Note que um dos núcleos é centralizado na seção transversal da fibra, enquanto o outro núcleo é deslocado para uma região mais externa da casca. Este desalinhamento é útil, pois o núcleo localizado no centro facilita a emenda com uma SMF. A emenda foi realizada utilizando uma máquina de fusão Fujikura FSM-50S. Para realizar a emenda foram utilizados os modos manuais de movimentação da fibra no eixo xy e o modo manual de foco das câmeras da máquina. Com estes recursos o núcleo central da DCF foi alinhado com o núcleo de uma SMF, obtendo uma emenda de baixa perda (0.01 dB - 0.1 dB).

A caracterização do espectro ótico da DCF foi realizada usando uma fonte Thorlabs

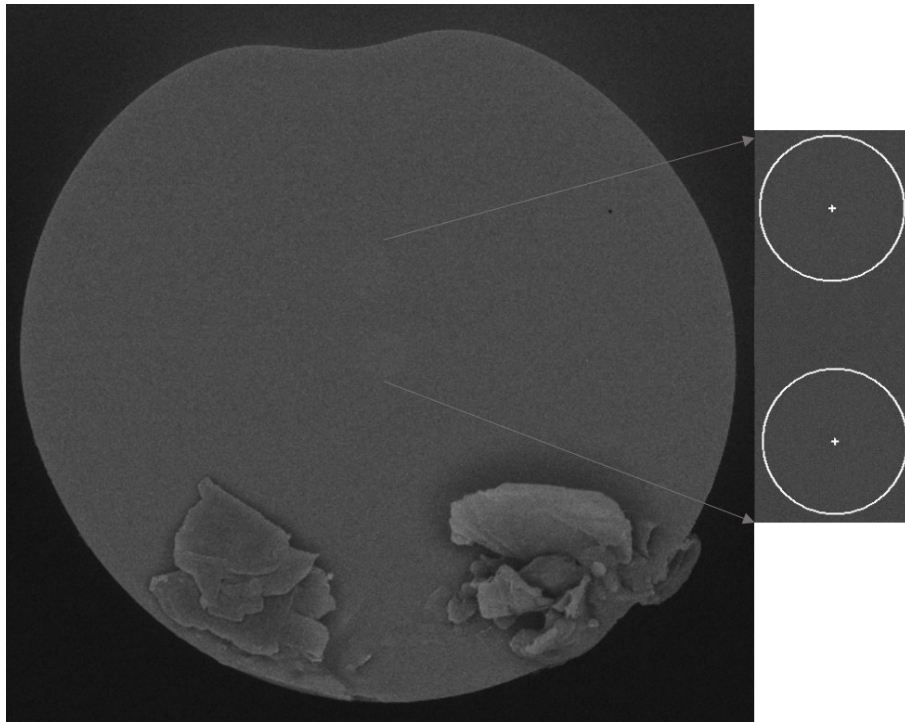


Figura 26: Secção transversal da DCF utilizada experimentalmente com os dois núcleos em destaque.

SLD, cujo espectro em comprimento de onda é na faixa de 1425 nm - 1665 nm, e um analisador de espectro ótico (OSA - Optical Spectrum Analyzer) Agilent 86142B com resolução de 60 pm.

A Figura 27 mostra o espectro em transmissão da DCF com comprimento de acoplamento $l \sim 48$ mm. Duas ressonâncias podem ser visualizadas para o intervalo entre 1425 nm - 1665 nm, sendo a primeira em $\lambda_{C1} \sim 1476$ nm e $FWHM_1 \sim 65$ nm e a segunda em $\lambda_{C2} \sim 1604$ nm e $FWHM_2 \sim 42$ nm. A comparação entre o espectro medido e o simulado (Figura 18) considerando o mesmo comprimento de acoplamento indica um bom acordo no número de ressonâncias. As diferenças entre os valores experimentais e os simulados são decorrentes das diferenças da geometria das fibras simulada e real. O deslocamento em comprimento de onda pode ser explicado pela diferença da distância entre os núcleos entre a fibra simulada e a real, resultando em uma diferença no comprimento de batimento modal.

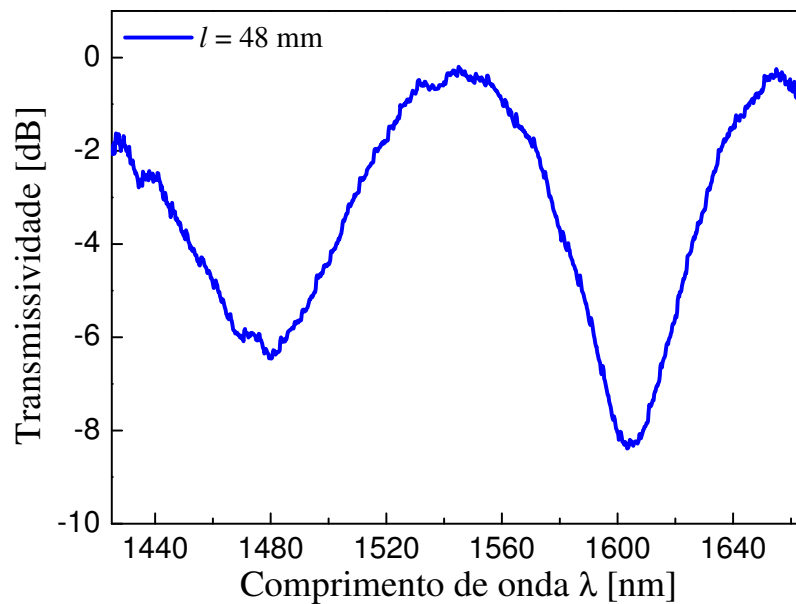


Figura 27: Espectro de transmissão da DCF para o comprimento de acoplamento modal $l = 48$ mm apresentando duas ressonâncias.

Por outro lado, a Figura 28 mostra o espectro da DCF com comprimento de acoplamento modal $l = 160$ mm. Para o intervalo de comprimentos de onda similar ao mostrado acima, cinco ressonâncias são observadas, todas com larguras de banda mais estreitas comparado ao espectro da Figura 27. Assim, os resultados experimentais e simulados confirmam a relação entre o comprimento de acoplamento da DCF, o número de ressonâncias e a largura de banda. Em outras palavras, o aumento de l implica em um maior número de ressonâncias com larguras de banda mais estreitas.

Os espectros das Figuras 27 e 28 foram obtidos em uma condição de deformação mínima da DCF. O objetivo é realizar a modulação acusto-ótica destes espectros a partir da excitação de ondas acústicas na fibra com dois núcleos. A ressonância que será analisada para $l \sim 48$ mm apresenta $\lambda_C \sim 1604$ nm e FWHM ~ 42 nm e para $l \sim 160$ mm apresenta $\lambda_C \sim 1603$ nm e FWHM ~ 15 nm. Estas ressonâncias foram selecionadas devido à maior magnitude de atenuação em uma região estável do espectro.

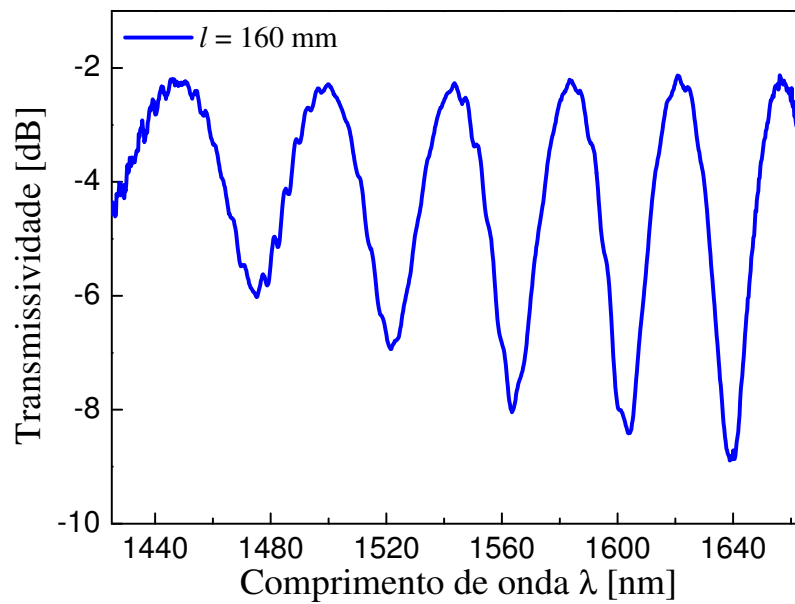


Figura 28: Espectro de transmissão da DCF para o comprimento de acoplamento modal $l = 160$ mm apresentando cinco ressonâncias.

