



**UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
CAMPUS CURITIBA**

GERÊNCIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA E
INFORMÁTICA INDUSTRIAL – CPGEI**

ROBERSON ASSIS DE OLIVEIRA

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE UM MODULADOR
ACUSTO-ÓPTICO EM REDES DE BRAGG A FIBRA
ÓPTICA**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**CURITIBA
FEVEREIRO – 2008**

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ

Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial

DISSERTAÇÃO

apresentada à UTFPR
para obtenção do grau de

MESTRE EM CIÊNCIAS

por

ROBERSON ASSIS DE OLIVEIRA

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE UM MODULADOR ACUSTO-ÓPTICO EM REDES DE BRAGG A FIBRA ÓPTICA

Banca Examinadora:

Presidente e Orientador:

Prof. Dr. Alexandre de Almeida Prado Pohl

UTFPR

Examinadores:

Prof. Dr. Aleksander Sade Paterno

UDESC

Prof. Dr. Jucélio Tomás Pereira

UTFPR

Prof Dr. Wilson Arnaldo Artuzi Junior

UFPR

Curitiba, 28 de fevereiro de 2008

ROBERSON ASSIS DE OLIVEIRA

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DE UM MODULADOR ACUSTO-ÓPTICO EM
REDES DE BRAGG A FIBRA ÓPTICA**

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: Telemática.

Orientador: Prof. Dr. Alexandre A. P. Pohl

Curitiba
2008

Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca da UTFPR – Campus Curitiba

O48 Oliveira, Roberson Assis de
 Simulação numérica de um modulador acusto-óptico em redes de Bragg a fibra
 óptica / Roberson Assis de Oliveira. – Curitiba: [s.n.], 2008.
 xxv, 85 p.: il.; 30 cm

 Orientador: Prof. Dr. Alexandre A. P. Pohl
 Dissertação (Mestrado) – UTFPR. Programa de Pós-Graduação em Engenharia
 Elétrica e Informática Industrial. Curitiba, 2008.
 Bibliografia: p. 77-85

 Fibras ópticas. 2. Redes de Bragg. 3. Dispositivos acusto-ópticos.
 4. Método da matriz de transferência. 5. Método dos elementos finitos.
 6. Simulação (Computadores). 7. Telecomunicações. I. Pohl, Alexandre A. P.,
 orient. II. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curso de Pós-Graduação
 em Engenharia Elétrica e Informática Industrial. III. Título.

CDD: 621.3692

Dedicatória

À Rayssa Assis de Oliveira (2000 – 2006†)

Agradecimentos

A Deus, criador de todas as coisas.

A toda minha família, inclusive minha noiva Carolina. Agradeço em especial aos meus queridos pais, Nadir e Terezinha, pelas orações, pelos conselhos, apoio, estímulo e principalmente pelo grande amor dado a mim em todos os momentos bons e ruins da minha vida.

Ao meu orientador e amigo, Prof. Dr. Alexandre Pohl, pela orientação mesmo que a distância, paciência, apoio e amizade construída durante a realização desse trabalho.

Ao MSc. Paulo de Tarso, pela amizade e grande ajuda no trabalho.

Ao Prof. Dr. Jucélio Pereira, pela orientação, conselhos e pela grande amizade.

Aos amigos do grupo de Dispositivos Fotônicos e Aplicações, em especial aos amigos do Laboratório de Comunicação de Dados, e demais amigos, professores e funcionários da UTFPR, pelo apoio e incentivo.

A UTFPR / CPGEI, pela oportunidade de realização do trabalho e pela infra-estrutura.

A CAPES pela concessão da Bolsa de Estudos

Sumário

Lista de Figuras	xiii
Lista de Tabelas.....	xvii
Lista de Abreviaturas	xviii
Lista de Símbolos	xix
Resumo	xxiii
Abstract	xxiv
1. Introdução e Estado da Arte	1
1.1 Motivação.....	3
1.2 Objetivos	4
1.3 Estrutura do Trabalho.....	4
2. Redes de Bragg e Modulação Acusto-Óptica.....	7
2.1 Redes de Bragg em Fibra Óptica.....	8
2.1.1 Conceitos Fundamentais	8
2.1.2 Sintonização da FBG.....	11
2.2 Ondas acústicas e a Luz	16
2.2.1 Deflexão	16

2.2.2	Intensidade	17
2.2.3	Frequência	17
2.2.4	Fase.....	18
2.2.5	Polarização	18
2.3	Modulação Acusto-Óptica em FBG.....	19
2.3.1	PZT.....	21
2.3.2	Corneta de sílica	22
2.3.3	Taper.....	23
2.3.4	FBG	23
2.3.5	Suporte	23
3.	Metodologia.....	25
3.1	Método dos Elementos Finitos (FEM).....	25
3.1.1	Método dos resíduos ponderados	27
3.1.2	Formulação matemática	30
3.2	Método da Matriz de Transferência	36
3.2.1	Teoria básica	37
3.2.2	Comprimento de Onda Ressonante para Difração em Redes.	38
3.2.3	Teoria dos Modos Acoplados.....	40
3.2.4	Redes de Bragg.....	42
3.2.5	Acoplamento de Dois Modos em Redes não Uniformes	45

4.	Simulação e Resultados.....	49
4.1	Simulação FEM.....	50
4.1.1	Parâmetros Materiais e Dimensões	51
4.1.2	Características das Malhas e Discretização.....	52
4.1.3	Obtenção das Matrizes de Rigidez e Massa	53
4.1.4	Definição do Vetor Carregamento	53
4.1.5	Cálculo do campo de deformação	54
4.2	Simulação TMM	55
4.2.1	Parâmetros Ópticos e características da FBG	56
4.2.2	Característica das Matrizes.....	56
4.2.3	Efeito do Campo de Deformação na FBG	57
4.2.4	Coeficientes de Transmissão e Reflexão.....	57
4.3	Variação da Frequência Acústica.....	59
4.4	Variação da Força.....	62
4.5	Variação nas Dimensões	64
4.5.1	Corneta de sílica	65
4.5.2	Taper.....	66
4.5.3	Comprimento da FBG	67
5.	Conclusão	69
5.1	Conclusões Gerais	69

5.2	Os Métodos	69
5.3	Considerações Finais	70
5.4	Trabalhos Futuros	70
	Publicações	73
	Referências Bibliográficas	75

Lista de Figuras

1.1.	Modulador Acusto-Óptico, patente n° 4.068.191 (1978) – Estados Unidos (ZEMON e DAKSS, 1978).....	2
2.1.	Projeto do BG-AOM baseado em RUSSEL e LIU, 2000; DELGADO-PINAR <i>et al</i> , 2005	7
2.2.	Gravação de Rede de Bragg usando máscara de fase	9
2.3.	Incidência, reflexão e transmissão de uma faixa espectral em uma FBG.	10
2.4.	Variação de λ_B em função da deformação longitudinal	15
2.5.	Diagrama esquemático do filtro sintonizável com taper em fibra (DIMMICK <i>et al</i> , 2000).....	19
2.6.	(a) Feixe incidido, 0 e refletido, 1 de uma FBG sem excitação acústica (as linhas verticais representam planos de índice de refração constantes na FBG) (b) Se a FBG é periodicamente excitada por uma onda acústica, sofre mudança no seu período, causando múltiplos acoplamentos das ondas de Bloch (RUSSEL e LIU, 2000).....	21
3.1.	(a) Elemento triangular de três nós em duas dimensões e (b) Dois elementos lineares em uma dimensão.	26
3.2.	Discretização 1-D do BG-AOM em elementos lineares	33

3.3.	Detalhe da estrutura dividida em três elementos. As setas representam a incidência na interface dos campos propagantes (R) e contra-propagantes (S).....	37
3.4.	Tipos comuns de redes de Bragg, incluindo (a) rede uniforme com mudança de índice positiva, (b) com apodização gaussiana, (c) com apodização tipo cosseno levantado com mudança de índice “dc” igual à zero, (d) com gorjeio, (e) com mudança de fase discreta (de π) e (f) estruturada (ERDOGAN, 1997).....	38
3.5.	Difração da luz pela rede (ERDOGAN, 1997).....	39
3.6.	Ilustração do raio óptico de (a) Modo de núcleo refletido por uma FBG e (b) acoplamento do modo de casca por uma rede de período longo. O eixo β abaixo de cada diagrama demonstra a condição da rede em (3.25) para $m = -1$ (ERDOGAN, 1997)....	40
3.7.	Espectro de reflexão medido (pontos) e calculado (linha) de uma FBG uniforme com 1 mm de comprimento com $\kappa L = 1,64$ (ERDOGAN, 1997).....	45
4.1.	Diagrama de blocos da simulação do BG-AOM.....	50
4.2.	Diagrama de blocos para o FEM.....	50
4.3.	Dimensões do BG-AOM, baseadas em DELGADO-PINAR <i>et al</i> , 2005 e LIU, RUSSELL e DONG, 1997	51
4.4.	Diâmetro do BG-AOM em função do comprimento. Cada ponto representa um nó, numa estrutura FEM 1-D.....	52
4.5.	Esquema do vetor de carregamento.....	54
4.6.	Campo de deformação ao longo do BG-AOM quando excitado por uma onda acústica de frequência 1 MHz com $P_0 = 1 N$ e $P_{DC} = 0$	55
4.7.	Diagrama de blocos da simulação TMM	55
4.8.	Espectro de reflexão da FBG (a) calculado usando o algoritmo desse trabalho e (b) calculado pelo software IFO_Gratings, usando os mesmos parâmetros ópticos	58

4.9.	Espectro de reflexão do BG-AOM quando excitado por uma onda acústica de 1 MHz, $P_0 = 1 N$ e $P_{DC} = 0$	59
4.10.	Espectro de transmissão do BG-AOM quando excitado por uma onda acústica de 1,66 MHz, $P_0 = 1,5 N$ e $P_{DC} = 0 N$	59
4.11.	Espectro de reflexão da FBG (a) sem excitação acústica e quando é excitada por uma onda acústica de força 1 N, com pré-carregamento nulo e com frequência (b) 2 MHz e (c) 4 MHz.....	60
4.12.	Relação linear entre a largura de banda $\Delta\lambda$ e a frequência acústica.....	61
4.13.	Espectro de reflexão para frequência acústica (a) 1 MHz, (b) 2,66 MHz e (c) 5,5 MHz, com voltagens no PZT de 4, 13 e 38 V respectivamente (DELGADO-PINAR, <i>et al</i> , 2006). (d) Espectro obtido pela simulação com $\lambda_D = 1543,2 nm$, frequência acústica = 1 MHz e $P_0 = 1 N$ e (e) superposição dos espectros (a) e (d).....	62
4.14.	Espectro de reflexão da FBG quando a mesma é excitada por uma onda acústica de 1 MHz com (a) $P_0 = 2,5 N$ e $P_{DC} = 0 N$ e (b) $P_0 = P_{DC} = 2,5 N$. O pico de deformação máximo para o caso (a) foi $\varepsilon = 1,7924 \times 10^{-4}$	63
4.15.	Espectro de reflexão para três diferentes voltagens do sinal acústico gerado pelo PZT, 0, 14 e 32 V_{pp} (DELGADO-PINAR, <i>et al</i> , 2006)	63
4.16.	Espectro de reflexão da FBG, excitada por uma onda acústica de 1 MHz com (a) $P_0 = 4 N$ e $P_{DC} = 0 N$ e (b) $P_0 = P_{DC} = 4 N$. O pico de deformação máximo para o caso (a) foi $\varepsilon = 2,8678 \times 10^{-4}$ e para o caso (b) o dobro.....	64
4.17.	Dependência do pico de deformação com relação ao (a) diâmetro da corneta de sílica e (b) comprimento da corneta de sílica	65
4.18.	Máxima deformação na FBG em função do taper. O pico de deformação varia exponencialmente com o diâmetro da FBG	66
4.19.	Relação entre a deformação máxima e a força aplicada pelo PZT na estrutura com as dimensões da figura 4.3.....	67

4.20. Variação da refletividade do pico lateral λ_{B1} em função do comprimento da FBG68

Lista de Tabelas

2.1.	Características encontradas para materiais baseados em sílica	14
------	---	----

Lista de Abreviaturas

- AOM – Modulador Acusto-óptico (*Acoustic-Optic Modulator*)
- BG-AOM – Modulador Acusto-óptico com Rede de Bragg (*Bragg Grating – Acousto-optic Modulator*)
- DWDM – Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda Denso (*Dense Wavelength Division Multiplexing*)
- FBG – Rede de Bragg em Fibra Óptica (*Fiber Bragg Grating*)
- FEM – Método dos Elementos Finitos (*Finite Element Method*)
- FWHM – Largura a Meia Altura no Ponto de Máximo Valor (*Full Width at Half Maximum*)
- PBGF – Fibra de Gap de Banda Fotônico (*Photonic Band Gap Fiber*)
- PCF – Fibra de Cristal Fotônico (*Photonic Crystal Fiber*)
- PZT – Atuador Piezoelétrico (*Piezoelectric Actuator*)
- TMM – Método da Matriz de Transferência (*Transfer Matrix Method*)
- UV – Radiação Ultra Violeta
- WDM – Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda (*Wavelength Division Multiplexing*)

Lista de Símbolos

Λ_{mf}	– Período da máscara de fase
λ_B	– Comprimento de onda de Bragg
n_{eff}	– Índice de refração efetivo do núcleo da fibra óptica
Λ	– Período da máscara de fase
L	– Comprimento da rede de Bragg
T	– Temperatura
p_{ij}	– Tensor foto-elástico
ν	– Coeficiente de Poisson
E	– Módulo de Young
λ	– Comprimento de onda da luz
λ_s	– Comprimento de onda do som
f	– Frequência da luz difratada
F	– Frequência acústica
k_s	– Número de onda acústico

z	– Eixo longitudinal da fibra óptica
ω_s	– Frequência angular da onda acústica
P_s	– Potência da onda acústica
χ	– Susceptibilidade magnética
A	– Área
W	– Funções de ponderação
R	– Resíduo
Γ	– Conjunto de condições de contorno
δ	– Função generalizada delta de Dirac
u	– Deslocamento
ε	– Deformação
T_{ij}	– Tensor de tensões
P	– Carregamento
v	– Visibilidade das franjas
φ	– Gorjeio da rede de Bragg
β	– Constante de propagação
K	– Coeficiente de acoplamento
ζ	– Permissividade elétrica
n	– Índice de refração
σ	– Coeficiente de acoplamento “ <i>dc</i> ”

κ	– Coeficiente de acoplamento “ac”
$\hat{\sigma}$	– Coeficiente de auto-acoplamento
λ_D	– Comprimento de onda de projeto
r	– Refletividade da FBG
R	– Modos propagantes
S	– Modos contra-propagante
G	– Parâmetro de gorjeio
c	– Velocidade da onda
ρ	– Densidade
ζ	– Coeficiente de reflexão
τ	– Coeficiente de transmissão

Resumo

Este trabalho descreve os passos e métodos utilizados para simulação numérica de um modulador acusto-óptico em redes de Bragg a fibra óptica, que é usado em vários dispositivos ópticos, tais como filtros ópticos, lasers, *etc.* Para calcular o espectro de reflexão do dispositivo e encontrar as características ideais para sua aplicação em fotônica, utilizou-se o Método dos Elementos Finitos para obter a alteração das propriedades mecânicas resultante da propagação da onda acústica no dispositivo, e o Método da Matriz de Transferência para estimar a alteração dos parâmetros característicos da rede de Bragg. Os resultados obtidos com a combinação dos métodos numéricos concordam com resultados experimentais encontrados na literatura, o que mostra que os dois métodos escolhidos são complementares para a solução do problema.

Palavras-chave

Fibras Ópticas, Redes de Bragg, Modulação Acusto-Óptica, Método dos Elementos Finitos, Método da Matriz de Transferência.

Abstract

This work describes the steps and the methods used for the numerical simulation of a Bragg Gratings – Acousto-Optic Modulator, which is employed in several optical devices, such as optical filters, lasers and so on. To calculate the reflection spectrum of the device, and find the ideal characteristics for its application in photonics, the Finite Element Method is used to estimate the changes of the mechanical properties, as a result of the incidence of the acoustic wave in the device, and the Transfer Matrix Method to estimate the changes of the fiber Bragg grating characteristic parameters. The simulation results obtained with both methods correlate well with experimental data in similar structures, showing that the methods are complementary to solve the problem.

Keywords

Fiber Optics, Bragg Gratings, Acousto-Optic Modulator, Finite Element Method, Transfer Matrix Method.

1. Introdução e Estado da Arte

Introdução

Em 1921, León N. Brillouin observou que um líquido excitado por uma onda mecânica de comprimento de onda curto, irradiado por luz visível, mostra um perfil de difração semelhante a uma rede de difração (BORN e WOLF, 1980). O primeiro trabalho experimental sobre a interação entre ondas mecânicas e a luz foi devido a Brillouin (1922), que estudou a difração de raios- x em um sólido homogêneo transparente influenciado pela agitação térmica, a qual gerava ondas elásticas. Experimentos foram propostos em 1932 por Lucas e Biquard, na França, e Debye e Sears nos Estados Unidos, nos quais foram estudadas as propriedades ópticas de sólidos excitados por ondas elásticas geradas por ultra-som e o espalhamento da luz por ultra-som, respectivamente. Essa interação está ligada ao fato de as ondas acústicas modificarem as propriedades dielétricas do meio causando variações no campo elétrico propagante. O efeito elasto-óptico, ou acusto-óptico, pode ser resumido como sendo um fenômeno de difração da luz, observado primeiramente em experiências com líquidos. Esse efeito foi usado para medir a velocidade de propagação e atenuação de ondas em meios materiais transparentes. Em 1978, Thurston apresenta a teoria da propagação de ondas elásticas em guias cilíndricos homogêneos formados por núcleo e casca (*clad rods*), semelhantes a fibras ópticas. Thurston (1978) mostra de forma completa a descrição dos modos ressonantes nos guias, discutindo também as limitações de cada caso (guias sem casca, com casca fina, casca infinita, *etc.*).

Um novo interesse nas interações acusto-ópticas surgiu após a invenção do laser e de transdutores piezoelétricos operando em altas frequências, na faixa de MHz (MACLENNAN *et al*, 2007). Foi descoberto que, através do uso de ondas elásticas, podem-se mudar rapidamente as

propriedades da luz, tais como intensidade e frequência, de uma forma relativamente simples. Por outro lado, pode funcionar como um sensor mostrando as propriedades do sólido. Esta interação, entre luz e som permite a construção de vários dispositivos, tais como moduladores em lasers (PALDUS *et al*, 1997; ROY, SCHULZ e WALTHER, 1987), defletores ópticos (WARNER, WHITE e BONNER, 1972; GOTTLIEB, IRELAND e LEY, 1983), analisadores de espectro (GOTTLIEB, MELAMED e GOODELL, 1992), filtros ópticos sintonizáveis (GIRUTS e KOPYLOV, 1991), sensores de emissão acústica (PEREZ, CUI e UDD, 2001; BETZ, *et al*, 2003), entre outros.

O modulador acusto-óptico em guia de onda tem patente registrada nos Estados Unidos por Zemon e Dakss (1978), onde sua característica principal é modular a luz através da aplicação de uma onda acústica. A figura 1.1 mostra um esquema do primeiro projeto deste tipo de dispositivo (ZEMON e DAKSS, 1978).

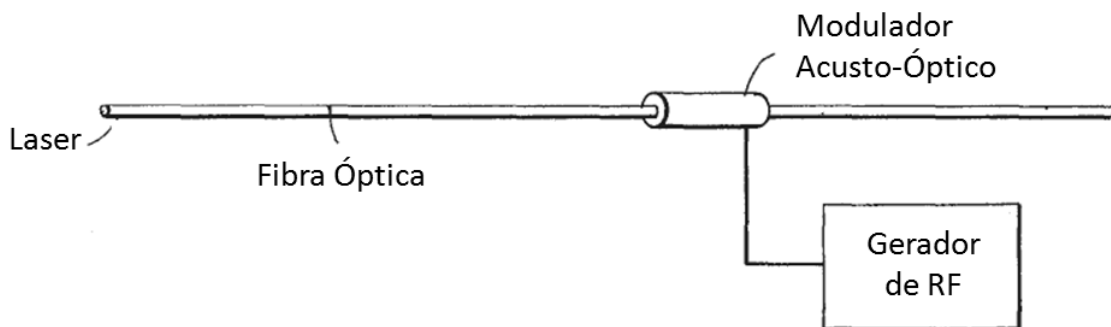


Fig. 1.1: Modulador Acusto-Óptico, patente nº 4.068.191 (1978) – Estados Unidos (ZEMON e DAKSS, 1978).