4.2 MODULAÇÃO DO ESPECTRO DE TRANSMISSÃO DA DCF COM ONDAS ACÚSTICAS

Um modulador acusto-ótico é composto por um elemento piezoelétrico, uma corneta e um segmento de fibra ótica. Este trabalho utiliza um PZT em forma de disco com 25 mm de diâmetro e 2 mm de espessura, além de uma camada fina de eletrodos depositados nas superfícies de polarização do PZT. As propriedades dos modos de vibração e ressonâncias do PZT foram estudadas anteriormente por Silva et al. (2013), sendo sua resposta em impedância-fase experimental ilustrada na Figura 29. As ressonâncias do PZT são verificadas em condição de mínima impedância e fase zero, sendo a primeira na frequência de 88 kHz, na qual a onda acústica gerada possui maior amplitude.

Sendo a caracterização feita em transmissão, foi utilizado o PZT furado no centro, sendo este fixado em uma superfície metálica. A corneta utilizada neste trabalho foi estudada e fabricada por Roberson Assis de Oliveira (2011) e possui uma cavidade interna preenchida com ar, permitindo a passagem da fibra. Esta corneta é colada na superfície do PZT, garantindo a centralização de ambos e a melhor configuração para o acoplamento acústico. Os modos de vibração da corneta foram demonstrados por Oliveira et al. (2010).

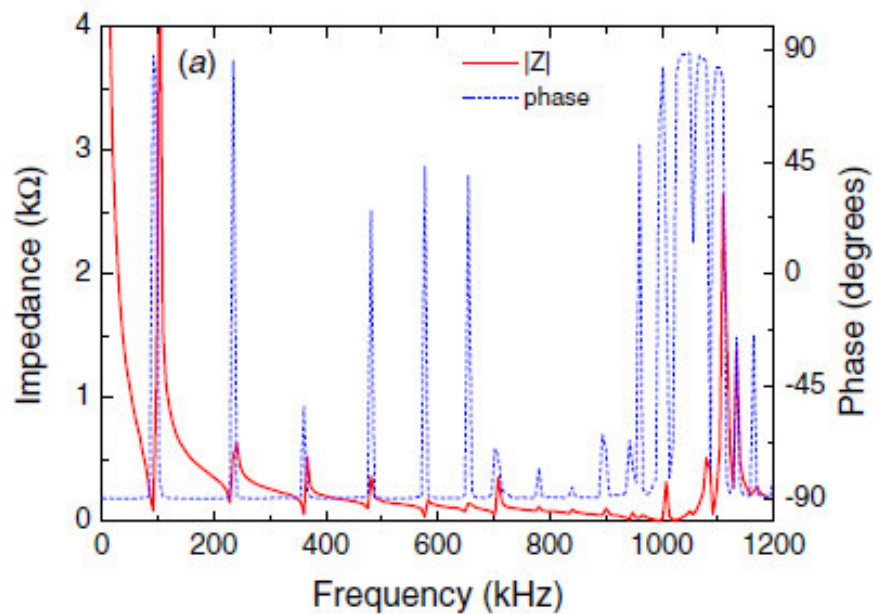


Figura 29: Resposta em impedância-fase experimental do PZT ilustrado em Silva et al. (2013).

4.2.1 MODULAÇÃO ACUSTO-ÓTICA DE UMA FIBRA COM DOIS NÚCLEOS COM COMPRIMENTO DE ACOPLAMENTO DE 48 MM

O primeiro modulador estudado é ilustrado na Figura 30. A fibra de dois núcleos possui comprimento de acoplamento modal $l \sim 48$ mm. O comprimento de interação entre a DCF e a onda acústica também é 48 mm. O alinhamento do conjunto PZT, corneta e fibra é um ponto crítico na construção do modulador, pois reduz possíveis deformações na fibra que podem alterar o espectro ótico. Assim, foram utilizadas três mesas de posicionamento com precisão micrométrica em conjunto com um microscópio ocular para efetuar o alinhamento. Note que o comprimento de interação acusto-ótica compreende a região entre a ponta da corneta e o início da mesa de alinhamento, delimitados pela fixação destas extremidades. Esta configuração assume uma condição ressonante, permitindo que ondas estacionárias atuem na fibra. A fonte SLD e o OSA foram os mesmos utilizados para a caracterização do espectro de transmissão no início deste capítulo. Para a excitação acústica foi utilizado um gerador de sinais Tektronix AFG3021B, com tensão máxima de 10 V.

A Figura 31 mostra a configuração do modulador acusto-ótico montado com as três mesas de posicionamento, duas peças auxiliares para o alinhamento do dispositivo, a corneta fixada no PZT, o PZT fixo em uma base metálica, a fibra ótica alinhada no sistema e o microscópio ocular posicionado sobre o dispositivo.

Além do alinhamento do dispositivo, outro ponto crítico da montagem do modulador é a junção da ponta da corneta com a fibra, pois auxilia o acoplamento dos modos de excitação

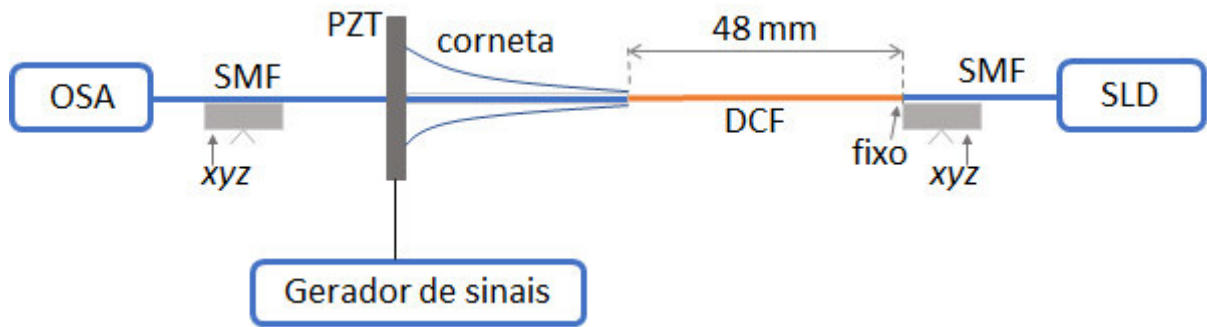


Figura 30: Arranjo experimental utilizado para a modulação do espectro de transmissão de uma DCF com comprimento de acoplamento modal $l = 48$ mm.

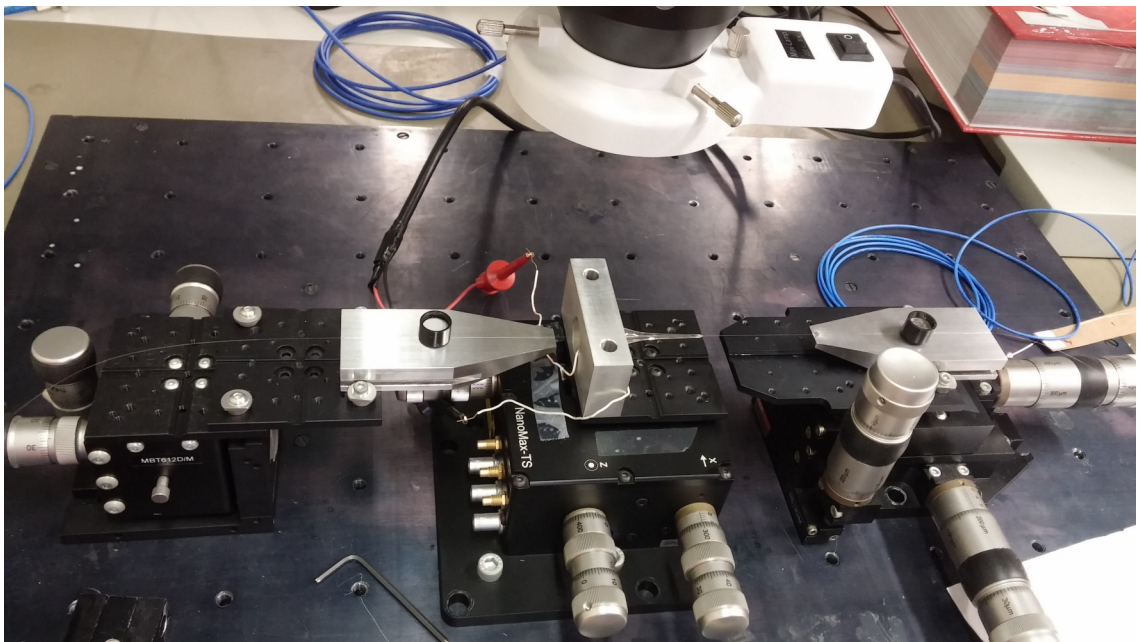


Figura 31: Foto do arranjo experimental do modulador acusto-ótico.

acústicos na DCF. A Figura 32 mostra em detalhes vistos por um microscópio ocular esta união usando super cola.

Conforme discutido e calculado no Capítulo 3.1, o comprimento de batimento do modo ótico $L_B \sim 6,83$ mm. Isto implica em uma frequência acústica baixa, $f \sim 2,924$ kHz, de acordo com as equações 8 e 9. Contudo, o PZT disponível possui a primeira ressonância em $f \sim 88$ kHz, onde a onda acústica gerada possui maior amplitude. Assim, para o intervalo próximo de 2,924 kHz são esperadas baixas amplitudes da onda acústica.

A Figura 33 mostra o espectro da DCF sem o efeito da modulação acusto-ótica (azul) e com o efeito da modulação (vermelho). O espectro não modulado que será analisado possui o comprimento de onda de acoplamento $\lambda_C \sim 1604$ nm e FWHM ~ 42 nm. Excitando o PZT com uma tensão de 10 V, a modulação do espectro ótico foi obtida com uma frequência $f \sim 16$



Figura 32: Foto da fixação da DCF na corneta utilizando super cola visto por um microscópio ocular.

kHz, reduzindo a atenuação do filtro no espectro de transmissão em ~ 3 dB e deslocando λ_C para 1628 nm. Note que existe semelhanças entre a modulação deste espectro e do simulado, ilustrado na Figura 25. Para ambos os casos, o espectro de transmissão foi deslocado para comprimentos de onda maiores e a magnitude de atenuação do filtro reduziu. Além disso, tanto na análise numérica quanto na experimental a faixa de comprimentos de onda próximos de 1650 nm apresentou altas perdas para a casca, que, conforme mencionado anteriormente, pode estar relacionada com a frequência e com o comprimento de onda.

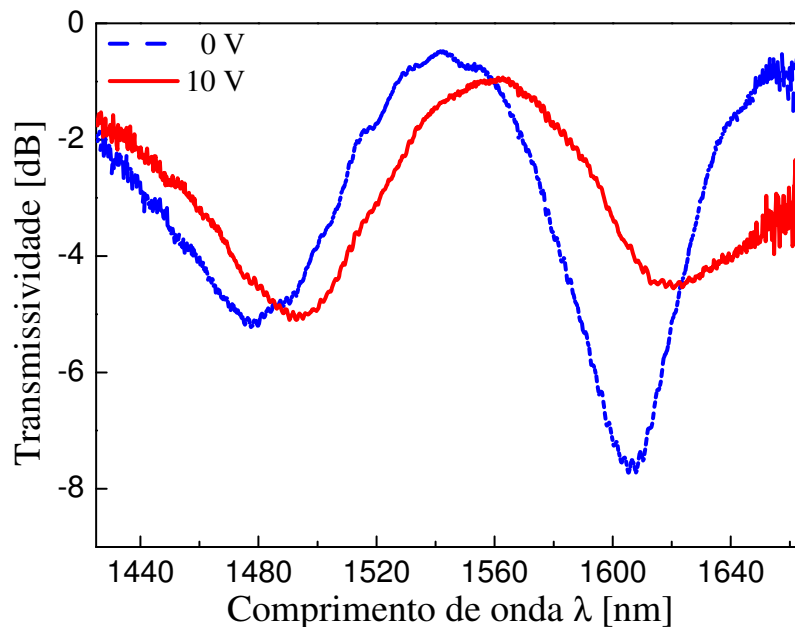


Figura 33: Espectro de transmissão da DCF de comprimento de acoplamento $l = 48$ mm com as duas ressonâncias, sem modulação (azul) e com modulação acusto-ótica, excitando o PZT com uma tensão de 10 V (vermelho).

A Figura 34 ilustra em detalhes a modulação do espectro na região analisada (1540

nm - 1665 nm), variando a tensão aplicada ao PZT de 0 V - 10 V. Com o aumento da tensão, a amplitude da onda acústica que atua na fibra também aumenta, intensificando a variação da magnitude do vale de atenuação e o deslocamento em comprimento de onda. A modulação ocorre devido aos efeitos das curvaturas na fibra, que alteram o caminho óptico e modificam a diferença entre os índices efetivos, resultando em uma mudança no acoplamento entre os núcleos. Com isso, o espectro é deslocado em comprimento de onda e modulado em amplitude.

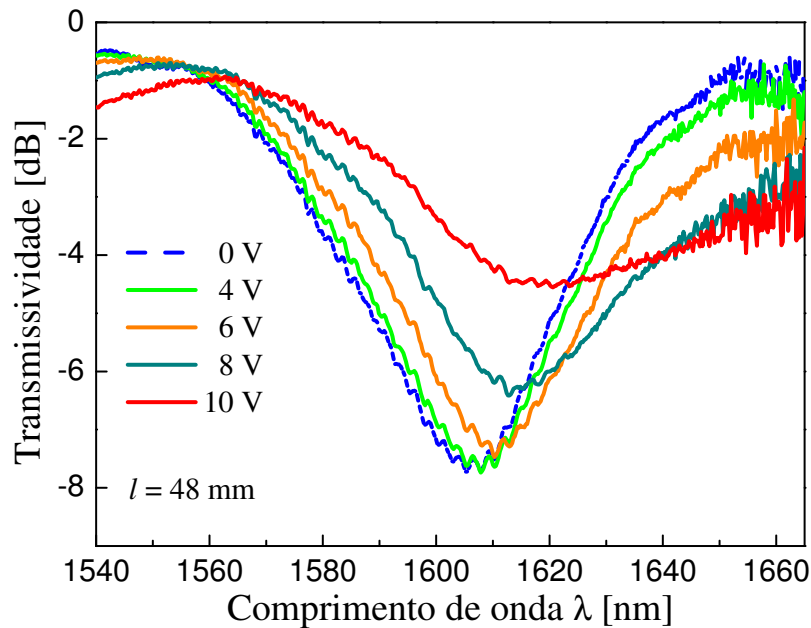


Figura 34: Espectro modulado da segunda ressonância, referente ao intervalo 1540 nm - 1665 nm, para a mesma frequência ($f \sim 16$ kHz) e uma variação da tensão aplicada ao PZT (0 V - 10 V).