Com o uso de fibras ópticas microestruturadas – PCFs (*Photonic Crystal Fiber*) – para a construção de lasers ultra rápidos, da ordem de fentosegundos, usa-se um modulador acusto-óptico como estabilizador do pulso, servindo como referência para a emissão do laser, como em (LEE, SUNG e NAM, 2005 e JIANG *et al*, 2005). Entretanto, a modulação não é aplicada na PCF, nem em alguma rede de difração gravada na PCF, e sim em uma fibra óptica convencional.

Redes de difração em PCFs não são muito comuns. As redes de Bragg em PCFs foram gravadas recentemente por Groothoff *et al* (2003), onde foi usada uma fibra micro-estruturada de ar-sílica. A partir daí, alguns trabalhos foram realizados com o objetivo principal de caracterizar esse tipo de rede, tais como (FRAZÃO *et al*, 2005; MARTELLI *et al*, 2005 e JEWART *et al*, 2006). Lim *et al* (2004) mostra a formação de redes sintonizáveis em PCF usando pressão mecânica.

A Modulação acusto-óptica aplicada a PCFs encontra-se em uma fase de forte desenvolvimento. Diez *et al* (2000) reporta o uso de ondas acústicas transversais para excitar modos de casca em PCFs, gerando uma rede de transmissão, conforme metodologia usada em fibras convencionais por Kim *et al* (1986). Yeom *et al* (2007) mostra em seu trabalho uma rede sintonizável em uma fibra de *gap* de banda fotônica (PBGF - *Photonic Band Gap Fiber*) de núcleo sólido, usando um modulador acusto-óptico. Esse pode ser considerado o primeiro trabalho experimental usando ondas acústicas longitudinais geradas por um PZT e acoplado na PBG através de uma corneta de sílica.

Levando em conta um Modulador Acusto-Óptico com Rede de Bragg (BG-AOM – *Bragg Grating Acusto-Optic Modulator*), existem soluções de expressões analíticas na literatura para resolver esse problema computacionalmente. Mas, em geral, não apresentam uma boa concordância com resultados experimentais, simplesmente por não considerar um sistema com excitações complexas. Algumas aproximações tratam a excitação como expressões fechadas, simples e sem levar em conta alguns parâmetros físicos. Um exemplo disso é o artigo recente (MINARDO *et al*, 2005), que trata a excitação acústica como uma expressão fechada, não levando em conta o caminho que a onda faz até chegar à FBG e como ela é acoplada na fibra óptica. Portanto, o artigo trata do estado estacionário da onda e não do transitório.

1.1 Motivação

Com o desenvolvimento da técnica de Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda (WDM), que utiliza comprimentos de onda para trafegar informações, a demanda por equipamentos que trafeguem com uma maior velocidade e que possuam perdas minimizadas se torna maior a cada dia. Com isso, tem-se a necessidade de dispositivos construídos totalmente em fibras ópticas (*all-fiber*), ou seja, que diminuam perdas por inserção, reduzindo custos de amplificação e regeneração dos dados.

O estudo da interação de ondas acústicas e a luz têm levado à construção de vários dispositivos úteis em comunicação óptica. Essa interação, denominada interação acusto-óptica ou elasto-óptica é a chave para a construção de dispositivos fotônicos totalmente em fibra. Um exemplo de dispositivo, que pode usar este tipo de modulação é um *add-drop* (insere e retira canais) sintonizável, construído usando apenas uma FBG.

Técnicas de sintonização de redes de Bragg vêm sendo desenvolvidas para obter um intervalo e uma velocidade de sintonização cada vez maiores. Usando excitação acusto-óptica, essas variáveis podem ser controladas facilmente. Ao longo deste trabalho são mencionados resultados que relatam os desenvolvimentos mais recentes.

Uma aproximação numérica mais realista para o cálculo do comportamento do modulador acusto-óptico se torna necessária quando comparada às simulações relatadas até o presente momento e que levam em conta apenas a rede de Bragg como um dispositivo isolado. Com a ajuda de métodos numéricos avançados pode-se incluir dimensões, prever comportamentos e, por fim representar de forma mais próxima do real o dispositivo construído na prática. Os métodos utilizados neste trabalho, Método dos Elementos Finitos (FEM) e Método da Matriz de Transferência (TMM), fornecem resultados mais próximos ao comportamento real, visto que são métodos que levam em conta muitos parâmetros materiais e geométricos essenciais à modelagem do dispositivo.

1.2 *Objetivos*

O objetivo principal do corrente trabalho é estudar o comportamento das redes de Bragg em Fibra Óptica (*Fiber Bragg Grating* – FBG) quando excitadas por ondas acústicas e, com isso, modulá-las de acordo com a necessidade. Para isso é utilizado um software para simular o comportamento e mostrar o espectro refletido pela rede de acordo com os parâmetros do dispositivo, tais como comprimento, características da excitação, parâmetros ópticos, *etc.* Com os resultados obtidos pode-se propor a construção de dispositivos totalmente em fibra usando esse tipo de modulação para aplicação em comunicações ópticas usando WDM.

1.3 *Estrutura do Trabalho*

No capítulo 2 – Redes de Bragg e Modulação Acousto-Óptica – são apresentados as características das FBGs, os princípios da modulação acousto-óptica utilizados no decorrer do trabalho, suas aplicações na modulação de redes de Bragg e na construção de dispositivos ópticos.

No capítulo 3 – Metodologia – é descrita a metodologia usada para a obtenção dos resultados, bem como uma descrição dos métodos empregados para a simulação computacional.

No capítulo 4 – Simulação e Resultados – são descritos os principais passos para a realização da simulação e são mostrados os principais resultados obtidos na simulação. É feita também uma comparação dos resultados obtidos com resultados experimentais reportados na literatura.

Finalmente, no capítulo 5 – Conclusão – são apresentadas algumas conclusões e sugestões para trabalhos futuros.

2. Redes de Bragg e Modulação Acusto-Óptica

Introdução

Um dispositivo BG-AOM é um dispositivo que modifica o espectro de reflexão de uma FBG através da incidência de onda acústica longitudinal no seu interior com o uso de uma corneta de sílica e um elemento piezoelétrico. O dispositivo usado como projeto inicial é mostrado na figura 2.1. Determinar as características do sinal transmitido e refletido é o principal objetivo deste trabalho. Ao longo do capítulo este dispositivo é mostrado com mais detalhes.

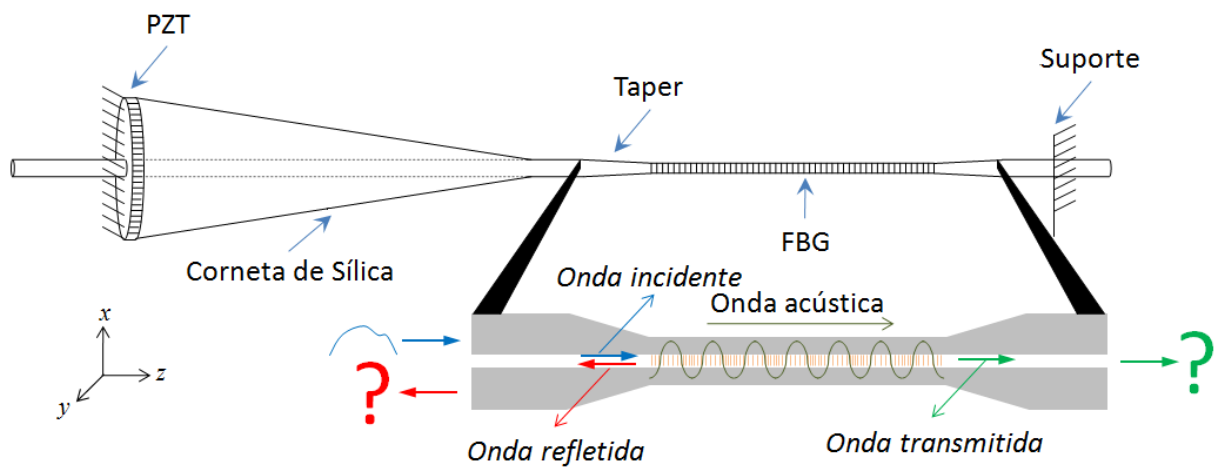


Fig. 2.1 – Projeto do BG-AOM baseado em RUSSEL e LIU, 2000; DELGADO-PINAR *et al*, 2005.

2.1 Redes de Bragg em Fibra Óptica

Introdução

As redes de Bragg em fibras ópticas vêm despertando interesse na área de telecomunicações por se tratar de um elemento passivo e que pode ser usado numa gama enorme de dispositivos, tais como: *add-drops*, *lasers*, multiplexadores, entre outros.

2.1.1 Conceitos Fundamentais

Uma FBG é formada por uma perturbação periódica do índice de refração do núcleo de uma fibra óptica ao longo de seu eixo longitudinal. Essa perturbação é formada pela exposição do núcleo a um padrão de interferência de luz Ultra Violeta (UV).

A formação de redes permanentes foi demonstrada por Hill, Fuji e Johnson (1978). Hill observou que um feixe de laser de argônio, propagando-se por uma fibra de sílica dopada com Germânio, é parcialmente refletido, causando uma interferência entre as ondas co-propagante e contra-propagante. O padrão de onda estacionária, assim formado, induz uma modulação no índice de refração causando mudanças nas características de transmissão da fibra. A troca de energia entre os modos co-propagante e contra-propagante aumenta com o tempo e a modulação do índice de refração aumenta até que toda a luz seja refletida pela fibra. Através de medidas espectrais, Hill e seus colaboradores confirmaram que um filtro de Bragg muito estreito havia sido formado por todo o comprimento da fibra, cerca de um metro. Os comprimentos de onda refletidos nesse experimento estavam entre 488 e 514,5 *nm*.

Inicialmente, as pesquisas com redes de Bragg em fibra não evoluíram, pela indisponibilidade de redes e por seu mecanismo de formação não estar satisfatoriamente explicado, apesar de se reconhecer que um defeito particular, associado ao Germânio (dopante do núcleo), que tem uma característica de absorção em 240 *nm* (UV), ser provavelmente o responsável pelas mudanças observadas no índice de refração.

Meltz, Morey e Glenn (1989), demonstraram que a interferência de dois feixes de radiação ultravioleta (UV), próximos de 245 nm , forma redes de reflexão para uso em 647 nm . A implementação desta técnica, conhecida como “holográfica transversal”, é possível porque a casca da fibra é transparente à luz UV, porém o núcleo é altamente absorvedor. A importância desse experimento está no fato de a rede de reflexão, chamada rede de Bragg, ter sido foto-impressa no núcleo da fibra sem a remoção de sua casca e de o período da rede foto-induzida depender do ângulo entre os dois feixes de luz UV interferentes. Como extensão desses resultados, Kashyap (1999) reportou a foto-impressão de FBGs na terceira janela de comunicações, estimulando intensa atividade no campo da fotossensibilidade em fibras e causando enorme impacto nas comunicações ópticas.

As FBGs são caracterizadas por três parâmetros: refletividade, período e comprimento. Esses parâmetros podem ser controlados para que variem ao longo da rede, e através de sua seleção apropriada torna-se possível a fabricação de redes com características diversas para diferentes aplicações. O comprimento da rede – apesar de haver demonstrações de redes com mais de 1 m – é limitado pelas dimensões do sistema de fabricação, normalmente restrito a poucos centímetros. A largura espectral da rede também é limitada, pois a banda de reflexão de uma rede uniforme depende de seu comprimento.

O período da rede pode ser variado ao longo de seu comprimento, através da aplicação de um gorjeio (ou *chirp*), o que aumenta a resposta espectral (por exemplo, associações de redes com gorjeio permitem a cobertura de até dezenas de nanômetros).

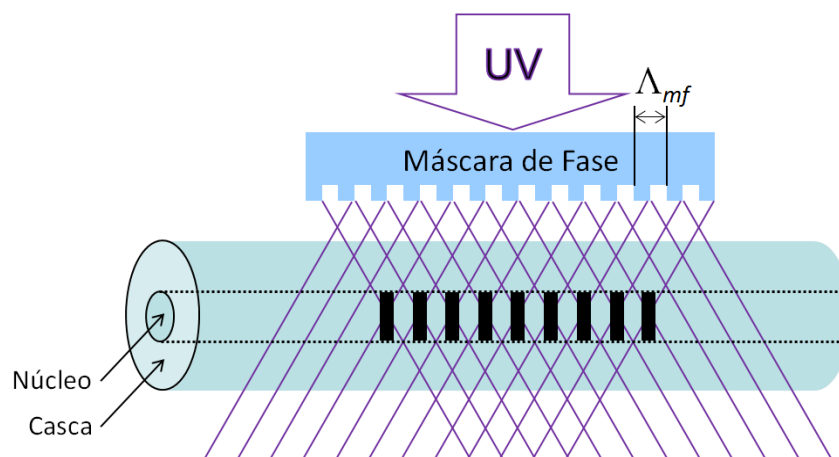


Fig. 2.2 – Gravação de Rede de Bragg usando máscara de fase.

A técnica não interferométrica mais difundida é baseada no uso da máscara de fase. Essa técnica tem inúmeras vantagens como uma relativa simplicidade na montagem para gravação, boa reprodutibilidade e ser menos dependente da coerência da fonte UV usada na gravação (HILL *et al*, 1993). A máscara de fase geralmente é mantida próximo à fibra óptica durante a gravação, como mostra a figura 2.2, e o período da rede será a metade do período da máscara de fase Λ_{mf} .

A modulação do índice de refração do núcleo de uma fibra óptica faz com que essa estrutura periódica aja como um filtro rejeita-faixa. Assim, uma faixa espectral estreita de um campo óptico incidente é refletida por espalhamentos sucessivos, coerentes, causados pelas variações do índice de refração. A interação mais forte, isto é, o acoplamento mais intenso entre os modos co-propagante e contra-propagante, ocorre no comprimento de onda de Bragg (λ_B), na condição dita “casamento de fase,” definida como

$$\lambda_B = 2n_{eff} \Lambda , \quad (2.1)$$

onde n_{eff} é o índice efetivo do núcleo da fibra, Λ é o período e λ_B é o comprimento de onda central da banda de reflexão da FBG. Qualquer mudança nas propriedades da fibra, tais como tensão mecânica, temperatura, pressão, que altere o índice efetivo ou o período da rede, irá alterar o comprimento de onda de Bragg. Intrinsecamente, a FBG é um sensor que muda o espectro de um sinal incidente, acoplando sua energia a outros modos da fibra. A figura 2.3 mostra o comportamento da FBG, onde são representados os espectros de incidência, o refletido e o transmitido.

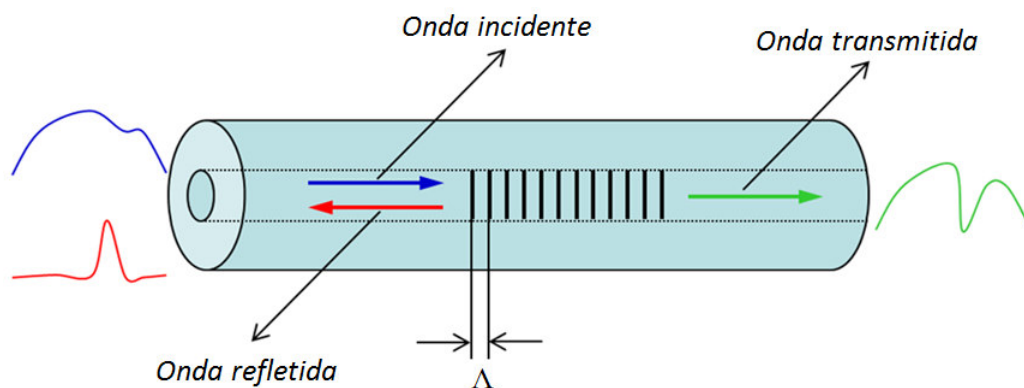


Fig. 2.3: Incidência, reflexão e transmissão de uma faixa espectral em uma FBG.

A mudança de índice de refração induzida pela luz UV geralmente está numa faixa de 1×10^{-3} a 1×10^{-5} . Esse valor é denominado de amplitude de modulação e tem grande influência nas propriedades refletivas da rede.

As características de filtragem da rede podem ser entendidas e modeladas através de várias abordagens, como por Kogelnick (1976), Weller-Brophy e Hall (1985), e por Yamada e Sakoda (1987), sendo a teoria dos modos acoplados o fundamento de muitas dessas abordagens. Essa ferramenta matemática tem sido usada com frequência, pois modela com precisão as propriedades ópticas das redes, possibilitando informações quantitativas e qualitativas sobre a eficiência da difração e dependência espectral. Esta técnica considera o guia de onda como fracamente guiante, no qual a diferença entre o índice de refração do núcleo e da casca é considerada muito pequena. Isto faz com que os modos propagantes sejam considerados modos ideais, cujas componentes transversais podem ser expressas pela superposição dos modos ideais (ERDOGAN, 1997).

Qualquer mudança de parâmetros que possa alterar o índice efetivo ou período da rede na fibra modificará o comprimento de onda de Bragg. A sensibilidade das redes de Bragg a essa mudança é governada pelas propriedades elásticas, elasto-ópticas e termo-ópticas (IOCCO, LIMBERGER e SALATHÉ, 1997).

O deslocamento do comprimento de onda de Bragg em função da variação do comprimento da rede e da variação da temperatura é obtido tomando o diferencial de (2.1). Desprezando os termos de ordem superior, tem-se (KASHYAP, 1999):

$$\Delta\lambda_B = 2 \left[\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial L} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial L} \right] \Delta L + 2 \left[\Lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial T} + n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right] \Delta T, \quad (2.2)$$

onde ΔL é a variação do comprimento da rede e ΔT é a variação da temperatura.

2.1.2 Sintonização da FBG

O princípio básico de um sintonizador com FBG eficiente é ter um controle preciso para atingir um grande número de comprimentos de onda de forma estável e repetitiva. Existem várias técnicas para sintonização de FBGs, tais como forças longitudinais, temperatura, pressão, campos

magnéticos, ondas acústicas, entre outros. Na literatura, são apresentados filtros ópticos sintonizáveis com FBG, através de tração e compressão, com o uso de atuadores piezoelétricos – PZT's – (IOCCO *et al*, 1999) ou motores de passo (BALL e MOREY, 1992), através da sensibilidade à temperatura, usando atuadores térmicos (LIMBERGER *et al*, 1998; EGGLETON *et al*, 1999), pressão hidrostática (XU *et al*, 1993), atuadores magnéticos (MAVOORI, ESPINDOLA e STRASSER, 1999), ondas acústicas (RUSSEL e LIU, 2000), entre outros.

A grande vantagem da aplicação de forças longitudinais externas é a possibilidade de atingir uma grande faixa de sintonização e ter uma velocidade relativamente alta, da ordem de 21 *nm/ms* (IOCCO, LIMBERGER e SALATHÉ, 1997). O problema é a instabilidade devido à histerese e em alguns casos a baixa repetibilidade do sintonizador. Um meio de se compensar essas perdas é através de controle eletrônico, com o uso circuitos de realimentação.

A sintonização da FBG por deformação ocorre devido ao efeito foto-elástico, o qual causa uma mudança no índice de refração do meio quando um campo de deformação é aplicado. Há, portanto uma interação entre o campo de deformação, que eventualmente pode ser gerado por uma onda acústica, e a luz. Essa interação pode ser encarada como uma interação elasto-óptica, ou acusto-óptica, que será estudada nos tópicos posteriores.

Assumindo a temperatura constante ($\Delta T = 0$) em (2.2), seja uma carga longitudinal aplicada na direção longitudinal da FBG de comprimento L . Uma vez que

$$\Delta\left(\frac{1}{n_{eff}^2}\right) = -\frac{2\Delta n_{eff}}{n_{eff}^3} \quad \therefore \quad \Delta n_{eff} = n_{eff} \left[-\frac{n_{eff}^2}{2} \Delta\left(\frac{1}{n_{eff}^2}\right) \right], \quad (2.3)$$

e assumindo

$$\frac{\partial \Lambda}{\partial L} \cong \frac{\Lambda}{L} \cong \frac{\Delta L}{L}, \quad (2.4)$$

substituindo (2.3) e (2.4) em (2.2) e assumindo uma variação muito pequena do comprimento da rede (ΔL), obtém-se

$$\Delta \lambda_B = 2n_{eff} \Lambda \left[-\frac{n_{eff}^2}{2} \Delta\left(\frac{1}{n_{eff}^2}\right) \right] + 2n_{eff} \frac{\partial \Lambda}{\partial L} \Delta L. \quad (2.5)$$

Substituindo (2.4) em (2.5), levando em conta (2.1) e que $\varepsilon = \Delta L / L$, obtém-se

$$\frac{\Delta \lambda_B}{\lambda_B} = \varepsilon - \frac{n_{eff}^2}{2} \Delta \left(\frac{1}{n_{eff}^2} \right). \quad (2.6)$$

Na teoria elasto-óptica, o termo $(1/n_{eff}^2)$ é componente do tensor de impermeabilidade óptica (YARIV e YEH, 1984). A variação da impermeabilidade óptica pode ser descrita através de uma relação de proporcionalidade envolvendo as componentes do tensor elasto-óptico, p_{ij} , e o tensor de deformação posto na forma vetorial como

$$\Delta \left(\frac{1}{n_{eff}^2} \right)_i = \sum_{j=1}^6 p_{ij} \varepsilon_j \quad i = 1, 2, 3, \dots, 6. \quad (2.7)$$

No caso de um corpo cilíndrico formado por um material isotrópico e homogêneo, como se assume ser a fibra óptica, e considerando apenas deformações longitudinais, o número de componentes do tensor elasto-óptico é reduzido de 36 para 9, resultando em (YARIV e YEH, 1984)

$$p_{ij} = \begin{cases} p_{11} & \text{se } i = j \\ p_{12} & \text{se } i \neq j \end{cases} \quad \therefore \quad \mathbf{p} = [p_{ij}] = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} \end{bmatrix}. \quad (2.8)$$

No caso da aplicação da carga longitudinal na direção z , não há componentes de deformação transversal no tensor de deformações, logo, tal tensor pode ser reduzido à sua forma vetorial

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \varepsilon_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\nu \\ -\nu \\ 1 \end{bmatrix} \varepsilon. \quad (2.9)$$

Portanto, a mudança da impermeabilidade óptica nas direções longitudinal e transversal será respectivamente

$$\Delta \left(\frac{1}{n_{eff}^2} \right)_l = \Delta \left(\frac{1}{n_{eff}^2} \right)_{z=3} = [p_{11} - 2\nu p_{12}] \varepsilon \quad (2.10)$$

e

$$\Delta\left(\frac{1}{n_{eff}^2}\right)_t = \Delta\left(\frac{1}{n_{eff}^2}\right)_{x=1} = \Delta\left(\frac{1}{n_{eff}^2}\right)_{y=2} = [p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})]\mathcal{E}, \quad (2.11)$$

onde ν o coeficiente de Poisson para a sílica. Considerando que nesse caso o vetor intensidade de campo elétrico é perpendicular ao sentido de propagação (eixo-z) e substituindo (2.11) em (2.6), obtém-se a expressão para a sensibilidade à deformação longitudinal:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \left[1 - \frac{n_{eff}^2}{2}[p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})]\right]\mathcal{E}, \quad (2.12)$$

ou segundo Hill e Meltz (1997),

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B(1 - p_e)\mathcal{E}, \quad (2.13)$$

onde $p_e = \frac{n_{eff}^2}{2}[p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})]$ é a constante foto-elástica efetiva para deformação longitudinal.

A tabela 2.1 mostra os valores encontrados na literatura para algumas características de materiais baseados em sílica e os comprimentos de onda usados nos respectivos experimentos.

Tab. 2.1: Características encontradas para materiais baseados em sílica.

Referência	λ (nm)	n_{eff}	p_{11}	p_{12}	ν	Material
YARIV e YEH, 1984	630	1,46	0,121	0,27	0,21	Sílica fundida
PRIMAK e POST, 1959	589,2	1,458	0,121	0,27	0,164	Sílica vítrea
BERTHOLDS e DÄNDLIKER, 1988	633	1,458	0,113	0,252	0,16	Fibra óptica
BORELLI e MILLER, 1968	632,8	1,457	0,126	0,26	0,168	Sílica fundida
XU, REEKIE e CHOW, 1993	1533,3	1,465	0,121	0,17	0,17	Fibra óptica
HOCKER, 1979	633	1,456	0,121	0,17	0,17	Fibra óptica

Nas simulações do presente trabalho são usados $\nu = 0,165$, $n_{eff} = 1,456$ (IFO_GRATINGS, 2000), $p_{11} = 0,121$ e $p_{12} = 0,27$. Além disso, como o módulo de Young relatado na literatura varia entre 70 e 75 GPa, foi usado o valor médio $E = 72,5$ GPa (MOHAMMAD, SZYYZKOWSKI e ZHANG, 2004).

A figura 2.4 mostra o comportamento linear da variação do comprimento de onda de Bragg pela deformação linear, para uma FBG gravada em uma fibra óptica simples. A sensibilidade à deformação longitudinal depende dos elementos que compõe a fibra óptica, como por exemplo, dopagem de germânio. Segundo Silva (2005) e Lima *et al* (2005), a dopagem de germânio modifica consideravelmente as características da FBG. Para uma FBG gravada em uma fibra monomodo simples hidrogenada, a sensibilidade a deformação e temperatura são respectivamente $0,76 \text{ pm}/\mu\epsilon$ e $11,5 \text{ pm}/^\circ\text{C}$. Para uma fibra com alta dopagem de germânio, os coeficientes de deformação e temperatura são $0,81 \text{ pm}/\mu\epsilon$ e $12,2 \text{ pm}/^\circ\text{C}$, respectivamente. O comportamento linear da variação do comprimento de onda de Bragg pela deformação longitudinal vai até o limite de ruptura da fibra, que está na casa de $40.000 \mu\epsilon$ como extensão admissível, o que permite sintonizar a resposta espectral numa faixa de comprimento de onda de 30 nm para uma FBG em fibra monomodo simples (CARVALHO, 2005). A figura 2.4 mostra uma medida experimental feita por Hill e Meltz (1997), e a sensibilidade medida da FBG para uma fibra monomodo simples foi $0,78 \text{ pm}/\mu\epsilon$.

A sintonização de FBG usando a sensibilidade à deformação longitudinal é uma das formas mais estudadas. Há relatos na literatura de intervalos de sintonização de 90 nm (GOH *et al*, 2003) e 110 nm (MOKTAR *et al*, 2003), porém esses resultados foram conseguidos por tração e compressão da rede com o uso de blocos móveis, tornando o sistema lento.

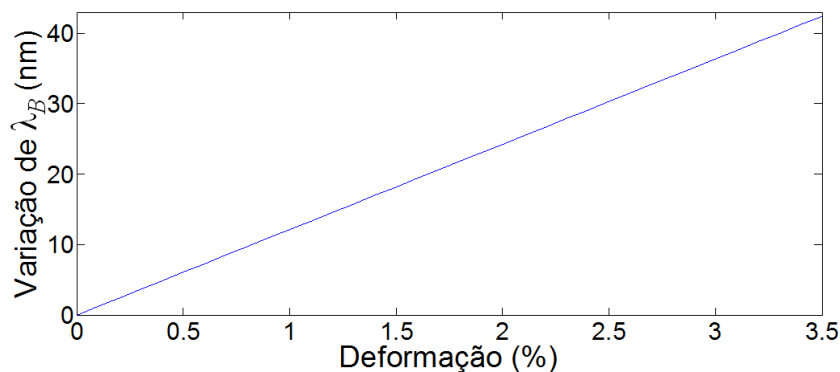


Fig. 2.4: Variação de λ_B em função da deformação longitudinal.

As FBGs são muito usadas como transdutores em sensores de temperatura. A sensibilidade à temperatura está ligada ao efeito termo-óptico (OTHONOS e KALLI, 1999; LIMA *et al*, 2005), que apresenta um comportamento linear do comprimento de onda de Bragg com a temperatura. Segundo Erdogan *et al* (1994), temperaturas acima de $500 \text{ }^\circ\text{C}$ reduzem abruptamente a refletividade da rede, chegando até mesmo a apagá-la. Portanto, não é possível ter uma grande faixa de sintonização usando apenas mudança na temperatura. Pesquisas recentes mostram a utilização de

FBGs em temperaturas acima de 700 °C. Othonos e Kalli (1999) reportam as redes do tipo II, que são redes gravadas por intensos pulsos de luz UV e Groothoff e Canning (2004) redes do tipo IIA, que apresentam elevada estabilidade térmica, podendo chegar a 800 °C sem alterar suas características. Grobnic *et al* (2006) reporta redes de Bragg com alta estabilidade térmica, chegando a 1000° C mantendo 99,95 % de refletividade após várias horas nessa temperatura.

Ao contrário do sistema de sintonização por deformação, a utilização do efeito térmico para sintonização apresenta alta repetibilidade e baixa histerese, porém, esses apresentam uma pequena faixa de sintonização e considerável lentidão, da ordem de 1 *nm/ms* (ROGERS *et al*, 1999), enquanto que por deformação, essa velocidade pode chegar a 19 *nm/ms* (IOCCO *et al*, 1999).

2.2 Ondas acústicas e a Luz

Introdução

A interação acusto-óptica descrita na introdução deste trabalho retrata o estado da arte desse problema.

Como exemplo prático de um modulador acusto-óptico, se luz incidir transversalmente aos planos de compressão e rarefação criados pela onda acústica, interferências periódicas são geradas, causando um padrão de interferência semelhante ao padrão de difração de Bragg. Essa interação pode ser pensada como uma mistura de ondas, isto é, fônons e fótons (BRILLOUIN, 1922). As propriedades da luz resultante da Modulação Acusto-Óptica (AOM) podem ser controladas de cinco maneiras:

2.2.1 Deflexão

- ✓ Um feixe difratado que emerge em um ângulo θ é relacionado com o comprimento de onda relativo da luz λ e o comprimento de onda do som λ_s na forma

$$\text{sen } \theta = \left(\frac{m\lambda}{2\lambda_s} \right), \quad (2.14)$$

onde m é a ordem da difração.

2.2.2 Intensidade

- ✓ A quantidade de luz difratada pela onda acústica depende da intensidade do som. Portanto, a intensidade do som pode ser usada para modular a intensidade do feixe de luz difratado. Tipicamente, a intensidade no modo de ordem $m = 0$ pode variar de 15% à 99% da intensidade da luz incidente. Da mesma forma, para a ordem $m = 1$, a intensidade pode variar de 0% a 80% (BRILLOUIN, 1922).

2.2.3 Freqüência

- ✓ Uma diferença básica entre o AOM e a difração de Bragg é que a luz é espalhada pelo movimento dos planos de compressão e rarefação. Como consequência, a freqüência do feixe difratado f de ordem m vai ser deslocado segundo o efeito Doppler, dado por

$$f \rightarrow f + mF, \quad (2.15)$$

onde F é a freqüência da onda acústica. Essa mudança de freqüência existe pelo fato de que a energia e o momento dos fótons e fônons são conservados nesse processo. Um valor típico de mudança de freqüência varia de 27 MHz para um simples AOM a 400 MHz para um dispositivo comercial. Em alguns AOMs, duas ondas acústicas viajando em direções opostas no material, criam uma onda estacionária. Difração a partir de onda estacionária não muda a freqüência da luz difratada.

2.2.4 Fase

- ✓ A fase do feixe difratado será mudada pela fase da onda sonora. A fase pode ser mudada por uma quantidade arbitrária.

2.2.5 Polarização

- ✓ Ondas acústicas colineares ou perpendiculares ao feixe incidente podem mudar a polarização da luz. A onda acústica induz uma mudança de fase birrefringente, semelhante a uma célula de Pockels.

Moduladores acusto-ópticos são tipicamente mais rápidos que moduladores mecânicos, tal como os espelhos giratórios. A velocidade de modulação é limitada apenas pela velocidade de propagação da onda acústica através do meio.

O artigo de Dimmick (2000), mostra um modulador acusto-óptico usado para criar um filtro sintonizável. O projeto do dispositivo é semelhante ao usado neste trabalho (figura 2.1) e semelhante ao dispositivo patenteado em 1978 por Zemon e Dakss (figura 1.1). Este foi o primeiro artigo a utilizar uma corneta de vidro para gerar ondas acústicas na fibra óptica sem a presença de uma FBG, os trabalhos anteriores geravam ondas acústicas através de elementos piezoelétricos acoplados diretamente na fibra. Os resultados obtidos por Dimmick são muito interessantes. Por exemplo, com a presença de um *taper*, reduzindo o diâmetro da fibra a $6,8 \mu m$ e uma frequência acústica variando de 7 a 9 MHz, tem-se uma largura de banda de até 2,9 nm. O efeito predominante neste trabalho é o efeito acusto-óptico, que modifica o índice de refração efetivo da fibra gerando uma rede de difração no interior da mesma. Como é usado um *taper* que reduz significamente o diâmetro da fibra, o acoplamento da onda acústica no núcleo da fibra é extremamente alto. A figura 2.5 mostra o projeto usado por Dimmick.

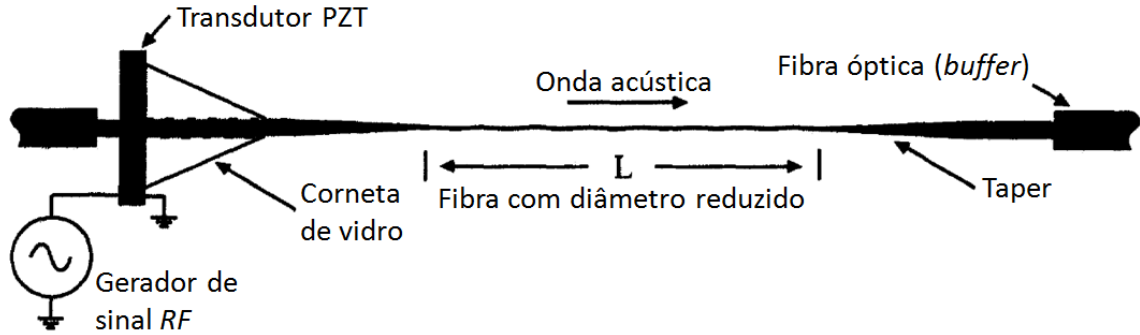


Fig. 2.5: Diagrama esquemático do filtro sintonizável com taper em fibra (DIMMICK *et al*, 2000).

2.3 Modulação Acusto-Óptica em FBG

Com o uso de FBG, o efeito de modulação acusto-óptica torna-se mais interessante, apresentando inúmeras aplicações em comunicações ópticas. Para a modulação acusto-óptica em Redes de Bragg, o princípio de operação não é a difração da luz, mas sim o deslocamento dos planos da rede, ou seja, uma modulação da FBG, através de um campo de deformação. Este fenômeno é conhecido como *superlattice modulator* (LIU, RUSSELL e DONG, 1997), ou seja, uma modulação provocada nos planos que representam a variação de índice de refração da FBG. Isto pode ser entendido como um movimento periódico dos planos de compressão e rarefação, que causa uma mudança no índice de refração, e um movimento nos planos da rede. A mudança no índice de refração está ligada à constante fotoelástica (p_e), dada em (2.13), enquanto que o movimento dos planos está ligado à modificação do período da rede (Λ), dado em (2.4).

Russell e Liu desenvolveram uma teoria para explicar o efeito acusto-óptico em FBG (RUSSELL e LIU, 2000). Uma onda acústica longitudinal é lançada ao longo da FBG. O campo de deformação longitudinal resultante é da forma

$$\begin{aligned} \varepsilon(p) &= \varepsilon(k_s z - \omega_s t) \\ &= \varepsilon_0 \cos(k_s z - \omega_s t), \end{aligned} \quad (2.16)$$

onde k_s é o número de onda acústico dado por $\frac{2\pi}{\lambda_s}$, λ_s é o comprimento de onda acústico,

$p = (k_s z - \omega_s t)$ é a fase de propagação e ω_s a frequência angular. Para um feixe acústico

propagando em uma área A , com potência P_s e velocidade de grupo v_{gs} , em um meio com módulo de Young E , o pico de deformação pode ser calculado como:

$$\varepsilon_0 = \left(\frac{2P_s}{EA v_{gs}} \right)^{1/2}. \quad (2.17)$$

O campo periódico de deformação $\varepsilon(p)$ da onda acústica perturba a FBG de duas formas. Primeiro, causa uma mudança no índice de refração efetivo (n_{eff}), ou equivalentemente, na constante dielétrica do meio através da mudança no caminho óptico, levando-se em conta o efeito elasto-óptico, $\Delta n_{eff} = (1 - \chi) \varepsilon(p)$, onde χ é a susceptibilidade magnética do meio. Segundo, causa uma mudança no período da rede, causando uma modulação espacial da FBG. A variação no índice de refração relativo (Δn_{eff}) é dada pela soma das contribuições, ou seja,

$$\Delta n_{eff}(p) = (1 - \chi) \varepsilon(p) + n_0 \left\{ 1 + C \cos \left[K \left(z - \int \varepsilon(p) dz \right) \right] \right\}, \quad (2.18)$$

onde C é a amplitude de modulação do índice de refração efetivo da FBG sem perturbação n_0 , $K = 2\pi/\Lambda$ é o vetor da FBG e Λ é o período da rede sem perturbação.

Substituindo (2.16) em (2.18), pode-se mostrar que a modulação do período da rede produz uma seqüência de bandas laterais, cujas amplitudes podem ser calculadas através da expansão em funções de Bessel. Esses cálculos possuem uma formulação matemática complexa e trabalhosa, pois precisa levar em conta a interação das ondas de Bloch, que são ondas planas que se propagam na estrutura e caracterizam o comportamento elástico do material. Elas são usadas em problemas cujas respostas mecânicas não apresentam a periodicidade da estrutura e, como tal, não podem ser tratados pelos usuais métodos de homogeneização. Pode-se resumir a formulação apresentando a figura 2.6, que mostra as ondas de Bloch propagando para a direita (transmissão) e para a esquerda (reflexão). A figura 2.6(a) mostra uma FBG sem perturbação por ondas acústicas, enquanto que a figura 2.6(b) mostra uma onda acústica modificando o período da rede, cujo efeito é provocar reflexões adicionais, ou seja, bandas laterais no espectro inicial da FBG.

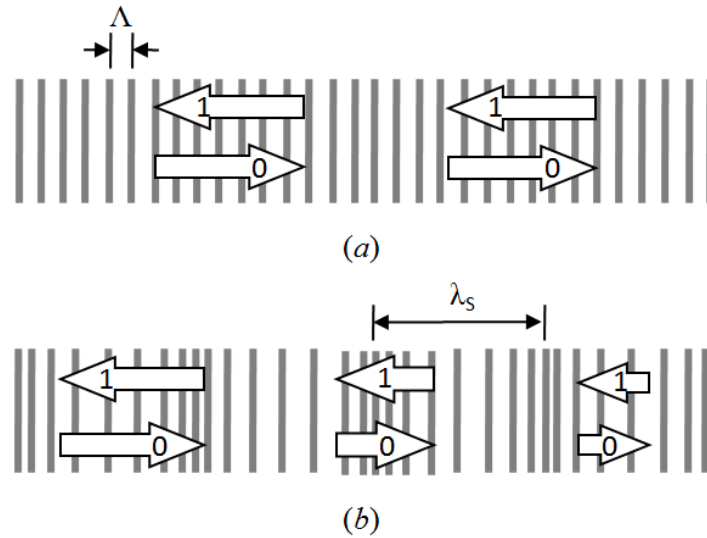


Fig. 2.6: (a) Feixe incidido, 0 e refletido, 1 de uma FBG sem excitação acústica (as linhas verticais representam planos de índice de refração constantes na FBG) (b) Se a FBG é periodicamente excitada por uma onda acústica, sofre mudança no seu período, causando múltiplos acoplamentos das ondas de Bloch (RUSSEL e LIU, 2000).

A desvantagem desse método é que não se tem uma informação exata do campo de deformação na rede, fazendo com que os resultados obtidos sejam difíceis de reproduzir na prática. Tem-se, então, a necessidade de obter essa informação o mais próximo da realidade possível. Isto se consegue através da aplicação do método dos elementos finitos, que substituirá as equações (2.16) e (2.17).