A Figura 35 descreve o aumento da transmissividade mínima do vale de atenuação centralizado em λ_C ao aumentar gradativamente a tensão aplicada ao PZT (0 V - 10 V), para a frequência de excitação $f \sim 16$ kHz. O deslocamento em amplitude foi de aproximadamente 2 dB e pode ser atribuída à alteração das propriedades modais da fibra devido aos efeitos da onda acústica, resultando em uma mudança da condição de acoplamento entre os núcleos descrita pela Equação 6.

O deslocamento em comprimento de onda em função da tensão aplicada ao PZT é ilustrado na Figura 36. O deslocamento total é de ~ 23 nm e pode ser atribuído a variação de potência na saída do núcleo, ocasionando a variação da razão entre potência de entrada e de saída para todos os comprimentos de onda analisados. A variação da potência na saída do núcleo ocorre devido à modificação do comprimento de batimento modal, referente à alteração da condição de ressonância resultante da modulação do índice efetivo.

A modulação descrita acima é obtida em baixa frequência, 16 kHz, indicando que o modo ressonante gera uma onda acústica na fibra predominantemente flexural (OLIVEIRA et

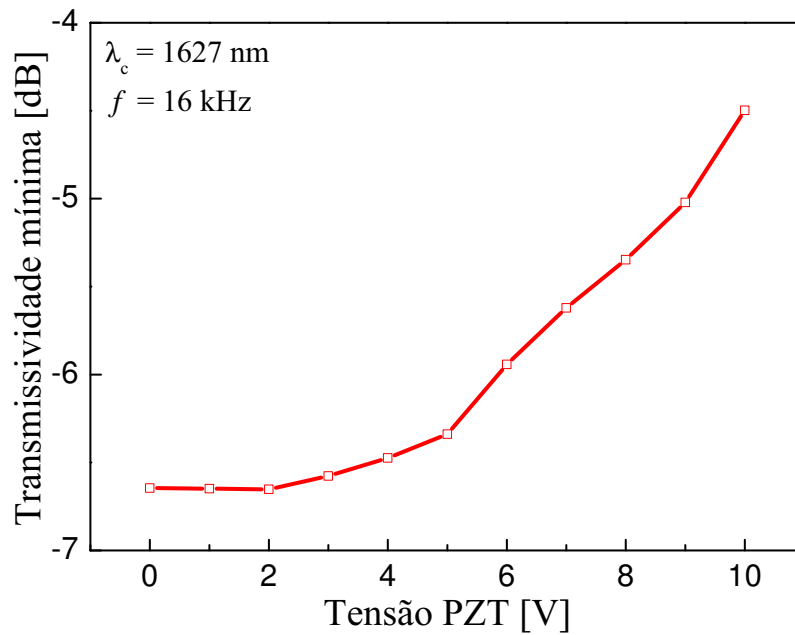


Figura 35: Variação da transmissividade mínima em função da tensão aplicada ao PZT, na frequência acústica $f \sim 16$ kHz, $\lambda_c \sim 1627$ nm e $l \sim 48$ mm.

al., 2010). As curvaturas produzidas por esta onda flexural, mesmo com uma amplitude acústica baixa, permitiram a modulação do espectro em magnitude e o deslocamento em comprimento de onda, podendo ser empregado como um filtro de atenuação dinâmico.

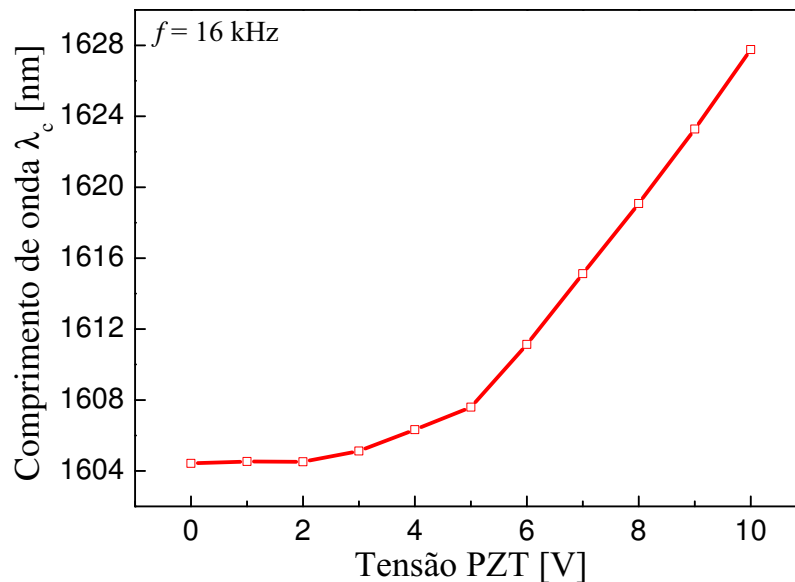


Figura 36: Deslocamento em comprimento de onda em função da variação da tensão aplicada ao PZT na frequência de excitação acústica $f \sim 16$ kHz e $l \sim 48$ mm.

4.2.2 MODULAÇÃO ACUSTO-ÓTICA DE UMA FIBRA COM DOIS NÚCLEOS COM COMPRIMENTO DE ACOPLAMENTO DE 160 MM

A segunda configuração do modulador acusto-ótico pode ser visualizado na Figura 37. A principal diferença em relação ao primeiro AOM apresentado é o comprimento de acoplamento modal da DCF, $l = 160$ mm, e o comprimento de interação acusto-ótica (53 mm).

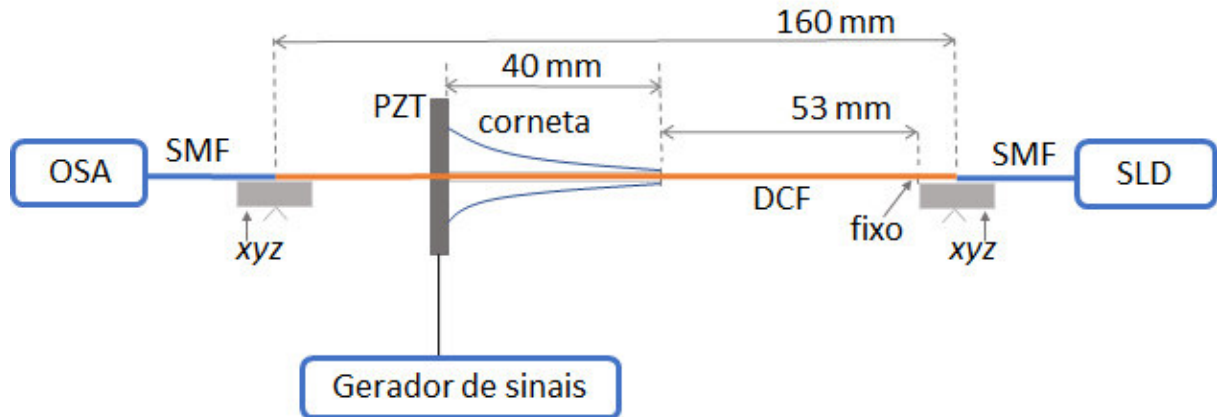


Figura 37: Arranjo experimental do modulador com a DCF de comprimento de acoplamento $l = 160$ mm.

A Figura 38 mostra o espectro de transmissão da DCF com $l \sim 160$ mm sem modulação acusto-ótica e com a modulação obtida com uma frequência $f \sim 9$ kHz e com uma tensão de 10 V aplicada ao PZT. Note que o espectro apresenta 4 ressonâncias, sendo a modulação mais evidente na que está centralizada em $\lambda_c \sim 1600$ nm e com redução da magnitude em aproximadamente 5 dB e sem alteração significativa do comprimento de onda.

A Figura 39 mostra o intervalo de modulação referente à região do espectro entre 1577 nm e 1618 nm com variação da tensão aplicada ao PZT (0 - 10 V). A combinação dos efeitos da curvatura na fibra, efeito elasto-ótico e efeito geométrico, provoca uma alteração do índice efetivo, modificando o coeficiente de acoplamento e, conseqüentemente, a transferência de potência entre os núcleos da DCF é alterada. Neste caso, o deslocamento em comprimento de onda é aproximadamente 300 pm e pode ser desconsiderado.