Pode-se dividir o modulador acusto-óptico com FBG em várias partes e estudá-las separadamente, mostrando as características de cada uma. Seguindo a figura 2.1, tem-se o dispositivo dividido nas seguintes partes: PZT, corneta de sílica, *taper*, FBG e suporte.

2.3.1 PZT

Para criar uma onda acústica no interior da FBG, usa-se um transdutor ultra-sônico, ou simplesmente, um transdutor. De um modo geral, um transdutor é um dispositivo que converte um tipo de energia em outro. Os transdutores ultra-sônicos convertem energia elétrica em energia mecânica e vice-versa. Esses transdutores são feitos de materiais piezoelétricos que apresentam um fenômeno chamado efeito piezoelétrico.

O efeito piezoelétrico foi descoberto por Pierre e Jacques Curie em 1880 (JAFFE, 1958) e descreve a variação das dimensões físicas de certos materiais sujeitos a campos elétricos. O contrário também ocorre, ou seja, a aplicação de pressões. Por exemplo, pressões acústicas que causam variações nas dimensões de materiais piezoelétricos provocam o aparecimento de campos elétricos.

O cristal, para ser usado como transdutor, deve ser cortado de forma que um campo elétrico alternado, quando nele aplicado, produza variações em sua espessura. Dessa variação resulta um movimento nas faces do cristal, originando as ondas sonoras. Cada transdutor possui uma frequência de ressonância natural, tal que quanto menor a espessura do cristal, maior será a sua frequência de vibração.

No dispositivo estudado, o PZT usado é um disco PZT com um furo de aproximadamente 126 μm para a passagem da fibra. O dispositivo usado por Delgado-Pinar (2005), utiliza um PZT de 3 mm de diâmetro. Segundo a empresa alemã *Physik Instrumente* (PI – www.physikinstrumente.com), o PZT pode ser construído de acordo com as dimensões e os parâmetros físicos desejados.

2.3.2 Corneta de sílica

A corneta de sílica é usada para acoplar a onda acústica no interior da FBG. Para Liu, Russell e Dong (1997), um elemento piezoelétrico colado no topo da corneta de sílica e excitado por uma fonte de RF pode ser usado para gerar ondas acústicas. No dispositivo BG-AOM de Liu, o diâmetro da corneta de sílica é reduzido de 3 mm para 125 μm em uma distância de aproximadamente 7 cm . A ponta da corneta de sílica é fundida diretamente na fibra que contém a FBG gravada (com ou sem *taper*).

A variação nas dimensões da corneta de sílica pode levar a uma amplificação da intensidade da onda acústica, sem variar a frequência. Em (MASON, 1956), é citada esta propriedade, que pode modular a intensidade da onda acústica dependendo da dimensão.

Varias outras aplicações da corneta de sílica podem ser encontradas na literatura, tanto para geração de ondas acústicas longitudinais quanto transversais, para aplicação em dispositivos ópticos ou não.

2.3.3 *Taper*

O *taper* é usado para aumentar o acoplamento das ondas acústicas no interior da fibra óptica. No caso do BG-AOM, a fibra pode ou não possuir *taper*, o qual pode ser usado para corrigir alguma limitação do PZT. Todos os artigos de moduladores acusto-ópticos utilizam *taper*, visto que sem *taper*, seria necessária uma maior tensão nos PZTs.

Dimmick *et al* (2000) usa uma fibra com *taper* para ter um maior aproveitamento do modulador, mesmo sem FBG. Outros artigos, como (DELGADO-PINAR *et al*, 2005), (DELGADO-PINAR *et al*, 2006) e (LIU, RUSSELL e DONG, 1997), também utilizam *taper* na FBG para que possam ter um melhor aproveitamento da onda acústica.

2.3.4 *FBG*

No BG-AOM, a FBG tem papel fundamental. Como citado anteriormente, o efeito acusto-óptico nesse tipo de modulador esta associado ao movimento dos planos da FBG.

2.3.5 *Suporte*

O suporte do BG-AOM tem a característica de fornecer a onda estacionária no dispositivo, serve como um refletor de onda acústica, ou então, pode ser usado como um absorvedor da energia acústica vindo do PZT. Se usá-lo como um absorvedor, não se tem uma onda acústica estacionária no interior da FBG, mas sim, uma onda propagante. Neste trabalho considera-se o dispositivo como engastado nas extremidades.

3. Metodologia

Introdução

A busca por métodos que simulem uma estrutura complexa, composta por vários elementos, da forma mais exata possível se tornou um desafio para os cientistas na atualidade.

Para resolver o problema proposto, segundo a figura 2.1, procurou-se um método para calcular a alteração das propriedades mecânicas (por exemplo, deformação) resultante da propagação da onda acústica no dispositivo, e outro para calcular a alteração das características ópticas da FBG (espectro de reflexão) resultante do campo de deformação. Os métodos escolhidos foram o Método dos Elementos Finitos (FEM) e o Método da Matriz de Transferência (TMM) para simular as partes mecânica e óptica, respectivamente. Cada método será detalhado neste capítulo.

Não existem relatos na literatura de trabalhos que utilizem esses dois métodos em conjunto. Portanto, a aproximação apresentada será a primeira a integrar os dois métodos citados.

3.1 Método dos Elementos Finitos (FEM)

Introdução

O Método dos Elementos Finitos (FEM) foi introduzido nos anos 50 para solução de problemas da indústria aeronáutica (ZIENKIEWICZ e TAYLOR, 2000). O trabalho de Turner *et al* (1956)

pode ser considerado como o nascimento do Método dos Elementos Finitos e foi usado pela primeira vez por Clough em 1960 (MOTTRAN, 1996).

A idéia básica do FEM é construir uma estrutura com um número finito de elementos (ou sub-regiões). Estes elementos podem ser representados em uma, duas ou três dimensões e apresentarem uma forma retangular, triangular, linear ou outra forma geométrica. Por exemplo, para um problema em duas dimensões, cujos elementos sejam triangulares, a distribuição espacial de um elemento é mostrada na figura 3.1(a). Para o caso de um problema em uma dimensão, são mostrados dois elementos lineares na figura 3.1(b). Quanto maior o número de elementos, maior será a precisão dos resultados e conseqüentemente, mais próximos da realidade. Geralmente, uma estrutura é composta por centenas ou milhares de elementos. Nos vértices de cada elemento estão os nós, que definem a discretização do contínuo; as forças são transmitidas de um nó para o seguinte, e assim por diante. As forças atuando nos nós são definidas pelo deslocamento desses nós, pela força distribuída por cada elemento e o valor de deformação inicial. Para encontrar o resultado requerido, tal como deformação no interior de cada elemento, usa-se uma simples distribuição de deslocamento (para encontrar a deformação, deriva-se a distribuição de deslocamento).

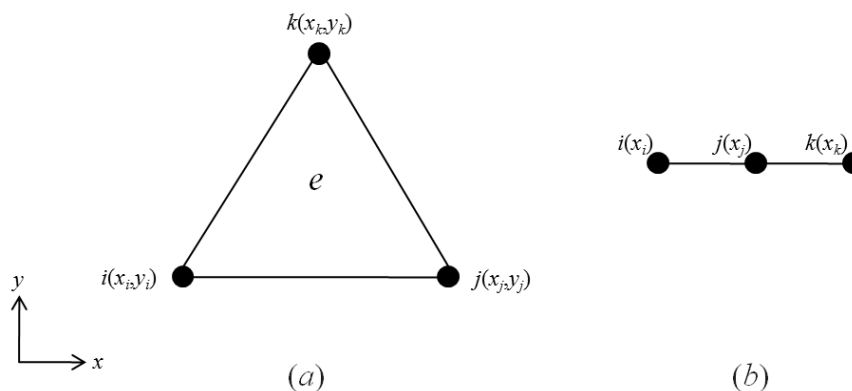


Fig. 3.1.(a) Elemento triangular de três nós em duas dimensões e (b) Dois elementos lineares em uma dimensão.

Resumindo, no âmbito da Engenharia de Estruturas, o FEM tem como objetivo a determinação do estado de tensões e de deformações de um sólido de geometria arbitrária sujeito a ações exteriores.

Antes do aparecimento do FEM, a análise dos meios contínuos era feita por solução direta dos sistemas de equações de derivadas parciais, levando em consideração as condições de fronteira. Para facilitar a aplicação desta técnica a problemas não elementares, era comum recorrer a modelos

mais complexos, como por exemplo, séries de Fourier (TIMOSHENKO e GOODIER, 1988). Devido à sua complexidade, estes procedimentos só eram aplicáveis a meios contínuos homogêneos e de geometria simples. Para tentar ultrapassar algumas destas limitações, era freqüente a substituição de derivadas exatas por derivadas aproximadas. Da aplicação desta técnica resulta o método das diferenças finitas, que, antes do aparecimento dos computadores, apresentava o inconveniente de requerer a solução de grandes sistemas de equações lineares. Para evitar este inconveniente foram propostos diversos métodos de relaxação baseados na sucessiva diminuição de um conjunto de resíduos (TIMOSHENKO e GOODIER, 1988). Devido à morosidade associada à aplicação de qualquer um destes métodos, tornava-se muito atrativa a substituição do problema real por outro semelhante, de modo a poder recorrer a resultados publicados em tabelas. Com o grande desenvolvimento do FEM na década de 60 (COOK *et al*, 2002) e com a banalização do cálculo computacional, passou a ser prática corrente a análise de estruturas geométricas arbitrárias, constituídas por múltiplos materiais e sujeitas a qualquer tipo de carregamento. Este avanço é tão significativo que os outros métodos deixaram praticamente de ser utilizados. Atualmente, o seu interesse restringe-se a fornecer soluções teóricas a problemas simples para validar métodos aproximados.

O FEM surge como um dos mais poderosos métodos numéricos já derivados. As vantagens de se aplicar esse método são: a imprescindível aceitação na comunidade industrial, visto que seu início se deu na indústria aeronáutica, a facilidade de modelar estruturas complexas, o tratamento consistente de equações diferenciais com condições de contorno e a possibilidade de ser programado em uma série de formatos e linguagens. O método padrão dos elementos finitos é baseado na formulação de Galerkin do método dos resíduos ponderados (*method of weighted residuals*). Nessa aproximação, a diferença entre a solução dos elementos finitos e a solução analítica é minimizada com relação às funções de aproximação (ZIENKIEWICZ e TAYLOR, 2000).

3.1.1 Método dos resíduos ponderados

Seja a equação diferencial que governa um determinado problema estrutural

$$EA \frac{d^2 u}{dz^2} + g(z) = 0, \quad (3.1)$$

onde $g(z)$ é o carregamento distribuído, com condições especificadas no contorno.

Considerando uma equação diferencial de ordem $2m$, existem três tipos de condições de contorno:

- ✓ Condições de contorno de Dirichlet, conhecidas também como essenciais, cinemáticas ou geométricas, associadas às condições de contorno de ordem 0 a $m-1$;
- ✓ Condições de contorno de Neumann, conhecidas também como cinéticas ou naturais, ligadas às condições de contorno de ordem m a $2m-1$;
- ✓ Condições de contorno de Robin, ou mistas, que combinam uma condição de contorno essencial e uma natural.

Por exemplo, para uma equação diferencial de segunda ordem, as condições de contorno essenciais são as derivadas de ordem zero, ou seja, a própria função, e as condições de contorno naturais são as derivadas primeira da função.

A condição de contorno de Dirichlet associada ao problema descrito pela equação (3.1) é

$$u|_{z=z_1} = \bar{u}, \quad (3.2)$$

enquanto que a condição de Neumann associado ao problema é

$$\left. \frac{du}{dz} \right|_{z=z_2} = \bar{\varepsilon}, \quad (3.3)$$

onde \bar{u} e $\bar{\varepsilon}$ representam valores conhecidos de deslocamento e deformação respectivamente nos pontos z_1 e z_2 pertencentes ao contorno.

Considerando o caso unidimensional (1-D), em geral desconhece-se a solução $u(z)$ do problema em questão, e procura-se uma solução aproximada $\bar{u}(z)$. Tipicamente $\bar{u}(z)$ é um polinômio que satisfaz as condições de contorno essenciais, e contém coeficientes a determinar a_1, a_2, \dots, a_n . Assim, para se obter a solução aproximada $\bar{u}(z)$ devem-se determinar os coeficientes a_i tal que u e \bar{u} sejam suficientemente próximas, segundo um determinado critério estabelecido, ou seja,

$$\bar{u} = a_0 + a_1 z + a_2 z^2 + \dots + a_n z^n. \quad (3.4)$$

Substituindo a solução analítica u pela solução aproximada \bar{u} na equação (3.1), tem-se o erro, ou resíduo

$$R = R(a_i, z) = \frac{d\bar{u}}{dz} - g(z) \quad (3.5)$$

onde R é o resíduo.

Os resíduos podem se anular para alguns valores de z , mas só serão nulos para todos os valores de z se a solução aproximada \bar{u} for a solução exata, isto é, se $\bar{u}(z) = u(z)$. Presume-se que \bar{u} é uma boa aproximação de u e os resíduos sejam pequenos. Resíduos pequenos podem ser alcançados de várias maneiras, cada uma delas resultando num sistema de equações algébricas de ordem n a ser resolvido, onde as incógnitas são os coeficientes a_i ($i = 1, 2, \dots, n$). Algumas dessas maneiras são apresentadas a seguir.

3.1.1.1 Método da colocação

Para n diferentes valores de z , o resíduo é imposto como sendo nulo, ou seja,

$$R(a_i, z_j) = 0, \quad i, j = 1, 2, \dots, n. \quad (3.6)$$

3.1.1.2 Mínimos quadrados

Os coeficientes a_i são escolhidos de forma a minimizar a função I :

$$\frac{\partial I}{\partial a_i} = 0, \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (3.7)$$

A função I é formada integrando o quadrado do resíduo

$$I = \int_{\Omega} [R(a_i, z)]^2 d\Omega, \quad (3.8)$$

onde Ω é o domínio no espaço físico \mathfrak{R}^2 .

3.1.1.3 Galerkin

O método de Galerkin baseia-se na seleção de funções de ponderação $W_i = W_i(z)$ e impõe-se que a média ponderada do resíduo R com relação às funções de ponderação é igual a zero. Em termos matemáticos, R é feito ortogonal às funções de ponderação, ou seja,

$$R_i = \int_{\Omega} W_i(z) R(a_i, z) d\Omega = 0, \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (3.9)$$

No método de Galerkin, as funções de ponderação são os coeficientes das coordenadas generalizadas a_i . Assim,

$$W_i = \frac{\partial \bar{u}}{\partial a_i}, \quad (3.10)$$

ou seja, a base de funções para aproximar \bar{u} e para aproximar W_i são as mesmas.

3.1.2 Formulação matemática

Dado um domínio aberto Ω com condição de contorno Γ no espaço físico \mathfrak{R}^n ($n = 1, 2$ ou 3), tal que $\Gamma = \Gamma_D \cup \Gamma_N$ e $\Gamma_D \cap \Gamma_N = \emptyset$. Γ_D é um subconjunto das condições de contorno que representa as condições de contorno de Dirichlet (deslocamentos restritos) com valores positivos e Γ_N representa um subconjunto das condições de contorno de Neumann, onde as forças de tração externas $\bar{\mathbf{f}} \in H^{-1/2}(\Gamma_N; \mathfrak{R}^n)$ são aplicadas. Assume-se que as forças são aplicadas num corpo $\mathbf{b} \in L^2(\Omega)$. Nesta definição, $L^2(\Omega)$ é o espaço das funções quadraticamente integráveis de Lebesgue contido em Ω , e $H^{-1/2}(\Gamma_N; \mathfrak{R}^n)$ é o espaço de Hilbert de ordem $-1/2$ em Γ_N .

A solução do problema envolve algumas variáveis, tais como as componentes cartesianas do tensor de tensões denotado por T_{ij} , das componentes do vetor deslocamento u_i e o tensor de deformação infinitesimal ε_{ij} , definido como a parte simétrica do gradiente de deslocamento, ou seja,

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial z_j} + \frac{\partial u_j}{\partial z_i} \right). \quad (3.11)$$

Na teoria elástica linear aplicada a materiais isotrópicos, o tensor de tensões é definido em termos do tensor de deformações pela lei de Hook generalizada

$$T_{ij} = \frac{E}{(1+\nu)} \left[\varepsilon_{ij} + \frac{\nu}{(1-2\nu)} \varepsilon_{kk} \delta_{ij} \right], \quad (3.12)$$

onde E é o módulo de Young (constante de elasticidade longitudinal do material), ν é o coeficiente de Poisson (razão entre a deformação transversal e a deformação longitudinal provocada por uma tensão longitudinal) e δ_{ij} é o tensor delta de Dirac.

A formulação do problema de valor no contorno é:

Dado $b_i(z) : (z \in \Omega) \rightarrow \mathfrak{R}$, $\bar{f}_i(z) : (z \in \Gamma_N) \rightarrow \mathfrak{R}$ e $\bar{u}_i(z) : (z \in \Gamma_D) \rightarrow \mathfrak{R}$, encontrar $u_i(z) : (z \in \bar{\Omega}) \rightarrow \mathfrak{R}$ tal que

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{\partial T_{ij}}{\partial z_j} + b_i = 0 & \forall z \in \Omega \\ u_i = \bar{u}_i & \forall z \in \Gamma_D \\ f_i = \bar{f}_i & \forall z \in \Gamma_N \end{array} \right. \quad (3.13)$$

Desde que as condições de equilíbrio sejam descritas na forma variacional, é possível usar uma formulação mais simples. Usando expressões matemáticas, problemas de valores no contorno elípticos podem ser escritos como segue:

Encontre $u_i(z) \in U$, onde U é o espaço de funções de busca tal que

$$B(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = l(\mathbf{v}) \quad \forall \mathbf{v} \in V \quad (3.14)$$

onde $B : U \times V \rightarrow \mathfrak{R}$ é o operador bilinear simétrico e l é um funcional linear tal que $l : V \rightarrow \mathfrak{R}$, isto é, $l \in V'$, onde V' é o espaço dual de V , onde V é o espaço de funções teste. Adicionalmente, o espaço de funções de busca U , também chamada de espaço de funções admissíveis, é definido como

$$U = \{u_i \in H^1(\Omega, \mathfrak{R}) \mid u_i = \bar{u}_i \text{ em } \Gamma_D\}, \quad (3.15)$$

onde $H^1(\Omega; \mathfrak{R})$ é o espaço de Hilbert de ordem 1 no domínio Ω . O espaço de funções teste, ou espaço de variações admissíveis, é definido como

$$V = \{v_i \in H^1(\Omega, \mathfrak{R}) \mid v_i = 0 \text{ em } \Gamma_D\}. \quad (3.16)$$

A aproximação por elementos finitos da solução desse problema é baseada na definição do subespaço de dimensão finita $U_{hp} \subset U$, no qual a solução aproximada \mathbf{u}_{hp} é encontrada. Nesse caso, h e p são parâmetros relacionados ao tamanho e a ordem do polinômio do elemento finito, respectivamente. Neste caso, o método dos elementos finitos é um procedimento geral e sistemático para construção dos subespaços $U_{hp} \subset U$ e $V_{hp} \subset V$. Em outras palavras, consiste em resolver o seguinte problema aproximado:

Encontrar $u_{hpi}(z) \in U_{hp} \subset U$, tal que

$$B(\mathbf{u}_{hp}, \mathbf{v}_{hp}) = l(\mathbf{v}_{hp}) \quad \forall \mathbf{v}_{hp} \in V_{hp} \subset V. \quad (3.17)$$

Neste caso, o espaço de variações admissíveis de dimensão finita V_{hp} e o espaço de funções admissíveis de dimensão finita U_{hp} são equivalentes, isto é, V_{hp} e U_{hp} são compostos por coleções idênticas de funções. Usando essa aproximação, o problema se resume a um conjunto de equações algébricas simples, escritas como

$$\mathbf{K}\bar{\mathbf{u}}_{hp} = \mathbf{P}, \quad (3.18)$$

onde \mathbf{K} é a matriz global de rigidez, \mathbf{P} é o vetor força generalizada e $\bar{\mathbf{u}}_{hp}$ é o vetor solução discreto. Essa equação é uma generalização do caso da equação (3.1), aplicando a solução aproximada \bar{u} .

Considerando a figura 3.2 como sendo a discretização em 1-D da figura 2.1, pode-se entender cada parte do dispositivo como dividido em elementos, com cada elemento contendo dois nós. Para cada elemento finito, tem-se uma função relacionada que é componente do vetor $\bar{\mathbf{u}}_{hp}$.

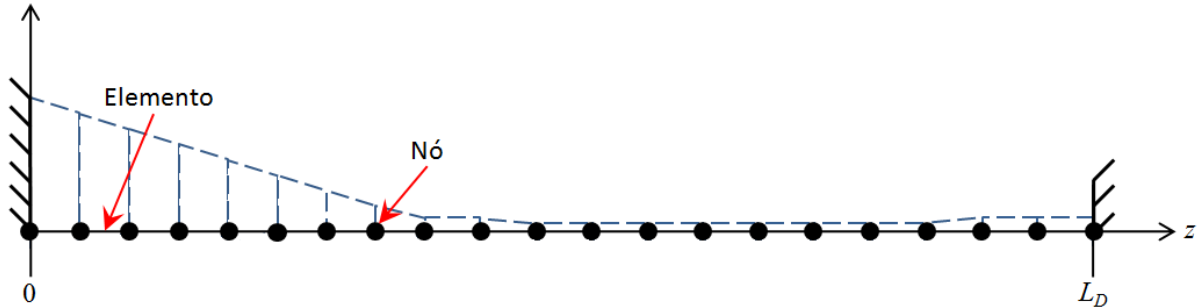


Fig. 3.2: Discretização 1-D do BG-AOM em elementos lineares.

Aplicando toda a formulação matemática ao problema proposto na figura 3.2, com cada elemento linear contendo uma função de área, a equação diferencial pode ser obtida aplicando a equação da onda para uma dimensão no dispositivo. Como em (MEIROVITCH, 1986; BRAD e WEIS, 1998), a equação de movimento do sistema físico é dado pela equação de onda

$$E \frac{\partial}{\partial z} \left(A(z) \frac{\partial u(z,t)}{\partial z} \right) - \rho A(z) \frac{\partial^2 u(z,t)}{\partial t^2} = 0, \quad (3.19)$$

onde $A(z)$ representa a área variável de cada elemento. Essa equação é a forma final do problema e é equivalente a (3.1). Pode-se especificar essa equação para o caso clássico de uma barra homogênea uniforme como

$$\frac{\partial^2 u(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u(z,t)}{\partial t^2} = 0. \quad (3.20)$$

onde $c = \sqrt{E/\rho}$ é a velocidade longitudinal da onda e $A(z)$ é tomado como constante.

As condições de contorno relacionadas a (3.19) são

$$\left\{ \begin{array}{l} \left[AE \frac{du}{dz} \right]_{z=0} = P(t) = P_{DC} + P_0 \exp(j\omega t) \\ u(z = L_D, t) = 0 \end{array} \right. , \quad (3.21)$$

onde o módulo de Young E assume o valor de $72,5 \text{ GPa}$ para a sílica, ρ é a densidade da sílica (2.200 Kg/m^3), u é o deslocamento axial, $\frac{\partial u}{\partial z}$ é a deformação longitudinal e L_D é o comprimento total do dispositivo. A excitação externa é aplicada como uma combinação entre a força constante P_{DC} e a força harmônica de amplitude P_0 .

A equação (3.19) é a equação diferencial do problema, que esta relacionada com a equação (3.1) na formulação básica com condições de contorno (3.21).

A discretização é feita como na figura 3.2, onde os elementos são nomeados de acordo com a sua posição espacial e área. Dividindo-se o comprimento L_D do dispositivo pelo tamanho do elemento, obtém-se o número de elementos que serão usados para o cálculo. O tamanho de cada elemento é o mesmo ao longo do dispositivo. Em geral, quanto menor o elemento, mais elementos terá e os resultados serão mais precisos.

Após a discretização, a forma final do sistema linear de equações do problema é

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} = \mathbf{P}. \quad (3.22)$$

Nessa expressão, \mathbf{M} e \mathbf{K} são respectivamente as matrizes de massa e rigidez da estrutura. Essas matrizes são obtidas pela superposição das matrizes de massa e rigidez de cada elemento, dadas por

$$[M^e] = [M_{ij}^e] = \frac{\rho A^e L^e}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (3.23)$$

onde A^e e L^e são respectivamente a área e comprimento do elemento e

$$[K^e] = [K_{ij}^e] = \frac{A^e E}{L^e} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix}, \quad (3.24)$$

respectivamente. Nessas expressões, o sobrescrito e refere-se às propriedades do e -ésimo elemento. Os vetores \mathbf{u} e $\ddot{\mathbf{u}}$ são os deslocamentos e aceleração nodal, respectivamente. O vetor \mathbf{P} representa a força nodal generalizada. Essa força só não é nula para a primeira componente do vetor (associado ao nó extremo em $z = 0$). Com isso, a força externa gerada pelo elemento que provoca a excitação da onda acústica (por exemplo, um elemento piezoelétrico) é assumida como concentrada em um ponto na extremidade da corneta de sílica. Considerando uma excitação da forma

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_{DC} + \mathbf{P}_0 \exp(j\omega t), \quad (3.25)$$

onde \mathbf{P}_{DC} é a força constante (componente dc) e \mathbf{P}_0 é a amplitude da força harmônica (componente ac). Desde que o sistema é assumido linear, a solução para o problema pode ser encontrada resolvendo as seguintes equações:

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}}_{DC} + \mathbf{K}\mathbf{u}_{DC} = \mathbf{P}_{DC} \quad (3.26)$$

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}}_t + \mathbf{K}\mathbf{u}_t = \mathbf{P}_0 \exp(j\omega t). \quad (3.27)$$

Note que \mathbf{P}_{DC} pode ser entendido como uma componente de pré-carregamento. Como a aceleração é nula, a equação (3.26) se reduz a

$$\mathbf{u}_{DC} = \mathbf{K}^{-1}\mathbf{P}_{DC}. \quad (3.28)$$

Em contramão, desde que a dependência da força com o tempo é harmônica, a solução para (3.27) é da forma

$$\mathbf{u}_t = \mathbf{u}_0 \exp(j\omega t), \quad (3.29)$$

e (3.27) se reduz a

$$(-\omega^2 \mathbf{M} + \mathbf{K})\mathbf{u}_0 = \mathbf{P}_0, \quad (3.30)$$

Note que o vetor solução do deslocamento \mathbf{u}_0 tem uma alta dependência com a excitação acústica (amplitude \mathbf{P}_0 e frequência ω).

Considera-se que a matriz $[\omega^2 \mathbf{M} + \mathbf{K}]$ seja inversível, ou seja, ω^2 não é um autovalor desse sistema. Assim, pode-se escrever a solução final para o vetor deslocamento como

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_{DC} + \mathbf{u}_0. \quad (3.31)$$

Então, encontrado o campo de deslocamentos, o campo de deformação pode ser encontrado por diferenciação. Para cada elemento finito, a deformação é dada como:

$$\varepsilon^e(z) = \left[\frac{du}{dz} \right]^e = \frac{u_2^e - u_1^e}{L^e}. \quad (3.32)$$

Nesse caso, como o deslocamento em cada elemento finito é linear, u_1^e e u_2^e são os deslocamentos do nó 1 e 2 respectivamente.

Uma derivação mais detalhada das equações acima pode ser encontrada em (HUTTON, 2004).

3.2 Método da Matriz de Transferência

Introdução

O Método da Matriz de Transferência (TMM) usado neste trabalho é baseado em ERDOGAN, 1997. Os artigos citados são usados para um maior esclarecimento da teoria.

Nesse trabalho tem-se uma FBG excitada por onda acústica e o método da Matriz de Transferência (TMM) é usado para obter a resposta da rede quando um campo óptico de determinada largura de banda se propaga pelo dispositivo.

Após encontrar o campo de deformação através do FEM, ao qual a FBG está submetida, usa-se o TMM para estimar sua resposta óptica. Em particular, a variação do índice de refração causada pela propagação da onda acústica é responsável pela alteração do período da rede, como pode ser entendido da equação (2.10).

3.2.1 Teoria básica

As propriedades das redes de Bragg podem ser estudadas aplicando-se o método da matriz de transferência (ERDOGAN, 1997; MURIEL e CARBALLAR, 1997; KASHYAP, 1999). O TMM consiste na divisão do dispositivo em vários segmentos, e para cada segmento, cria-se uma matriz característica. O produto das matrizes fornece a matriz que representa a relação entrada/saída da FBG. A figura 3.3 mostra os elementos $i-1$, i e $i+1$, de comprimento Δz . Cada elemento possui uma matriz entrada/saída específica (\mathbf{F}_{i-1} , \mathbf{F}_i e \mathbf{F}_{i+1}). Os campos R e S correspondem aos modos propagantes e contra-propagantes respectivamente.

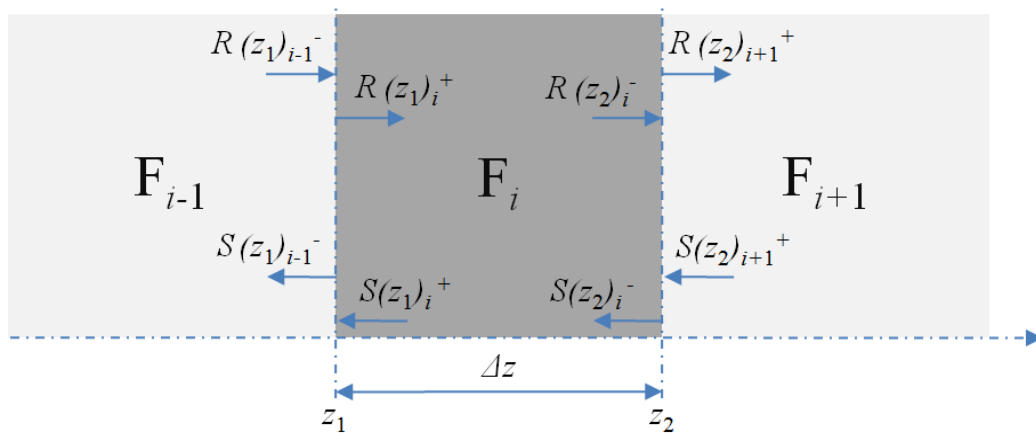


Fig. 3.3: Detalhe da estrutura dividida em três elementos. As setas representam a incidência na interface dos campos propagantes (R) e contra-propagantes (S).

Como visto no capítulo 2, as FBGs são produzidas através da exposição do núcleo da fibra óptica a raios UV. Assume-se que o resultado será uma perturbação no índice de refração efetivo do núcleo (n_{eff}), descrito por:

$$\Delta n_{eff}(z) = \Delta \bar{n}_{eff}(z) \left\{ 1 + v \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda} z \right] + \phi(z) \right\}, \quad (3.33)$$

onde $\Delta \bar{n}_{eff}$ é a mudança de índice “dc”, ou seja, a mudança média no índice de refração no plano da rede, geralmente chamado de índice de modulação da rede, v é a visibilidade das franjas na mudança de índice (assumido como sendo unitário no trabalho), Λ o período nominal e $\phi(z)$ é o gorjeio da rede. Para essa análise, usaremos redes sem gorjeio.

Na figura 3.4 são apresentados os tipos mais comuns de redes de Bragg, que são classificadas segundo o seu perfil de variação de índice de refração ao longo do eixo longitudinal (eixo $-z$).

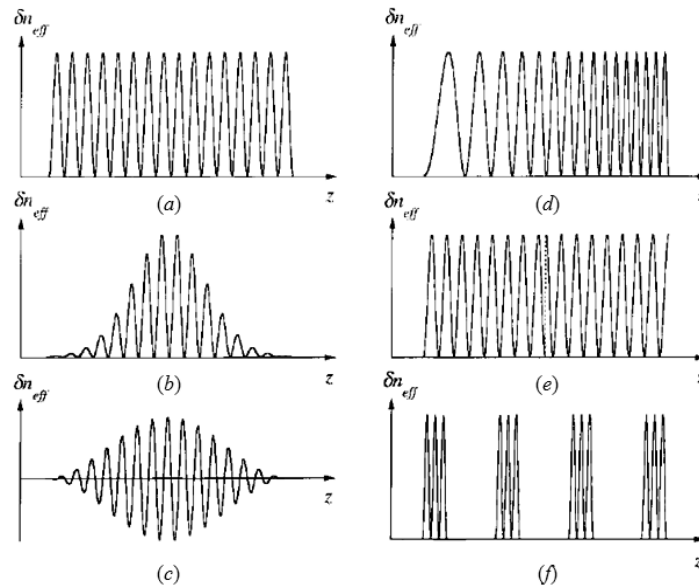


Fig. 3.4: Tipos comuns de redes de Bragg, incluindo (a) rede uniforme com mudança de índice positiva, (b) com apodização gaussiana, (c) com apodização tipo cosseno levantado com mudança de índice “ dc ” igual à zero, (d) com gorjeio, (e) com mudança de fase discreta (de π) e (f) estruturada (ERDOGAN, 1997).

3.2.2 Comprimento de Onda Ressonante para Difração em Redes.

O foco estará no simples caso de acoplamento de dois modos. Porém, antes de iniciar a descrição da teoria dos modos acoplados é importante analisar um caso simples, para entender a interação de interesse. Fisicamente, a difração da luz pela FBG pode ser esquematizada como um processo de reflexão interna total, ou apenas uma deflexão nos planos da rede. Conforme a figura 3.5, a deflexão ou desvio sofrido pela onda depende do modo de propagação da onda.

Considerando um feixe de luz incidindo com ângulo θ_1 , a equação da rede pode ser descrita como:

$$n \sin \theta_2 = n \sin \theta_1 + m \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad (3.34)$$

onde n é o índice de refração, θ_2 é o ângulo do feixe difratado e m é um número inteiro que representa a ordem da difração (figura 3.5). Essa equação indica apenas a direção θ_2 na qual acontece interferência construtiva, todavia pode também ser capaz de determinar o comprimento de onda na qual o acoplamento entre os modos ocorre.

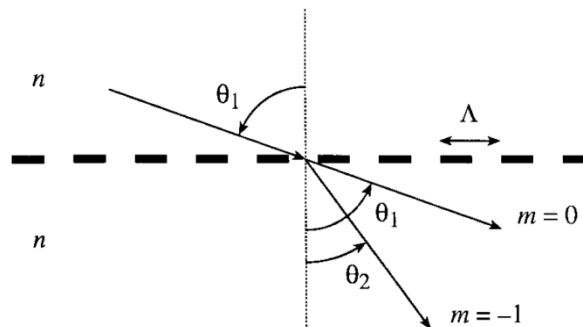


Fig. 3.5: Difração da luz pela rede (ERDOGAN, 1997).

De maneira geral, as redes em fibra podem ser classificadas em dois tipos: Redes de Bragg (ou redes de período curto, chamadas muitas vezes de redes de reflexão) onde o acoplamento ocorre entre modos viajando em direções opostas e redes de transmissão (ou redes de período longo) que são aquelas nas quais o acoplamento ocorre entre modos viajando na mesma direção. A figura 3.6(a) ilustra a reflexão por Redes de Bragg de um modo com ângulo de incidência θ_1 , e o mesmo modo refletido com ângulo $\theta_2 = -\theta_1$. Como a constante de propagação do modo é dada por $\beta = (2\pi / \lambda)n_{eff}$, onde $n_{eff} = n_{co} \sin \theta$, pode-se reescrever (3.34) para modos guiados como

$$\beta_2 = \beta_1 + m \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (3.35)$$

Para difração de primeira ordem, a qual geralmente é dominante nas redes em fibra, $m = -1$. Essa condição é ilustrada abaixo da fibra óptica da figura 3.6(a), onde os círculos sólidos representam os modos de núcleo ($n_{cl} < n_{eff} < n_{co}$), os círculos abertos representam os modos de casca ($1 < n_{eff} < n_{cl}$), e a região achurada representa os modos contínuos de radiação. Valores negativos de β representam a propagação na direção $-z$. Usando (3.34) e adaptando para $\beta_2 < 0$, encontra-se que o comprimento de onda ressonante para a reflexão de um modo de índice $n_{eff,1}$ em um modo de índice $n_{eff,2}$ é

$$\lambda = (n_{eff,1} + n_{eff,2})\Lambda. \quad (3.36)$$

Se dois modos são idênticos, tem-se o resultado familiar $\lambda = 2n_{eff}\Lambda$.

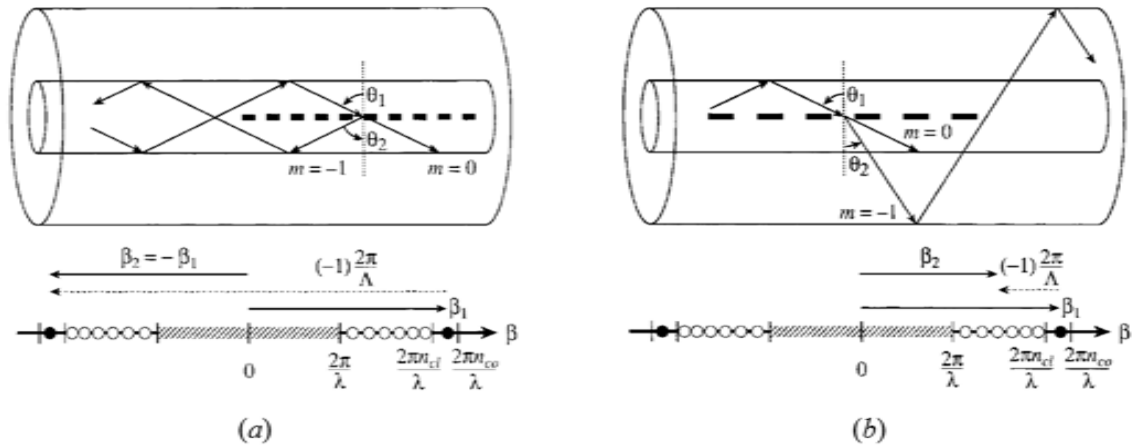


Fig. 3.6: Ilustração do raio óptico de (a) Modo de núcleo refletido por uma FBG e (b) acoplamento do modo de casca por uma rede de período longo. O eixo β abaixo de cada diagrama demonstra a condição da rede em (3.31) para $m = -1$ (ERDOGAN, 1997).

A difração pela rede de transmissão de um modo com ângulo de incidência θ_1 e o modo co-propagante com ângulo θ_2 é ilustrado na figura 3.6(b). Nesta ilustração, o primeiro modo é um modo de núcleo enquanto que o segundo é um modo de casca. Como $\beta_2 > 0$, a equação (3.36) calcula o comprimento de onda ressonante como

$$\lambda = (n_{eff,1} - n_{eff,2})\Lambda. \quad (3.37)$$

Para um acoplamento co-propagante em um dado comprimento de onda, fica evidente que o período Λ precisa ser muito maior do que para um acoplamento contra-propagante.

3.2.3 Teoria dos Modos Acoplados

A teoria dos modos acoplados é uma boa ferramenta para obter informações quantitativas sobre a eficiência da difração e a dependência espectral das redes em fibra. Não é apresentada sua derivação, que pode ser encontrado em várias publicações (YARIV, 1973; KOGELNIK, 1990;

KASHYAP, 1999), entretanto serão apresentadas a seguir suas expressões principais e resultados mais significativos.