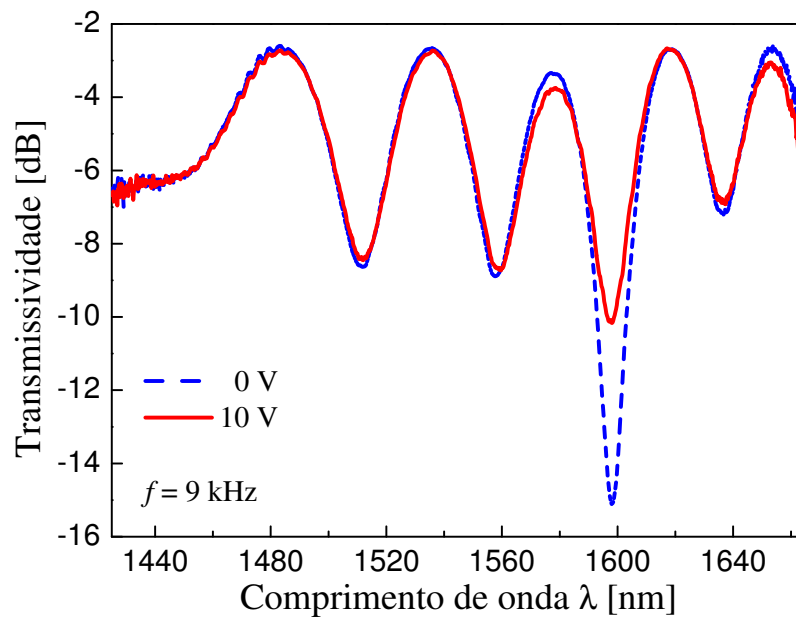


Figura 38: Espectro de transmissão sem modulação acusto-ótica (azul) e com modulação acústica (vermelho) obtida em $f \sim 9$ kHz e com tensão aplicada ao PZT igual a 10 V, para o espectro referente ao intervalo entre 1425 nm - 1665 nm.

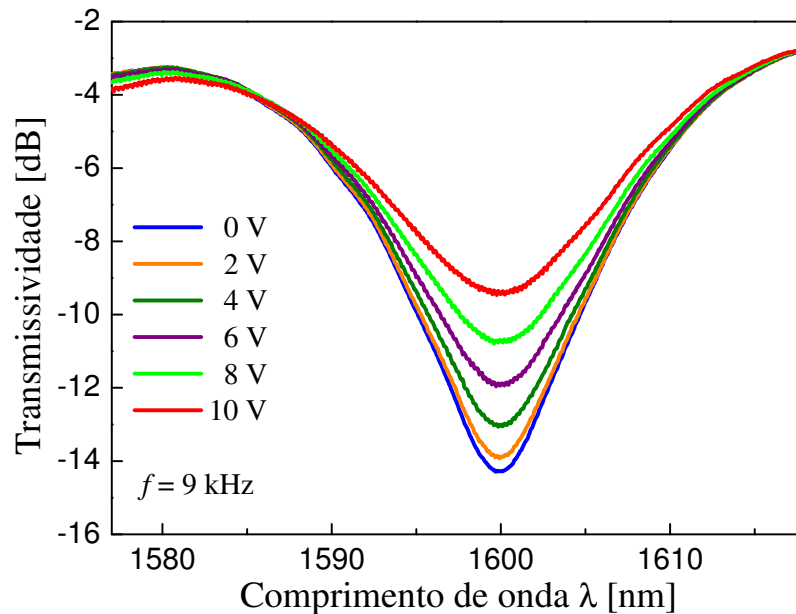


Figura 39: Espectro de transmissão da DCF com comprimento de acoplamento $l \sim 160$ mm da região de maior modulação (1577 nm - 1618 nm), obtida em uma frequência $f \sim 9$ kHz, variando a tensão aplicada ao PZT (0 - 10 V).

A Figura 40 ilustra o aumento da transmissividade mínima do vale de atenuação do filtro conforme o aumento gradual da tensão aplicada ao PZT, considerando a ressonância centralizada em $\lambda_C \sim 1600$ nm e frequência de excitação acústica $f \sim 9$ kHz.

A ressonância em 9 kHz analisada acima está localizada na extremidade de menor

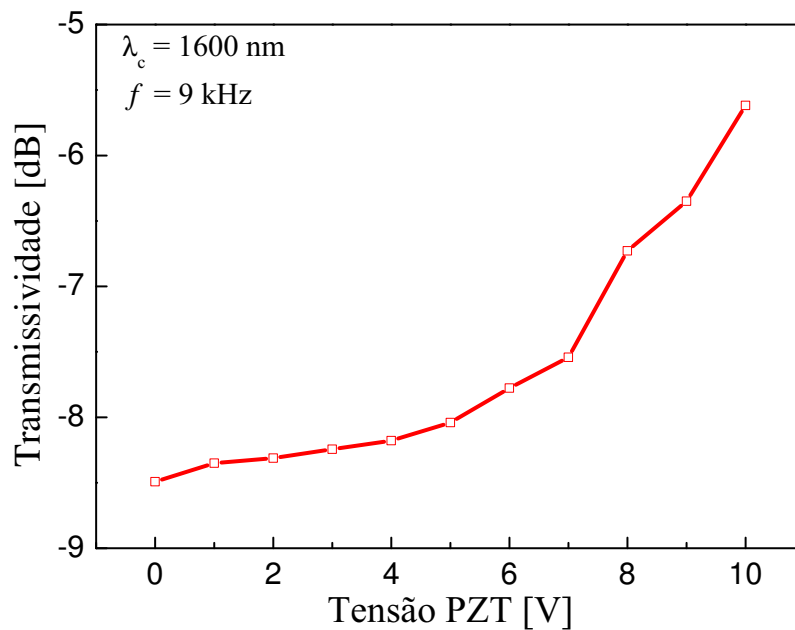


Figura 40: Resultado experimental para o comportamento da transmissividade mínima em relação à variação da tensão aplicada ao PZT (0 - 10 V), para uma frequência de excitação acústica de 9 kHz.

amplitude da ressonância do PZT. Contudo, o efeito da onda acústica no espectro de transmissão da DCF é forte, indicando que nesta frequência de excitação houve o casamento entre a onda acústica e o comprimento de batimento da fibra ao longo do comprimento l . Portanto, em 9 kHz a transferência de potência entre os núcleos é modificada em $\lambda_C \sim 1600$ nm, alterando o coeficiente de acoplamento e evidenciando um espalhamento de potência para a casca. Este princípio pode ser empregado em um chaveador de canais com larguras de bandas estreitas.

Para o mesmo arranjo de AOM, uma segunda ressonância foi observada em $f \sim 11$ kHz. Neste caso, o espectro de transmissão foi modulado e deslocado em comprimento de onda, além de aumentar a largura de banda conforme a tensão do PZT é ampliada (Figura 41).

A Figura 42 ilustra a ressonância que apresenta maior efeito devido a aplicação da onda acústica de acordo com a variação da tensão aplicada ao PZT. A partir de 6 V há um maior deslocamento em comprimento de onda e a modulação da magnitude de atenuação aumenta. Note que há um alargamento da largura de banda de aproximadamente 2 nm e uma modulação de ~ 3 dB.

A variação da magnitude de atenuação em função da variação da tensão aplicada ao PZT de 0V - 10 V é ilustrada na Figura 43. Repare que a variação da transmissividade mínima é suave à medida em que a tensão do PZT aumenta, comportamento que se repete para as 3 ressonâncias apresentadas experimentalmente.

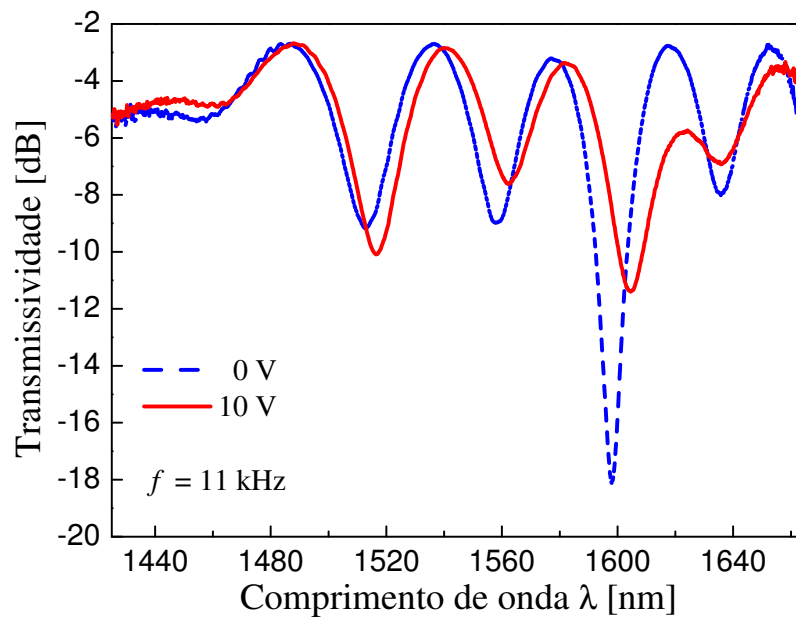


Figura 41: Espectro de transmissão completo para um comprimento de interação modal $l = 160$ mm sem modulação (azul) e com modulação acusto-ótica obtida em $f \sim 11$ kHz e com tensão aplicada ao PZT igual a 10 V (vermelho).

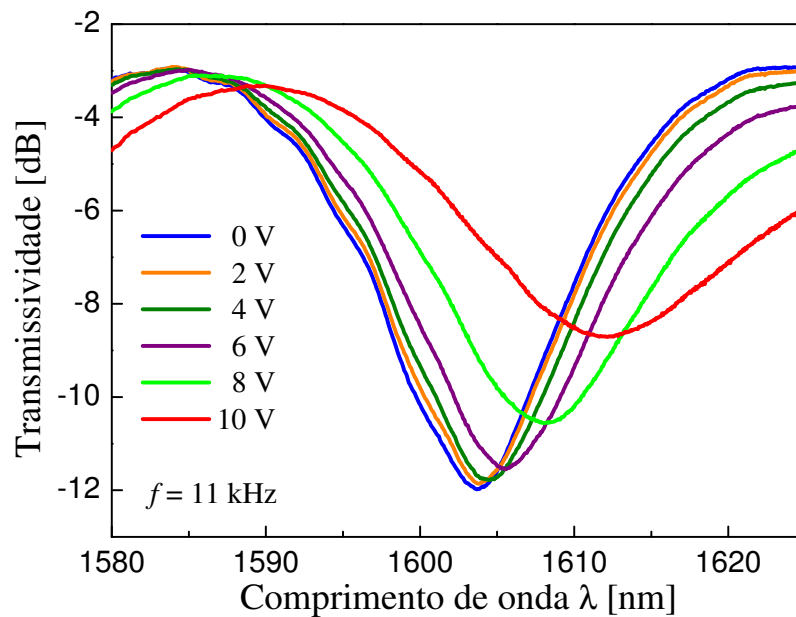


Figura 42: Espectro de transmissão da DCF com comprimento de acoplamento $l \sim 160$ mm da região de maior modulação obtida em uma frequência acústica $f \sim 11$ kHz e com variação da tensão aplicada ao PZT (0 V - 10 V).

A Figura 44 mostra o comprimento de onda de acoplamento em relação ao aumento da tensão aplicada ao PZT para a frequência de excitação de 11 kHz. Variando a tensão de 0 V - 10 V foi visualizado um deslocamento de ~ 10 nm para maiores comprimentos de onda. Este deslocamento evidencia a alteração do comprimento de batimento modal da DCF causada pela excitação da onda acústica.

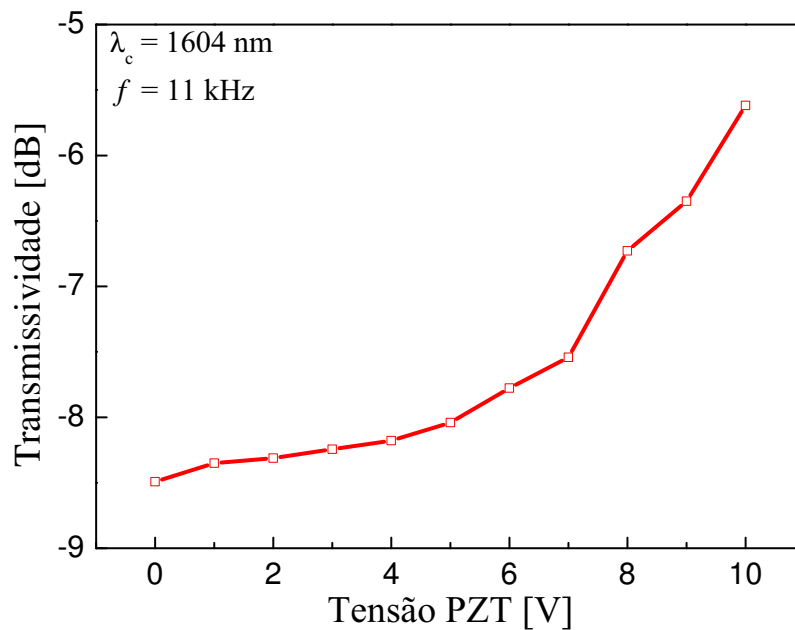


Figura 43: Resultado experimental para o comportamento da transmissividade mínima em relação à variação da tensão aplicada ao PZT (0 - 10 V), para uma frequência de excitação acústica $f \sim 11 \text{ kHz}$.

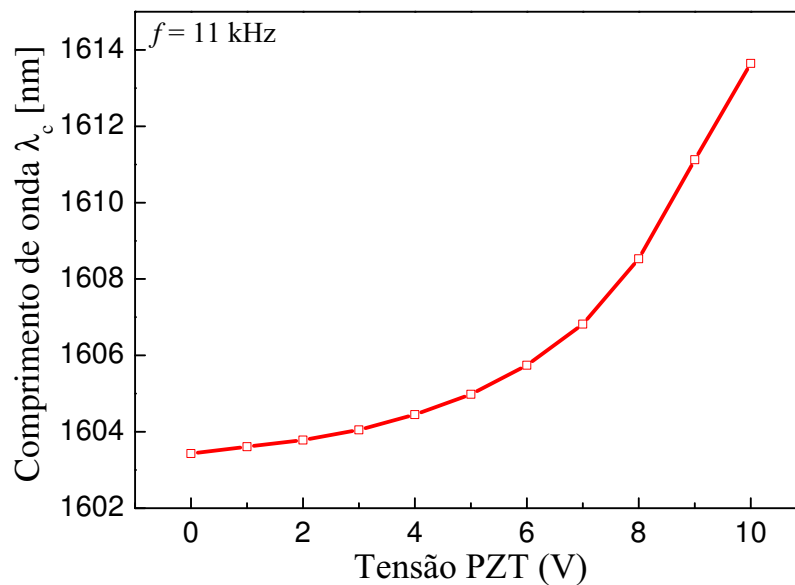


Figura 44: Deslocamento do comprimento de onda de ressonância λ_c de acordo com a variação da tensão aplicada ao PZT (0 - 10 V), para uma frequência de excitação acústica $f \sim 11 \text{ kHz}$ e comprimento de acoplamento $l \sim 160 \text{ mm}$.

Considerando que este trabalho utilizou a mesma configuração do modulador acústico demonstrado em (Roberson Assis de Oliveira, 2011), foi possível a modulação do espectro ótico da fibra de dois núcleos utilizando somente o acoplamento da ondas acústica com os modos óticos definidos pela geometria da fibra. Desta maneira, a modulação do índice de refração é dinâmica, não sendo gravadas redes de Bragg ou redes de período longo para

observar efeitos de acoplamento modal.