Supondo uma aproximação ideal para a teoria dos modos acoplados assume-se que a componente transversal do campo elétrico pode ser escrita como uma superposição dos modos ideais (isto é, os modos em um guia de onda ideal sem perturbação da rede), como

$$\mathbf{E}_t(x, y, z, t) = \sum_{i=1}^{\infty} [A_i(z) \exp(j\beta_i z) + B_i(z) \exp(-j\beta_i z)] \mathbf{e}_{it}(x, y) \exp(-j\omega t), \quad (3.38)$$

onde $A_i(z)$ e $B_i(z)$ são as amplitudes do i -ésimo modo viajando nas direções $+z$ e $-z$ respectivamente. O modo transversal $\mathbf{e}_{it}(x, y)$ descreve a distribuição de campo eletromagnético dos modos no núcleo, como em (MARCUSE, 1991), ou então descreve os modos de casca. Quando os modos são ortogonais em um guia ideal, não há troca de energia, e uma perturbação no dielétrico causa uma variação nas amplitudes A_i e B_i do i -ésimo modo ao longo do eixo- z de acordo com

$$\frac{dA_i}{dz} = j \sum_k A_k (K_{ki}^t + K_{ki}^z) \exp[j(\beta_k - \beta_i)z] + B_k (K_{ki}^t - K_{ki}^z) \exp[-j(\beta_k + \beta_i)z] \quad (3.39)$$

$$\frac{dB_i}{dz} = -j \sum_k A_k (K_{ki}^t - K_{ki}^z) \exp[j(\beta_k + \beta_i)z] - B_k (K_{ki}^t + K_{ki}^z) \exp[-j(\beta_k - \beta_i)z] \quad (3.40)$$

Em (3.39) e (3.40), $K_{ki}^t(z)$ é o coeficiente de acoplamento transversal entre os modos k e i dado por

$$K_{ki}^t(z) = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \Delta\xi(x, y, z) \mathbf{e}_{it}(x, y) \cdot \mathbf{e}_{ik}^*(x, y) dx dy, \quad (3.41)$$

onde $\Delta\xi$ é a variação da permissividade elétrica, cujo valor é aproximadamente $\Delta\xi \cong 2n\Delta n$ quando $\Delta n \ll n$. O coeficiente longitudinal $K_{ki}^z(z)$ é análogo ao coeficiente transversal $K_{ki}^t(z)$, mas, para modos em fibra óptica $K_{ki}^z(z) \ll K_{ki}^t(z)$, e por isso, esse coeficiente é desprezado.

Em muitas redes em fibra a mudança de índice de refração induzida $\Delta n(x, y, z)$ é aproximadamente uniforme e existente somente no núcleo. Sendo assim, pode-se escrever a variação do índice de refração do núcleo como em (3.33), mas com $\Delta\bar{n}_{\text{núcleo}}(z)$, que representa a

mudança do índice de refração efetivo do “núcleo”, ao invés de $\Delta\bar{n}_{eff}(z)$. Se forem definidos dois novos coeficientes,

$$\sigma_{ki}(z) = \frac{\omega n_{nucleo}}{2} \Delta\bar{n}_{nucleo}(z) \iint_{nucleo} \mathbf{e}_{it}(x, y) \cdot \mathbf{e}_{it}^*(x, y) dx dy \quad (3.42)$$

e

$$\kappa_{ki}(z) = \frac{\sigma_{ki}(z)}{2}, \quad (3.43)$$

onde σ é o coeficiente de acoplamento “dc”, relacionado ao índice de refração médio e κ é o coeficiente de acoplamento “ac”, relacionado a modulação do índice de refração, o coeficiente de acoplamento geral pode ser escrito, substituindo (3.42) e (3.43) em (3.41), como

$$K'_{ki}(z) = \sigma_{ki}(z) + 2\kappa_{ki}(z) \cos\left[\frac{2\pi}{\Lambda} z\right]. \quad (3.44)$$

As equações (3.38) a (3.44) são as equações dos modos acoplados que serão usadas para descrever o espectro da FBG.

Como o objetivo do trabalho é ter a resposta de uma FBG sob excitação de uma onda acústica, será apresentada apenas a análise das redes de Bragg, deixando as redes de transmissão para estudos posteriores (ERDOGAN, 1997).

3.2.4 Redes de Bragg

Próximo ao comprimento de onda onde a reflexão de um modo propagante com amplitude $A(z)$ é idêntico ao modo contra-propagante de amplitude $B(z)$, o qual apresenta interação dominante na FBG, (3.35) e (3.36) podem ser simplificadas somente para os termos que apresentam modos particulares através de uma “aproximação síncrona” (KOGELNIK, 1990; KASHYAP, 1999). Negligenciando termos que possuem uma grande variação no eixo z , pois estes termos contribuem pouco para o aumento ou decaimento das amplitudes, a equação resultante pode ser escrita como

$$\frac{dR}{dz} = j\hat{\sigma}R(z) + j\kappa S(z) \quad (3.45)$$

e

$$\frac{dS}{dz} = -j\hat{\sigma}S(z) - j\kappa^*R(z), \quad (3.46)$$

onde a amplitude R representa os modos propagantes e S os modos contra-propagantes, dados por $R(z) \equiv A(z)\exp(j\Delta z - \varphi/2)$ e $S(z) \equiv B(z)\exp(-j\Delta z + \varphi/2)$, respectivamente. Nessas equações, κ é o coeficiente de acoplamento “ac” dado em (3.43) e $\hat{\sigma}$ é o coeficiente de auto-acoplamento, definido como

$$\hat{\sigma} = \vartheta + \sigma - \frac{1}{2} \frac{d\varphi}{dz}. \quad (3.47)$$

O termo independente de z e dependente do comprimento de onda de projeto, ϑ , é definido como

$$\vartheta \equiv 2\pi n_{eff} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_D} \right), \quad (3.48)$$

onde $\lambda_D \equiv 2n_{eff}\Lambda$ é o “comprimento de onda de projeto da rede” para um espalhamento de Bragg com uma variação infinitésima do índice efetivo da rede ($\Delta n_{eff} \rightarrow 0$) com período Λ . Note que o termo ϑ não possui sentido físico.

Para uma FBG em fibra monomodo, encontram-se as relações

$$\sigma = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \bar{n}_{eff} \quad (3.49)$$

e

$$\kappa = \kappa^* = \frac{\pi}{\lambda} \Delta \bar{n}_{eff}. \quad (3.50)$$

Se a rede é uniforme ao longo de z , então, $\Delta\bar{n}_{eff}$ é constante e o termo de gorjeio da equação (3.33) não existe e $\frac{d\varphi}{dz} = 0$, resultando em κ , σ e $\hat{\sigma}$ constantes. Com isso, (3.45) e (3.46) se tornam equações diferenciais ordinárias de primeira ordem com coeficientes constantes e a solução final pode ser encontrada quando especificadas as condições de contorno. A refletividade de uma rede uniforme de comprimento L pode ser encontrada assumindo uma onda incidente vindo de $z = -\infty$ (com $R(-L/2) = 1$) e que não existe onda voltando para $z \geq L/2$ (isto é, $S(L/2) = 0$). Os coeficientes de amplitude e potencia de reflexão $\zeta = S(-L/2)/R(-L/2)$ e $r = |\zeta|^2$, respectivamente, cuja derivação pode ser encontrada em (YARIV, 1973), (KOGELNIK, 1990), são definidos como:

$$\zeta = \frac{-\kappa \sinh(\gamma_B L)}{\hat{\sigma} \sinh(\gamma_B L) + j\gamma_B \cosh(\gamma_B L)} \quad (3.51)$$

e

$$r = \frac{\sinh(\gamma_B L)}{\cosh^2(\gamma_B L) - \frac{\hat{\sigma}^2}{\kappa^2}}, \quad (3.52)$$

onde $\gamma_B \equiv \sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2}$, para cada comprimento de onda λ .

De (3.52), encontramos a refletividade máxima para uma FBG:

$$r_{\max} = \tanh^2(\kappa L), \quad (3.53)$$

e isso ocorre quando $\hat{\sigma} = 0$, ou então no comprimento de onda

$$\lambda_{\max} = \left(1 + \frac{\Delta\bar{n}_{eff}}{n_{eff}} \right) \lambda_D. \quad (3.54)$$

Para comparar a teoria com uma medida experimental, a figura 3.7 mostra o espectro de reflexão medido (pontos) e calculado (linha) para uma FBG uniforme de 1 mm. No cálculo foram usados os

seguintes parâmetros; comprimento de onda de projeto λ_D em 1558 nm e índice de modulação ou mudança de índice induzido de $\Delta\bar{n}_{eff} = 8 \times 10^{-4}$, e conseqüentemente, $\kappa L = 1,64$.

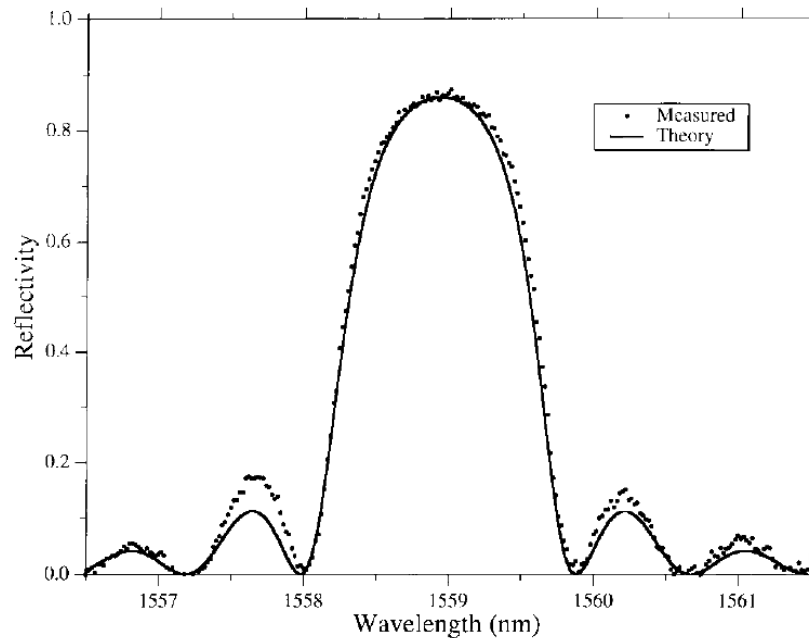


Fig. 3.7: Espectro de reflexão medido (pontos) e calculado (linha) de uma FBG uniforme com 1 mm de comprimento com $\kappa L = 1,64$ (ERDOGAN, 1997).

3.2.5 Acoplamento de Dois Modos em Redes não Uniformes

Nesta seção, são mostradas as propriedades de uma rede não uniforme na qual o acoplamento ocorre predominantemente entre dois modos (propagante e contra-propagante). Um exemplo é a aplicação na modulação acusto-óptica, o qual gera redes não uniformes.

Muitas das redes usadas em dispositivos são não uniformes. Um exemplo de redes não uniformes que tem muita aplicação são as redes apodizadas, as quais apresentam a característica de poder reduzir os lóbulos laterais presentes em redes uniformes. A apodização da rede pode formar um espectro ideal, mais conhecido como “*top-hat*” (MALO *et al*, 1995). Nesse trabalho, usam-se ondas acústicas para mudar os parâmetros da rede ao longo da fibra, fazendo com que ela se torne não uniforme com características diferentes. Formas mais elaboradas de espectros estão sendo usadas em sistemas de comunicação DWDM (Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda Denso). Redes com gorjeio são muito usadas como manipuladores das características dispersivas da

rede, tais como compensação de dispersão (OUELLETTE, 1987), para criação e controle de pulsos curtos em laser à fibra (FERMANN, SUGDEN e BENNION, 1995) e para criar ondas contínuas estáveis e lasers semicondutores sintonizáveis (MORTON *et al*, 1994), entre outros.

São consideradas duas aproximações padrão para o cálculo do espectro de reflexão e de transmissão que resulta do acoplamento de dois modos em uma rede não uniforme. O primeiro é uma integração numérica direta da equação dos modos acoplados. Essa aproximação tem suas vantagens, mas, raramente é o método mais rápido. A segunda aproximação é o corte da rede em seções uniformes, no qual a rede é dividida em um número finito de elementos. As soluções finais para cada elemento são combinadas multiplicando as matrizes associadas a cada pedaço. Este método é relativamente simples de ser simulado, apresenta uma boa exatidão e geralmente é rápido.

Existem outras aproximações, como o método de Rouard, que trata cada meio período da rede como uma camada em uma pilha de filmes finos (WELLER-BROPHY e HALL, 1985). Como na aproximação da rede em elementos uniformes, esse método trabalha com multiplicação de matrizes, mas, pelo fato de apresentar muitas matrizes por período da rede, esta aproximação se torna difícil para redes em fibra que possuem centímetros de comprimento, podendo chegar a 10^5 períodos ou mais.

A aproximação por integração direta para resolver o método dos modos acoplados é mostrada a seguir. As equações usadas para resolução das redes de Bragg são (3.42) e (3.43). Para uma FBG de comprimento L , com condição de contorno, $R(L/2)=1$ e $S(L/2)=0$, e integrando de $z=L/2$ a $z=-L/2$, obtém-se $R(-L/2)$ e $S(-L/2)$. Tipicamente, usa-se o método numérico de Runge-Kutta para a resolução dessas equações.

Para a modelagem de redes apodizadas pelo método da integração direta, usa-se simplesmente a grandezas $\sigma_{ki}(z)$ e $\kappa_{ki}(z)$, e conseqüentemente $\hat{\sigma}(z)$ nas equações dos modos acoplados, grandezas estas, dependentes de z .

Redes com gorjeio podem ser modeladas usando a técnica de integração direta simplesmente adicionando o termo não nulo dependente de z , $\frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz}$, no coeficiente de auto-acoplamento $\hat{\sigma}$ definido em (3.40). Em termos de parâmetros mais simples, o termo de fase para um gorjeio linear é

$$\frac{1}{2} \frac{d\varphi}{dz} = -\frac{4\pi n_{eff} z}{\lambda_D^2} \frac{d\lambda_D}{dz}, \quad (3.55)$$

onde o gorjeio $\frac{d\lambda_D}{dz}$ é a taxa de mudança do comprimento de onda de projeto com a posição na rede, usualmente dado em nm/cm . Um gorjeio linear pode ser especificado em termos do parâmetro adimensional de gorjeio G (KOGELNICK, 1976), dado por

$$\begin{aligned} G &= \frac{FWHM^2}{z^2} \varphi(z) \\ &= -4\pi n_{eff} \frac{FWHM^2}{\lambda_D^2} \frac{d\lambda_D}{dz}, \end{aligned} \quad (3.56)$$

onde FWHM é a Largura a Meia Altura no Ponto de Máximo. G é uma medida da mudança fracional do período da rede ao longo do seu comprimento. É importante salientar que o gorjeio é incorporado nas equações dos modos acoplados como dependente de z na equação do coeficiente de auto-acoplamento $\hat{\sigma}$. Este efeito é idêntico quando ocorre uma variação no coeficiente “ dc ” da variação de índice σ , com a mesma dependência em z . Essa equivalência é usada para modificar a dispersão em redes sem a variação do período (MALO *et al*, 1995).

A aproximação mais usual para resolução de redes não uniformes é baseada na identificação de matrizes 2×2 para cada seção uniforme da rede e então multiplicar todas as matrizes para obter uma matriz final que descreva a rede como um todo (YAMADA e SAKODA, 1987). Divide-se a rede em um número M de seções uniformes e define-se R_i e S_i para ser as amplitudes dos campos após atravessar a seção i . Então, para as FBGs começa-se com $R_0 = R(L/2) = 1$ e $S_0 = S(L/2) = 0$ e calcula-se $R(-L/2) = R_M$ e $S(-L/2) = S_M$. A propagação através de cada seção uniforme i é descrita pela matriz \mathbf{F}_i definida como

$$\begin{bmatrix} R_i \\ S_i \end{bmatrix} = \mathbf{F}_i \begin{bmatrix} R_{i-1} \\ S_{i-1} \end{bmatrix}. \quad (3.57)$$

Para as redes de Bragg, \mathbf{F}_i é dado por

$$\mathbf{F}_i = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_B \Delta z) - j \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) & -j \frac{\kappa}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) \\ j \frac{\kappa}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) & \cosh(\gamma_B \Delta z) + j \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) \end{bmatrix}, \quad (3.58)$$

onde Δz é o comprimento da seção uniforme. Os coeficientes $\hat{\sigma}$ e κ possuem valores locais na i -ésima seção e

$$\gamma_B \equiv \sqrt{\kappa^2 - \hat{\sigma}^2}. \quad (3.59)$$

Note que γ_B é imaginário para o comprimento de onda onde $|\hat{\sigma}| > \kappa$.

Uma vez que as matrizes para cada seção são conhecidas, encontram-se as amplitudes de saída como

$$\begin{bmatrix} R_M \\ S_M \end{bmatrix} = \mathbf{F}_B \begin{bmatrix} R_0 \\ S_0 \end{bmatrix}, \quad (3.60)$$

onde

$$\mathbf{F}_B = \mathbf{F}_M \cdot \mathbf{F}_{M-1} \cdot \dots \cdot \mathbf{F}_i \cdot \dots \cdot \mathbf{F}_1. \quad (3.61)$$

O número de seções necessárias para determinar o espectro de uma rede dividida em seções uniformes tem de ser tal que forneça um resultado com alta acurácia. Para a maioria das redes apodizadas ou com gorjeio $M \approx 100$ é o suficiente. Para outros formatos de rede, como por exemplo para redes com vários lóbulos, como no caso da modulação acusto-óptica, este número tem que ser mudado. M não pode ser escolhido arbitrariamente como um valor elevado, pois a equação dos modos acoplados (3.45) e (3.46) não permite uma rede com poucos períodos (YAMADA e SAKODA, 1987). Então, requiere-se que $\Delta z \gg \Lambda$, fazendo com que

$$M \ll \frac{2n_{eff}L}{\lambda_D}. \quad (3.62)$$

4. Simulação e Resultados

Introdução

A formulação apresentada nos capítulos anteriores foi implementada em uma estrutura computacional utilizando o software MatLab[®], versão 7.0.0.19920 e cujo diagrama de blocos pode ser visto na figura 4.1. O primeiro passo consiste em entrar com os as dimensões do BG-AOM, tais como o raio e comprimento da corneta de sílica, comprimento do *taper* (se existir) e o comprimento da FBG. O segundo passo é modelar o dispositivo usando o Método dos Elementos Finitos, através do formalismo apresentado no capítulo anterior. Com o dispositivo corretamente dimensionado, uma carga é aplicada na extremidade de maior diâmetro da corneta de sílica, ou seja, no primeiro elemento, e o FEM retorna o campo de deformação em todo o dispositivo, mas somente o campo de deformação na FBG no próximo passo computacional é usado como entrada para o Método da Matriz de Transferência, que retorna a variação do espectro de reflexão e transmissão da FBG.

A variação do comprimento de onda de projeto ao longo do eixo- z , em função do campo de deformação encontrado pelo FEM, é dada por

$$\lambda_D(z) = \lambda_{D0} + (1 + (1 - p_e) \varepsilon^e(z)), \quad (4.1)$$

onde p_e é o coeficiente fotoelástico descrito no capítulo 2 e $\varepsilon^e(z)$ é o campo de deformação calculado usando FEM (3.32). A equação (4.1) mostra a relação entre os dois métodos apresentados, FEM e TMM, e é usada na equação (3.48).

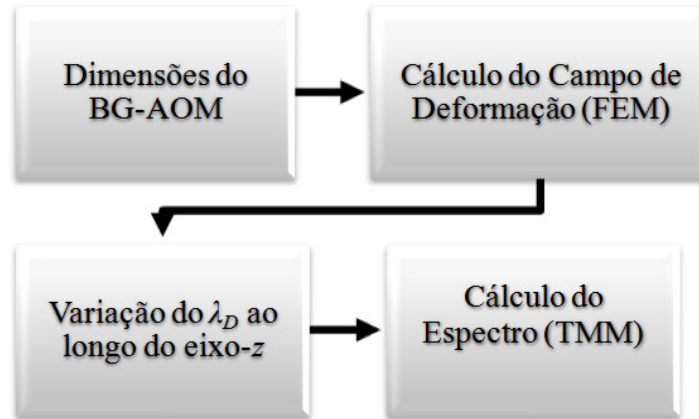


Fig. 4.1: Diagrama de blocos da simulação do BG-AOM.

4.1 Simulação FEM

A simulação dos elementos finitos é descrita basicamente como a geração das malhas, obtenção das matrizes de rigidez e massa, e cálculo do campo de deformação no dispositivo. O dispositivo foi dividido em seis trechos característicos, a corneta de sílica, a região de fibra, a região de *taper*, o trecho da FBG, a volta do *taper* e por fim, outro trecho de fibra até chegar ao suporte/amortecedor.

O diagrama de blocos da simulação do FEM é mostrado na figura 4.2.