4.3 CONSIDERAÇÕES FINAIS DO CAPÍTULO

Neste capítulo foram apresentados e discutidos os resultados experimentais referentes à modulação acusto-ótica do espectro de transmissão de uma fibra com dois núcleos.

A seção transversal da DCF foi visualizada em um microscópio de varredura eletrônica, sendo obtidas as medidas das dimensões do raio da casca e do raio e da distância entre os núcleos. Comparando estes valores com os da geometria da DCF simulada foram observadas diferenças em todos os parâmetros analisados.

O espectro em transmissão de uma DCF foi caracterizado para os comprimentos de acoplamento $l = 48$ mm e $l = 160$ mm. Com isto, foi verificada a relação entre comprimento de acoplamento modal e o número de ressonâncias presentes no espectro. Os resultados da modulação acusto-ótica de uma fibra com dois núcleos foram apresentados e discutidos. Em $f \sim 9$ kHz foi obtida a modulação em amplitude, sem deslocamento em comprimento de onda. Para esta frequência de excitação, o PZT utilizado excita ondas acústicas de baixa amplitude, pois esta faixa de frequência está localizada em uma das extremidades da primeira ressonância do PZT (~ 88 kHz). Devido à amplitude da onda acústica ser baixa em função dos materiais disponíveis, a sintonização em amplitude alcançada indica ótima eficiência de modulação. Este resultado pode ser utilizado, por exemplo, para aplicação em filtros de atenuação para lasers.

5 CONCLUSÕES

Este trabalho teve como principal objetivo investigar numérica e experimentalmente a modulação das propriedades óticas de uma fibra com dois núcleos empregando ondas acústicas. A simulação possibilitou o estudo do acoplamento modal da DCF, da transferência de potência entre os núcleos e do espectro de transmissão modulado por uma onda acústica flexural. A modulação acusto-ótica do espectro também foi realizada experimentalmente.

A simulação da modulação acusto-ótica do espectro de uma fibra com dois núcleos empregando o método dos elementos finitos em 3D foi apresentada. O estudo das propriedades e da propagação dos modos na DCF permitiu o entendimento do acoplamento modal e da consequente transferência de potência entre os núcleos da fibra. A partir disso, foi possível sintonizar um filtro de atenuação no espectro de transmissão. Com a excitação de ondas acústicas flexurais as propriedades óticas foram moduladas resultando em uma sintonização dinâmica do espectro de transmissão, apresentando deslocamento em comprimento de onda e alteração da magnitude de atenuação. A modulação acusto-ótica foi obtida em baixa frequência (~ 3 kHz) devido ao comprimento de batimento modal da DCF (~ 6.8 mm). Até onde se tem conhecimento, este é um trabalho original que possibilita a análise numérica da modulação acusto-ótica de uma DCF, facilitando a extração e a análise de dados relacionados ao acoplamento modal, à propagação de potência ao longo da fibra, às propriedades da onda acústica e ao espectro de transmissão.

Utilizando uma fibra com dois núcleos semelhante à que foi simulada, a caracterização experimental do espectro de transmissão da DCF foi realizada para dois comprimentos de acoplamento modal diferentes. Primeiramente foi utilizado uma DCF com 48 mm, que apresentou o espectro de transmissão com duas ressonâncias, que é qualitativamente semelhante ao espectro obtido na simulação. As diferenças apresentadas entre o espectro simulado e o medido é proveniente principalmente da diferença entre os parâmetros geométricos da DCF simulada e da DCF real (raio e distância entre os núcleos).

O segundo comprimento analisado experimentalmente foi de 160 mm, valor definido

para casar um múltiplo ímpar do comprimento de batimento com o comprimento de acoplamento da DCF, obtendo a mínima potência no núcleo analisado para o comprimento de onda de acoplamento. O espectro de transmissão apresentou 5 ressonâncias, sendo cada uma delas com larguras de banda mais estreitas do que as ressonâncias para o comprimento de 48 mm. Portanto, o espectro apresenta mais ressonâncias com larguras de banda mais estreitas quanto maior o comprimento de acoplamento modal, sendo esta relação também observada no estudo numérico.

A modulação acusto-ótica foi obtida experimentalmente em baixas frequências (9 kHz - 16 kHz) para os dois comprimentos de acoplamento testados. Ao excitar a fibra com ondas acústicas, o espectro em transmissão da DCF foi deslocado para maiores comprimentos de onda e a magnitude de atenuação foi reduzida. Considerando que a amplitude das ondas acústicas excitadas na fibra é reduzida nas baixas frequências, os efeitos da modulação obtidos durante a análise experimental foram notáveis, atingindo profundidade de modulação de 5 dB para $\lambda_C \sim 1600$ nm.

Especificamente para o comprimento de acoplamento de 160 mm, a modulação acusto-ótica obtida em ~ 9 kHz alterou somente a magnitude de atenuação de uma das ressonâncias, mantendo o comprimento de onda praticamente inalterado. Isto evidencia o efeito da onda acústica nas propriedades modais da DCF e a alteração do coeficiente de acoplamento entre os núcleos. Neste caso, este princípio pode ser utilizado como um chaveador de canais de bandas estreitas. Além disso, a frequência acústica de 9 kHz indica ser uma harmônica do valor calculado inicialmente para a modulação ser obtida (~ 3 kHz).

Em conclusão, a análise numérica empregando o método dos elementos finitos em 3D para obter a modulação acusto-ótica de uma fibra com dois núcleos apresentou resultados alinhados com a teoria e com o experimento. A simulação une os campos da ótica e da mecânica, fornecendo como resultado a propagação dos modos óticos ao longo da fibra sob o efeito de ondas acústicas. Portanto, esta metodologia é útil para futuros estudos e projetos empregando fibras óticas mais complexas. Experimentalmente os resultados são qualitativamente semelhantes aos obtidos nas simulações, considerando as diferenças entre as geometrias das duas DCFs. A partir da modulação obtida é possível considerar a aplicação deste modulador acusto-ótico como um filtro de atenuação eletricamente controlado. Neste dispositivo, a geometria da fibra com dois núcleos define a região de atenuação do espectro de transmissão, não sendo necessária a utilização de redes de Bragg ou de redes de período longo.

Por fim, o estudo numérico pode ser futuramente aprimorado incluindo o efeito geométrico na análise das curvaturas da DCF resultante da excitação de uma onda acústica

flexural. Experimentalmente é possível aumentar a eficiência da modulação acusto-ótica através da melhoria do projeto do modulador, da redução do diâmetro da casca e/ou do aumento da tensão aplicada ao PZT. Além disso, para a obtenção de uma maior modulação a DCF pode ser substituída por uma fibra ótica de núcleo suspenso, a fim de diminuir a quantidade de sílica na seção transversal da fibra obtendo uma onda acústica com maior amplitude.

REFERÊNCIAS

- ABDALLAH, A.; CHAOZHU, Z.; ZHI, Z. Investigation on the Effect of Underwater Acoustic Pressure on the Fundamental Mode of Hollow-Core Photonic Bandgap Fibers. **International Journal of Optics**, 2015.
- ABEDIN, K. S. et al. Amplification and noise properties of an erbium-doped multicore fiber amplifier. **Optics Express**, v. 19, n. 17, p. 16715–16721, 2011. ISSN 1094-4087.
- ANTONIO-LOPEZ, J. E. et al. Multicore fiber sensor for high-temperature applications up to 1000C. **Optics Letters**, v. 39, n. 15, p. 4309–12, 2014. ISSN 1539-4794.
- ARIK, S. O.; KAHN, J. M. Coupled-core multi-core fibers for spatial multiplexing. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 25, n. 21, p. 2054–2057, 2013. ISSN 10411135.
- BARRETTO, E. C. S. **Análise e Projeto de Fibras de Cristal Fotônico pelo Método dos Elementos Finitos**. São José dos Campos: [s.n.], 2006.
- BIRKS, T. A.; RUSSELL, P. S. J.; CULVERHOUSE, D. O. The acousto-optic effect in single-mode fiber tapers and couplers. **Journal of Lightwave Technology**, v. 14, n. 11, p. 2519–2529, 1996. ISSN 07338724.
- BLAKE, J. N. et al. Analysis of intermodal coupling in a two-mode fiber with periodic microbends. **Optics Letters**, v. 12, n. 281, 1987.
- BLAKE, J. N.; KIM, B. Y.; SHAW, H. J. Fiber-optic modal coupler using periodic microbending. **Optics Letters**, v. 11, n. 3, p. 177–179, 1986. ISSN 0146-9592.
- COMSOL INC. **Introduction to wave optics module**. 2013. 3–24 p.
- DESURVIRE, E. B. Capacity demand and technology challenges for lightwave systems in the next two decades. **Journal of Lightwave Technology**, v. 24, n. 12, p. 4697–4710, 2006. ISSN 07338724.
- DONG, L. et al. Intermodal coupling by periodic microbending in dual-core Fibers - comparison of experiments and theory. **Journal of Lightwave Technology**, v. 12, n. 1, p. 24–27, 1994.
- FERNANDES, G. M. et al. Switching in multicore fibers using flexural acoustic waves. **Optics Express**, v. 23, n. 20, 2015.
- GALLEGO-JUAREZ, J. A. Piezoelectric ceramics and ultrasonic transducers Piezoelectric ceramics and u It rason ic transducers. **J. Phys. E: Sci. Instrum. J. Phys. E: Sci. Instrum**, v. 22, n. 22, p. 804–816, 1989. ISSN 0022-3735.
- GUZMAN-SEPULVEDA, J. R. et al. Curvature Sensor based on a Two-Core Optical Fiber. **Conference on Lasers and Electro-Optics 2012**, v. 1, p. JW2A.116, 2012. ISSN 21622701.

H. Sabert, L. Dong, P. S. J. R. Versatile acoustooptical flexural wave modulator, filter and frequency shifter in dual-core fibre. **International Journal of Optoelectronics**, v. 7, p. 189–194, 1992.

HILL, K. O.; MELTZ, G. Fiber Bragg Grating Technology Fundamentals and Overview. **Journal of Lightwave Technology**, v. 15, n. 8, p. 1263–1276, 1997.

Hyun Yun, S.; Kag Hwang, I.; Yoon Kim, B. All-fiber tunable filter and laser based on two-mode fiber. **Optics Letters**, v. 21, n. 1, 1996.

INAO, S. et al. Multicore optical fiber. **Proc. Opt. Fiber Commun. Conf.**, p. 46–48, 1979.

Jean-Pierre Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. **Journal of Computational Physics**, v. 114, n. 2, p. 185–200, 1994.

KIM, B. Y. et al. All-fiber acousto-optic frequency shifter. **Optics Letters**, v. 11, n. 6, p. 389–391, 1986.

LI, L. et al. Phase-locked multicore all-fiber lasers: modeling and experimental investigation. **Journal of the Optical Society of America**, v. 24, n. 8, p. 1721–1728, 2007.

LU, Y. B.; CHU, P. L. Gain flattening by using dual-core fiber in erbium-doped fiber amplifier. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 12, n. 12, p. 1616–1617, 2000. ISSN 10411135.

MEITZLER, A. H.; O'BRYAN, H. M.; TIERSTEN, H. F. Definition and Measurement of Radial Mode Coupling Factors in Piezoelectric Ceramic Materials with Large Variations in Poisson's Ratio. **IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics**, v. 20, n. 3, p. 233–239, 1973. ISSN 00189537.

NEVES, P.; POHL, A. Time analysis of the wavelength shift in fiber Bragg gratings. **Journal of Lightwave Technology**, v. 25, n. 11, p. 3580–3588, 2007. ISSN 07338724.

NEWKIRK, A. V. et al. Bending sensor combining multicore fiber with a mode-selective photonic lantern. **Optics Letters**, v. 40, n. 22, p. 5188, 2015. ISSN 0146-9592.

OLIVEIRA, R. A. et al. Compact dip-style viscometer based on the acousto-optic effect in a long period fiber grating. **Sensors and Actuators, B: Chemical**, Elsevier B.V., v. 157, n. 2, p. 621–626, 2011. ISSN 09254005.

OLIVEIRA, R. A. et al. Numerical approach for designing a Bragg grating acousto-optic modulator using the finite element and the transfer matrix methods. **Optics Communications**, v. 281, n. 19, p. 4899–4905, 2008. ISSN 00304018.

OLIVEIRA, R. A. et al. Vibration mode analysis of a silica horn-fiber Bragg grating device. **Optics Communications**, Elsevier B.V., v. 283, n. 7, p. 1296–1302, 2010. ISSN 00304018.

RICHARDSON, D. J.; FINI, J. M.; NELSON, L. E. Space-division multiplexing in optical fibres. **Nature Photonics**, Nature Publishing Group, v. 7, n. 5, p. 354–362, 2013. ISSN 17494885.

Roberson Assis de Oliveira. **Characterization and new applications of the acousto-optic effect in fiber gratings**. Tese (Doutorado) — Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 2011.

RUGELAND, P.; MARGULIS, W. Revisiting twin-core fiber sensors for high-temperature measurements. **Applied Optics**, v. 51, n. 25, p. 6227–6232, 2012.

SAKAGUCHI, J. et al. 19-core fiber transmission of 19x100x172-Gb/s SDM-WDM-PDM-QPSK signals at 305Tb/s. **National Fiber Optic Engineers Conference**, p. PDP5C.1, 2012. ISSN 21622701.

SALCEDA-DELGADO, G. et al. Compact fiber-optic curvature sensor based on super-mode interference in a seven-core fiber. **Optics Letters**, v. 40, n. 7, p. 1468–1471, 2015. ISSN 0146-9592.

Sang Kim, H. et al. All-fiber acousto-optic tunable notch filter with electronically controllable spectral profile. **Optics Letters**, v. 22, n. 19, 1997.

SCHIFFNER, G.; SCHNEIDER, H.; SCHÖNER, G. Double-core single-mode optical fiber as directional coupler. **Appl. Phys.**, v. 23, n. 1, p. 41–45, 1980. ISSN 0340-3793.

SILVA, R. E. et al. Numerical characterization of piezoelectric resonant transducer modes for acoustic wave excitation in optical fibers. **Measurement Science and Technology**, v. 24, n. 9, p. 94020, 2013. ISSN 09570233.

SILVA, R. E. et al. Acousto-optic modulation of a fiber Bragg grating in suspended core fiber for mode-locked all-fiber lasers. **Laser Physics Letters**, IOP Publishing, v. 12, n. 4, p. 045101, 2015. ISSN 1612-2011.

SNYDER, A.; LOVE, J. **Optical waveguide theory**. London: Chapman and Hall, 1983. 387-392 p.

TAYLOR, H. F. Bending Effects in Optical Fibers. **Journal of Lightwave Technology**, OCTOBER, n. 5, 1984.

VENGSARKAR, A. M. et al. Long-Period Fiber Gratings as Band-Rejection Filters - Lightwave Technology, Journal of. **Journal of Lightwave Technology**, v. 14, n. 1, p. 58–65, 1996.

VILLATORO, J. et al. Miniature multicore optical fiber vibration sensor. **Optics Letters**, v. 42, n. 10, p. 2022–2025, 2017. ISSN 15394794.

XIA, C. et al. Supermodes in Coupled Multi-Core Waveguide Structures. **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, v. 22, n. 2, 2016.

YU, X. et al. Coupling coefficient of two-core microstructured optical fiber. **Optics Communications**, v. 260, n. 1, p. 164–169, 2006. ISSN 00304018.