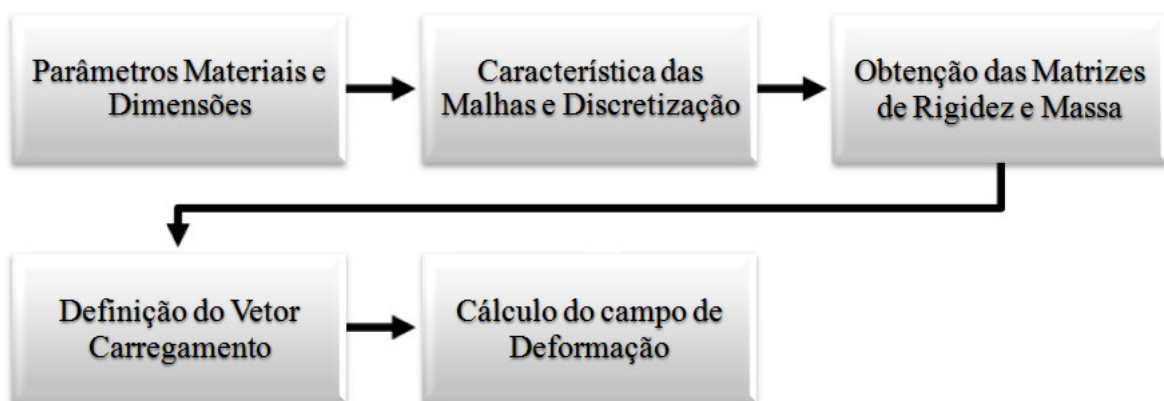


Fig. 4.2: Diagrama de blocos para o FEM

4.1.1 Parâmetros Materiais e Dimensões

O primeiro bloco do diagrama da figura 4.2, representa a inserção dos parâmetros materiais da fibra e as dimensões do dispositivo. Nesse bloco da simulação, modificam-se os parâmetros, para calcular o comportamento do dispositivo quando se varia as dimensões e suas propriedades materiais.

Valores de parâmetros materiais como módulo de Young (dado em N/m^2), ou módulo de elasticidade longitudinal e densidade de massa da sílica (dado em kg/m^3), elemento predominante no dispositivo, por se tratar de um dispositivo composto por sílica, são introduzidos na rotina neste bloco. A velocidade da onda acústica que se propaga na sílica, é calculada segundo a equação

$$c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (4.2)$$

As dimensões do dispositivo usadas como ponto inicial para a simulação foram baseadas nas referências (DELGADO-PINAR *et al*, 2005) e (LIU, RUSSELL e DONG, 1997) e são divididas em seis partes: corneta de sílica (3 mm de diâmetro na extremidade esquerda e 125 μm na extremidade direita e comprimento de 70 mm), fibra óptica (10 mm de comprimento e 125 μm de diâmetro), taper (transição de 125 μm para 100 μm em 12 mm), FBG (50 mm de comprimento e 100 μm de diâmetro), taper e fibra óptica, como mostra a figura 4.3. A partir desse projeto padrão, modificações são feitas e analisadas.

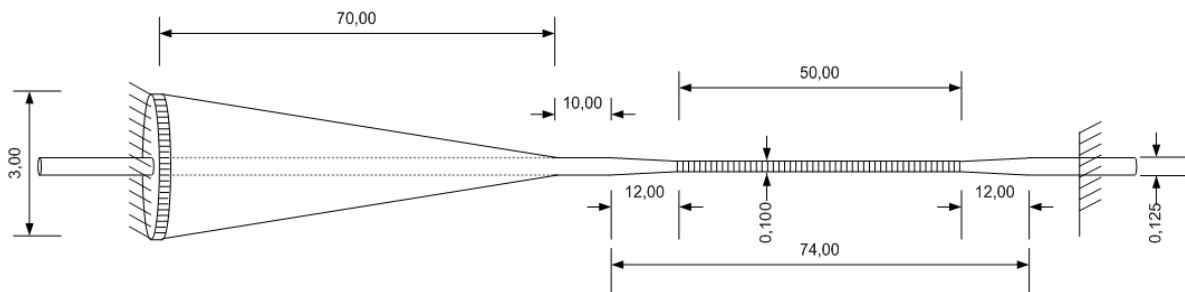


Fig. 4.3: Dimensões do BG-AOM, baseadas em DELGADO-PINAR *et al*, 2005 e LIU, RUSSELL e DONG, 1997.

4.1.2 Características das Malhas e Discretização

O próximo passo é determinar as propriedades das malhas, ou dos elementos finitos que serão usados para o cálculo. Para se ter uma boa aproximação, usa-se 16000 nós/m, ou 16 nós por mm. Cada ponto ao longo da estrutura corresponde a um nó (ver figura 3.2). A quantidade de nós na FBG depende do comprimento. Por exemplo, para a FBG de 50 mm, tem-se 800 elementos, o que é suficiente para encontrar um campo de deformação sem perder informações para frequências de até 5 MHz. Para altas frequências de excitação, o número de elementos tem de ser acrescido.

A discretização baseia-se em encontrar uma função que relacione a área e a coordenada z . Como a área muda em cada ponto, pois o diâmetro do dispositivo muda com z , deve-se ter uma função auxiliar simples para encontrar a equação das retas que compõe as seis seções do dispositivo.

Uma vez conhecidos os elementos, basta associar a cada um deles, uma coordenada nodal e sua respectiva propriedade material. A partir daí pode-se plotar o gráfico dos diâmetros das seções transversais. A figura 4.4 mostra a variação do diâmetro do dispositivo com relação ao seu comprimento. O tamanho total do dispositivo é 0,164 m, como pode ser verificado na figura 4.3. Em particular, a corneta de sílica possui um comprimento de 0,07 m, o taper faz uma transição de 125 μm para 100 μm , ao longo de 0,012 m. A FBG está localizada entre as linhas tracejadas. Este é o projeto inicial, e a partir dele variações serão feitas nas dimensões para verificar qual a influência de cada grandeza.

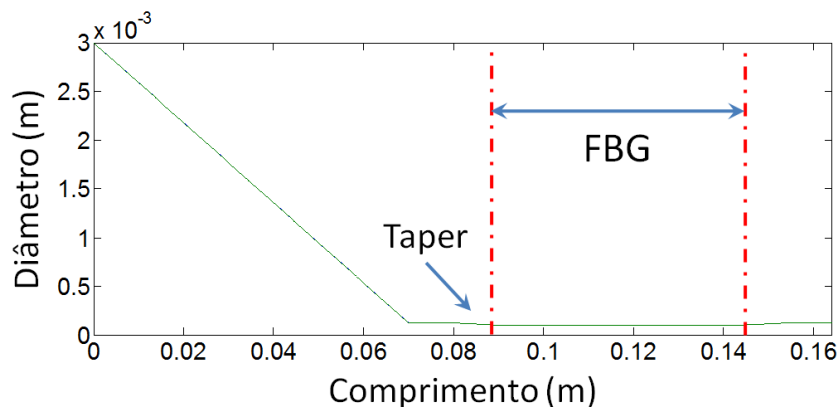


Fig. 4.4: Diâmetro do BG-AOM em função do comprimento. Cada ponto representa um nó, numa estrutura FEM 1-D.

4.1.3 Obtenção das Matrizes de Rigidez e Massa

Nesse bloco são obtidas as Matrizes de Rigidez \mathbf{K} e de Massa \mathbf{M} . Para cada elemento, relaciona-se uma constante de rigidez e uma massa, sempre partindo da definição das matrizes elementares. Pode-se listar esta rotina como a definição das propriedades de cada elemento.

- ✓ Comprimento total do elemento (m);
- ✓ Área média transversal do elemento (m^2);
- ✓ Módulo de Young do elemento (N/m^2);
- ✓ Densidade de massa do elemento (kg/m^3);
- ✓ Rigidez do elemento (N/m);
- ✓ Massa total do elemento (kg);
- ✓ Matriz de rigidez elementar do elemento;
- ✓ Matriz massa elementar do elemento;
- ✓ Superposição na matriz de rigidez global;
- ✓ Superposição na matriz de massa global.

Com isso, pode-se ter uma rotina para verificar a solução estática.

4.1.4 Definição do Vetor Carregamento

Neste bloco as propriedades da onda acústica são inseridas. Basicamente, são introduzidas duas grandezas, a força gerada pelo PZT (N) e a frequência (MHz).

A equação base neste bloco é a equação (3.19), que relaciona a força gerada pelo PZT como sendo uma componente de pré-carregamento somado a uma componente harmônica. A equação (3.19) é repetida aqui por conveniência.

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_{DC} + \mathbf{P}_0 \exp(j\omega t), \quad (4.3)$$

onde \mathbf{P}_{DC} é a componente de pré-carregamento, \mathbf{P}_0 é a amplitude da onda acústica e $\omega = 2\pi f$ é a frequência acústica. Para entender como o vetor carregamento atua, com suas componentes de pré-carregamento e o termo oscilante, considera-se a figura 4.5, onde a linha pontilhada representa \mathbf{P}_{DC} .

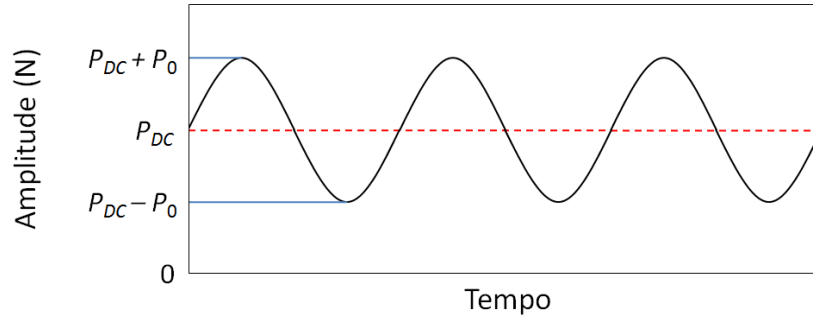


Fig. 4.5: Esquema do vetor de carregamento.

Definido o vetor carregamento, são aplicadas as condições de contorno de Dirichlet, onde são levadas em conta as propriedades do último nó (suporte).

4.1.5 Cálculo do campo de deformação

Para encontrar o campo de deformação na FBG, principal objetivo do método, a partir de todos os passos anteriores, o cálculo do deslocamento em cada nó é realizado tomando para isso o cálculo da matriz de rigidez dinâmica e a amplitude de resposta em cada grau de liberdade.

Com isso, obtém-se o deslocamento nodal, dado em (3.31) como:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_{DC} + \mathbf{u}_0. \quad (4.4)$$

Uma vez obtido o vetor deslocamento, deriva-se com relação à componente z e obtém-se o campo de deformação, $\boldsymbol{\varepsilon}^e$, como em (3.32):

$$\boldsymbol{\varepsilon}^e(z) = \left[\frac{du}{dz} \right]^e = \frac{u_2^e - u_1^e}{L^e}. \quad (4.5)$$

Como o interesse é o campo de deformação na FBG, apenas os valores de deformação para a região onde se encontra a FBG (região 4) são de interesse para o passo seguinte da simulação.

A figura 4.6 mostra o campo de deformação ao longo do dispositivo, quando a estrutura é excitada por uma onda acústica de 1 MHz com uma força $P_0 = 1 \text{ N}$ e pré-carregamento nulo ($P_{DC} = 0 \text{ N}$). O campo de deformação na FBG pode ser visto entre as linhas verticais tracejadas. O máximo

valor de deformação para essa configuração foi de $6,71 \times 10^{-5}$. Como se pode ver comparando a figura 4.4 e figura 4.6, realmente a função do *taper* é “amplificar” o campo de deformação na FBG, ou seja, aumentar o acoplamento da onda acústica na FBG.

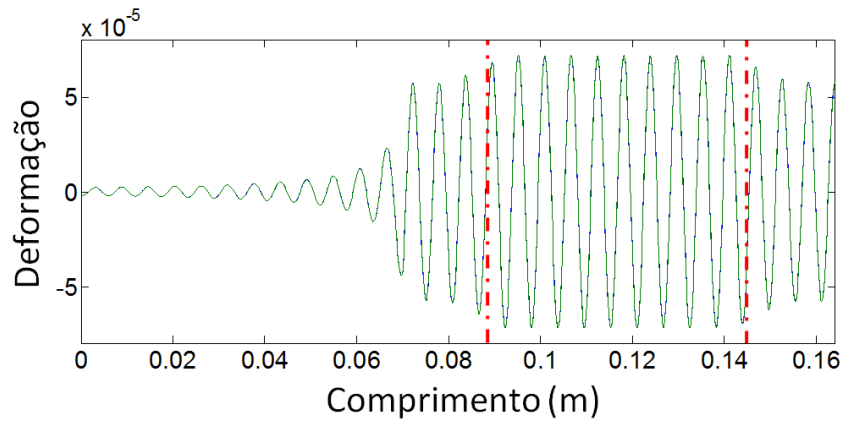


Fig. 4.6: Campo de deformação ao longo do BG-AOM quando excitado por uma onda acústica de frequência 1 MHz com $P_0 = 1 \text{ N}$ e $P_{DC} = 0$.

4.2 Simulação TMM

Após a obtenção do campo de deformação na FBG faz-se necessário simular o comportamento óptico do dispositivo. Os passos para execução da rotina de simulação são mostrados na figura 4.7.

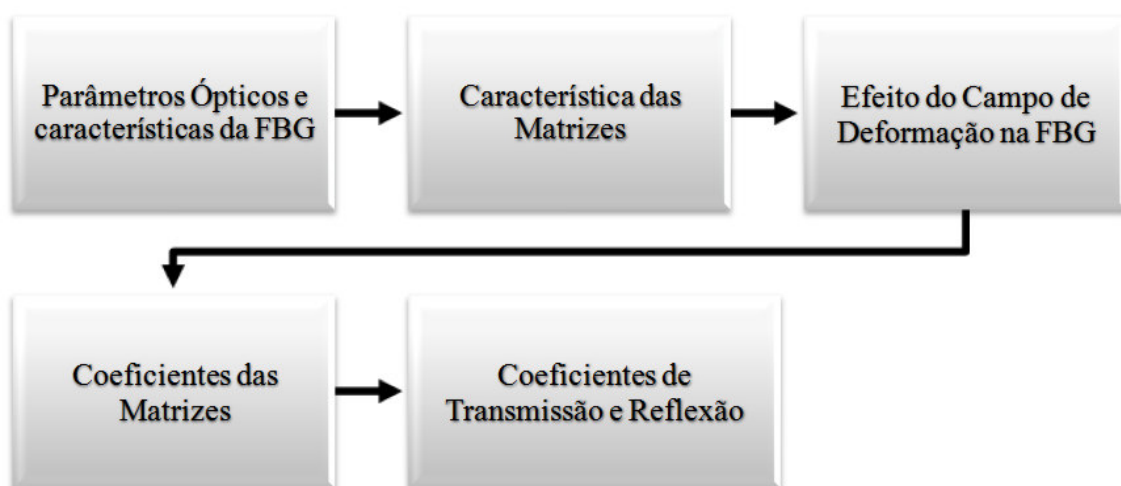


Fig. 4.7: Diagrama de blocos da simulação TMM.

4.2.1 Parâmetros Ópticos e características da FBG

Neste bloco são introduzidos à simulação os parâmetros ópticos da FBG, tais como índice efetivo (n_{eff}), assumido como sendo 1,456 (IFO_GRATING, 2001), período inicial da FBG $\Lambda_0 = 532,2437 \times 10^{-9} m$, encontrado usando a equação (2.1), para um comprimento de onda de projeto (λ_D) de 1550 nm e o índice de modulação da FBG, assumido 1×10^{-4} no trabalho. O comprimento da rede L deve ser relativamente grande para que a interação entre a onda acústica e os planos da rede possa acontecer (escolhido $L = 5 cm$, segundo DELGADO-PINAR *et al*, 2005). Todos esses parâmetros podem ser alterados na rotina.

Com isso, definem-se então os limites do comprimento de onda para o cálculo do espectro, geralmente, com λ_D como sendo o comprimento de onda central.

4.2.2 Característica das Matrizes

Definem-se então a característica das malhas, ou elementos que compõe a FBG. Para cada malha, está associada uma matriz de transferência (F_i). Neste bloco, definem-se quantos elementos serão considerados. Para isso, define-se o número de matrizes pelo coeficiente M , observando que

$$M \ll \frac{2n_{eff}L}{\lambda_D} = 9,3942 \times 10^4, \quad (4.6)$$

pois deve-se ter um número elevado de períodos em cada elemento, como explicado na seção 3.2.5.

O número de seções (M) é escolhido como sendo igual ao número de elementos considerados no FEM para a região da FBG. Para as características da rede citadas acima, tem-se $M = 800$ matrizes. Para uma rede de 5 cm, com 800 elementos, tem-se cada segmento $\Delta z = 6,25 \times 10^{-5} m$.

4.2.3 Efeito do Campo de Deformação na FBG

Neste bloco, usa-se a equação (4.1), que mostra a variação do comprimento de onda de projeto com relação ao elemento i , que varia de 1 a M . A inserção de uma onda acústica na FBG causa um efeito semelhante a um gorjeio na rede, então, para cada segmento calcula-se a variação do comprimento de onda de design, como em (3.56), onde o comprimento de onda de projeto varia com relação a z .

Parte-se de uma matriz identidade, e a partir daí, faz-se o produto sucessivo matriz por matriz. Para cada matriz, calculam-se os coeficientes de acoplamentos ac e dc , o termo ϑ , o coeficiente de auto-acoplamento e por fim o valor de γ_B , para então obter os componentes de cada matriz, como descrito na seção 3.2.

4.2.4 Coeficientes de Transmissão e Reflexão

Para obter o espectro resultante, analisa-se a matriz de transferência final, \mathbf{F}_B , onde os coeficientes de reflexão e de transmissão são definidos como

$$\zeta = \frac{F_{B_{21}}}{F_{B_{11}}} \quad (4.7)$$

e

$$\tau = \frac{1}{F_{B_{11}}}, \quad (4.8)$$

respectivamente.

Com as matrizes para cada segmento definidas, encontra-se o espectro de reflexão e transmissão.

A figura 4.8(a) mostra o resultado do espectro de reflexão calculado pelo TMM, sem que esteja excitado por onda acústica. A figura 4.8(b) mostra o espectro de reflexão de uma FBG com as mesmas propriedades, calculado usando o software IFO_Gratings, da Optiwave Corporation, afim

de comparação dos resultados. O espectro calculado pela rotina proposta e pelo software comercial apresenta resultados semelhantes.

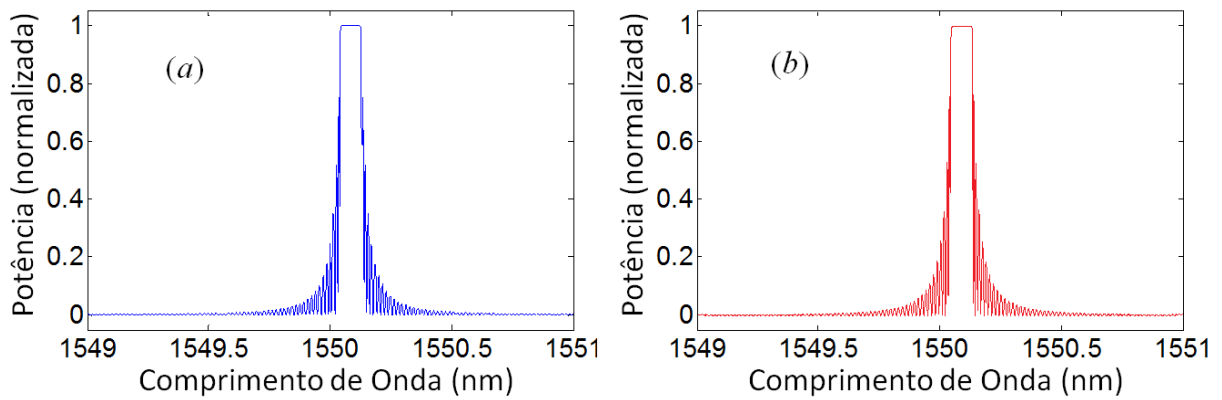


Fig. 4.8: Espectro de reflexão da FBG (a) calculado usando o algoritmo desse trabalho e (b) calculado pelo software IFO_Gratings, usando os mesmos parâmetros ópticos.

Os valores dos parâmetros ópticos usados nessa simulação são:

- ✓ Comprimento da rede: $L = 50 \text{ mm}$;
- ✓ Índice efetivo – $n_{eff} = 1,456$;
- ✓ Índice de modulação – $\Delta n_{eff} = 1 \times 10^{-4}$;
- ✓ Período da rede – $\Lambda = 532,2409 \text{ nm}$;
- ✓ Comprimento de onda de projeto – $\lambda_D = 1550 \text{ nm}$;
- ✓ Número de segmentos do TMM – $M = 800$.

A figura 4.9 mostra o espectro de reflexão de BG-AOM excitado por uma onda acústica de frequência 1 MHz , força $P_0 = 1 \text{ N}$ e $P_{DC} = 0 \text{ N}$. É usada a notação λ_{B1} , λ_{B2} e λ_{B3} para identificar os picos de reflexão.

A figura 4.10 mostra o espectro de transmissão calculado pelo TMM de um BG-AOM excitado por uma onda acústica de frequência $1,66 \text{ MHz}$, força $P_0 = 1,5 \text{ N}$ e $P_{DC} = 0 \text{ N}$.

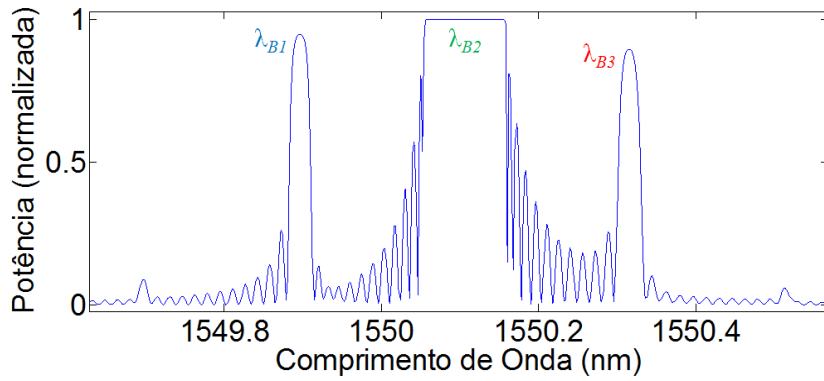


Fig. 4.9: Espectro de reflexão do BG-AOM quando excitado por uma onda acústica de 1 MHz, $P_0 = 1 N$ e $P_{DC} = 0$.

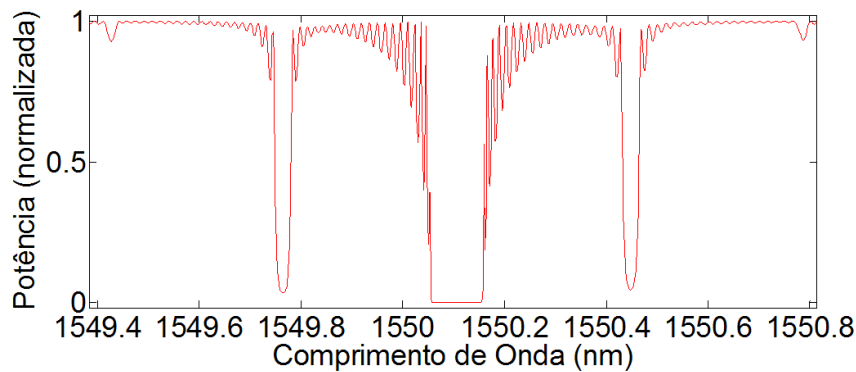


Fig. 4.10: Espectro de transmissão do BG-AOM quando excitado por uma onda acústica de 1,66 MHz, $P_0 = 1,5 N$ e $P_{DC} = 0 N$.

4.3 Variação da Frequência Acústica

Variando a frequência acústica de excitação, mantendo a força $P_0 = 1 N$ e P_{DC} nula (lembrando que quando $P_{DC} = 0$, o PZT trabalha no regime de compressão e tração, com a força P_0 variando de 1 a $-1 N$), pode-se verificar que os picos secundários da figura 4.9 (λ_{B1} e λ_{B3}) se distanciam. A figura 4.11 mostra a variação do espectro de um BG-AOM, quando é modificada a frequência, sem mudança na força. A figura 4.11(a) mostra o espectro da FBG quando não se tem excitação acústica, semelhante à figura 4.8, a figura 4.11(b) mostra a situação para uma frequência de excitação de 2 MHz e a figura 4.11(c) a situação para 4 MHz. Com isto, mostra-se a dependência do espectro com a frequência, que representa o aumento da largura de banda do BG-AOM, ou distanciamento dos canais em um sistema WDM usando FBG.

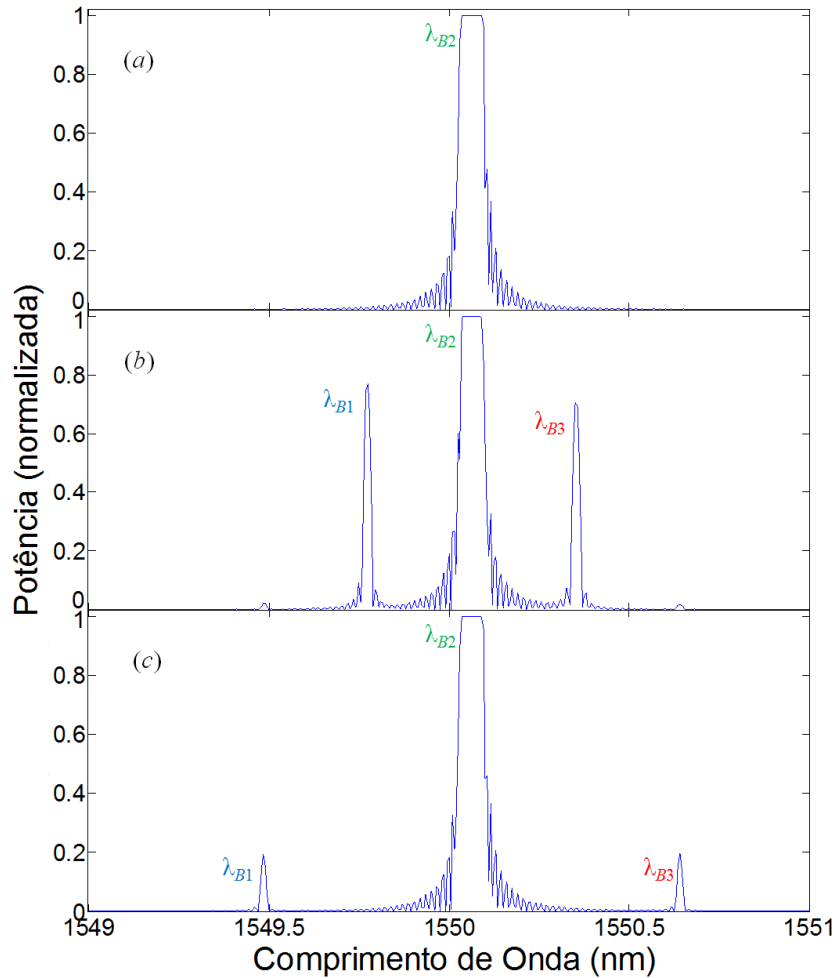


Fig. 4.11: Espectro de reflexão da FBG (a) sem excitação acústica e quando é excitada por uma onda acústica de força 1 N, com pré-carregamento nulo e com frequência (b) 2 MHz e (c) 4 MHz.

Com 2 MHz, figura 4.11(b), o espectro mostra picos de reflexão em $\lambda_{B1} = 1549,77 \text{ nm}$, $\lambda_{B2} = 1550,10 \text{ nm}$ e $\lambda_{B3} = 1550,35 \text{ nm}$, com uma largura de banda, ou a distância entre os picos secundários $\lambda_{B3} - \lambda_{B1} = \Delta\lambda = 0,58 \text{ nm}$. Com o aumento da frequência acústica, os picos laterais tendem a se separar, entretanto apresentam refletividades cada vez menores. Para uma frequência de 4 MHz, $\Delta\lambda = 1,16 \text{ nm}$, figura 4.11(c). O comprimento de onda central, $\lambda_{B2} = 1550,10 \text{ nm}$ permanece estacionário.

A figura 4.12 mostra a variação da largura de banda $\Delta\lambda$ com a frequência acústica. Os pontos apresentados na figura 4.12 são resultados experimentais encontrados em DELGADO-PINAR, *et al* 2006, e mostram uma concordância entre valores teóricos e experimentais. A relação entre a largura de banda ($\Delta\lambda$) e a frequência de excitação apresenta um comportamento linear. O valor máximo para $\Delta\lambda$ encontrado nas simulações foi de 1,45 nm, para uma frequência de 5 MHz. Para

freqüências maiores, precisaria de um número maior de elementos e conseqüentemente, um maior esforço computacional. Na literatura, existem relatos experimentais de freqüências de até 20 MHz, mantendo ainda o comportamento linear (LIU, RUSSEL e DONG, 1998). A equação que descreve essa relação linear é

$$\Delta\lambda_B = 0,29F, \quad (4.9)$$

com uma taxa de 0,29 nm/MHz.

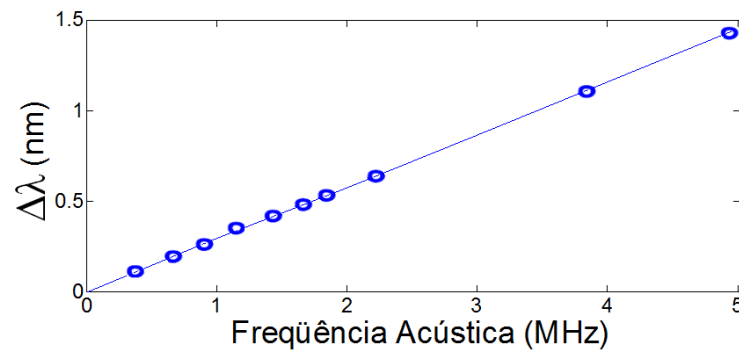


Fig. 4.12: Relação linear entre a largura de banda $\Delta\lambda$ e a freqüência acústica

DELGADO-PINAR, *et al*, 2006, mostra um gráfico semelhante ao resultado apresentado na figura 4.11, como pode ser visto na figura 4.13. A figura 4.13 mostra espectros de reflexão de um BG-AOM excitado por freqüências de (a) 1, (b) 2,66 e (c) 5.5 MHz, e voltagens no PZT de 4, 13 e 38 V respectivamente (do topo para a base). A diferença de tensões usadas para as diferentes freqüências é aplicada para aumentar a reflexão dos lóbulos laterais. A figura 4.13(d) mostra o espectro obtido pela simulação com $\lambda_D = 1543,2$ nm, freqüência acústica = 1 MHz e $P_0 = 1$ N e a figura 4.13(e) mostra a superposição dos espectros das figuras 4.13(a) e (d).

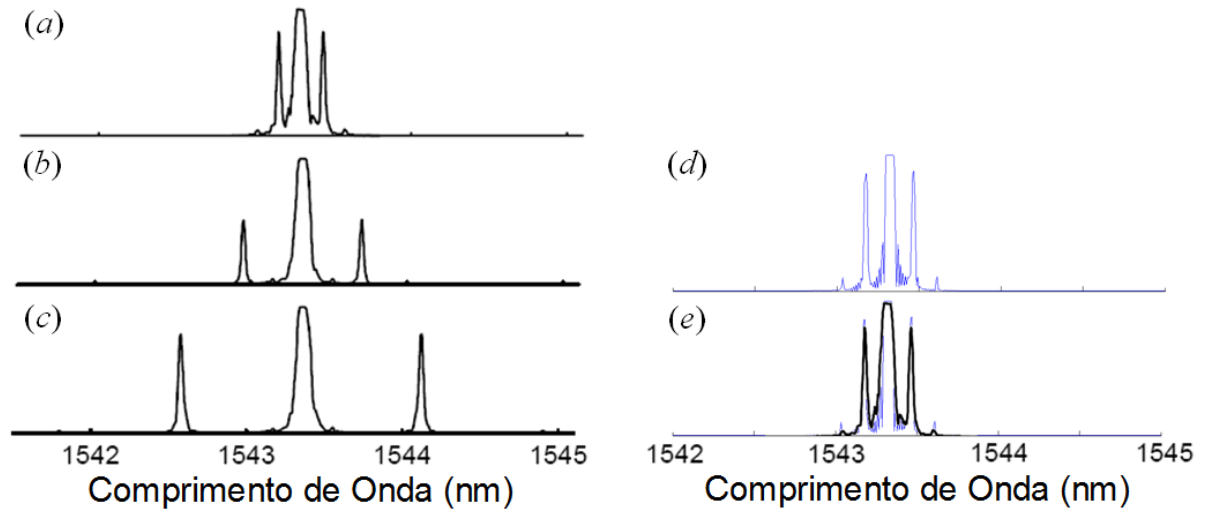


Fig. 4.13: Espectro de reflexão para frequência acústica (a) 1 MHz, (b) 2,66 MHz e (c) 5,5 MHz, com voltagens no PZT de 4, 13 e 38 V respectivamente (DELGADO-PINAR, *et al*, 2006). (d) Espectro obtido pela simulação com $\lambda_D = 1543,2 \text{ nm}$, frequência acústica = 1 MHz e $P_0 = 1 \text{ N}$ e (e) superposição dos espectros (a) e (d)

4.4 Variação da Força

Quando a frequência de excitação é mantida constante, em 1 MHz, varia-se a força aplicada pelo PZT e muda-se a componente de pré-carregamento, tem-se a obtenção de espectros diferenciados. São apresentadas simulações onde apenas tensões de pré-carregamento positivas são aplicadas ao PZT. Como se pode perceber pelo esquema da figura 2.1, tensões positivas aplicadas ao PZT transferem deformações negativas na FBG, causando a compressão da mesma. Com isso, além de se ter a função harmônica da onda acústica, tem-se uma componente de compressão da rede de Bragg, que causa um deslocamento para a esquerda do espectro de reflexão.

A figura 4.14(a) apresenta o comportamento do espectro de reflexão da FBG quando é aplicada uma tensão no PZT de $P_0 = 2,5 \text{ N}$, e $P_{DC} = 0 \text{ N}$. Comparando com a figura 4.9, observa-se o surgimento de vários lóbulos laterais, devido a amplificação dos lóbulos já existentes, mas, com reflexão baixa. O pico central permanece estacionário em $1550,10 \text{ nm}$. A figura 4.14(b) mostra a situação onde $P_0 = P_{DC} = 2,5 \text{ N}$. A diferença para o caso anterior é que agora, tem-se uma componente de pré-carregamento de $2,5 \text{ N}$, fazendo com que o espectro seja deslocado pela compressão da FBG, como se observa pela linha tracejada.

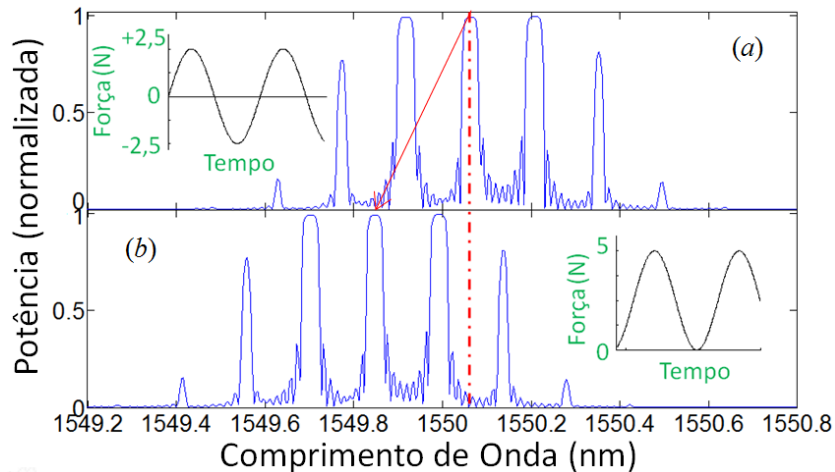


Fig. 4.14: Espectro de reflexão da FBG quando a mesma é excitada por uma onda acústica de 1 MHz com (a) $P_0 = 2,5\text{ N}$ e $P_{DC} = 0\text{ N}$ e (b) $P_0 = P_{DC} = 2,5\text{ N}$. O pico de deformação máxima para o caso (a) foi $\epsilon = 1,7924 \times 10^{-4}$.

Um resultado interessante é o estreitamento do pico de reflexão central da figura 4.9 com relação aos picos laterais. Esse fenômeno está ligado à predominância das “redes” formadas pela onda acústica, como esquematizado na figura 2.6(b). Esse resultado pode ser comprovado experimentalmente através de DELGADO-PINAR, *et al* (2006), como é mostrado na figura 4.15. Nesse caso, a frequência é mantida constante em $1,017\text{ MHz}$.

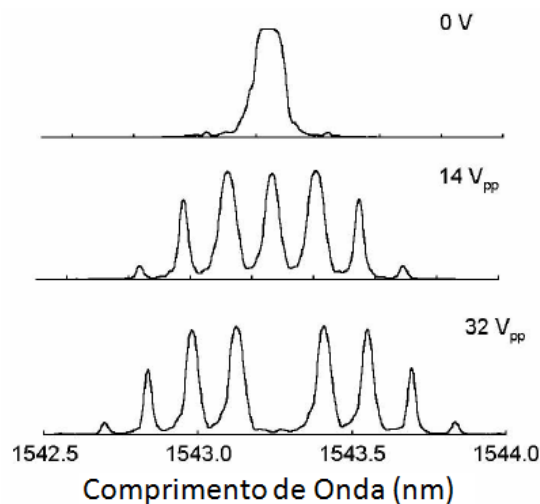


Fig. 4.15: Espectro de reflexão para três diferentes voltagens do sinal acústico gerado pelo PZT, 0, 14 e 32 V_{pp} (DELGADO-PINAR, *et al*, 2006).

A figura 4.16(a) mostra o espectro de reflexão quando P_0 e P_{DC} são 4 N e 0 N , respectivamente e frequência 1 MHz . Um maior número de bandas laterais aparece, mas o interessante, neste caso, é que o pico central é extremamente atenuado, o que não aconteceu nos casos anteriores, onde o pico

central permanecia estático. Novamente, o resultado é análogo ao apresentado no terceiro espectro da figura 4.15. Com isso, pode-se ter um controlador de refletividade da FBG usando onda acústica, sendo modulada pela força aplicada pelo PZT (DELGADO-PINAR *et al*, 2006). A figura 4.16(b) mostra o espectro de reflexão do BG-AOM quando $P_0 = P_{DC} = 4 N$, com frequência 1 MHz. Com a componente de pré-carregamento, o espectro da figura 4.16(a) é deslocado para a esquerda.

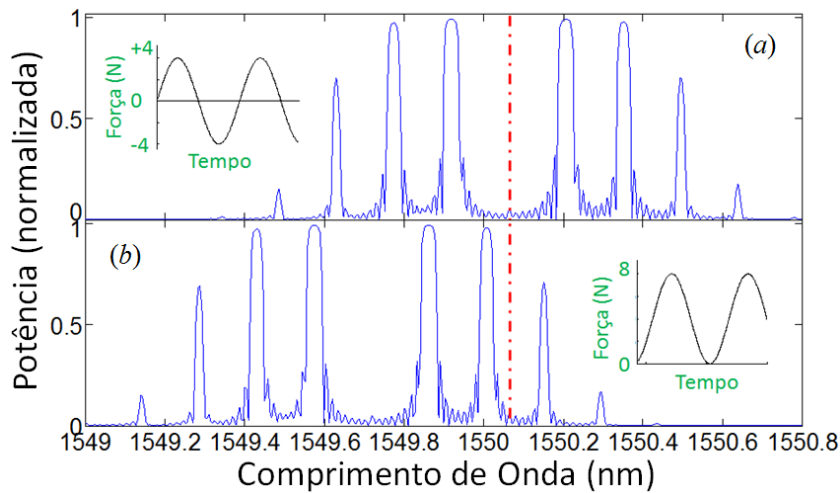


Fig. 4.16: Espectro de reflexão da FBG, excitada por uma onda acústica de 1 MHz com (a) $P_0 = 4 N$ e $P_{DC} = 0 N$ e (b) $P_0 = P_{DC} = 4 N$. O pico de deformação máximo para o caso (a) foi $\varepsilon = 2,8678 \times 10^{-4}$ e para o caso (b) o dobro.

Muitos PZTs não possuem a capacidade de gerar altas forças de compressão, então, para conseguir um alto pico de deformação, modificações no projeto da estrutura da figura 2.1 devem ser feitas. Em (DIMMICK *et al*, 2000) o diâmetro da FBG, ou o *taper* usado é de $6,8 \mu m$ e altas forças geradas pelo PZT podem causar flambagem na estrutura ou até mesmo sua quebra, gerando tensão suficiente para provocar a ruptura da sílica. Em (MOHAMMAD *et al*, 2004), usa-se aparatos adicionais para superar essa limitação, corrigindo a flambagem das FBGs.

4.5 Variação nas Dimensões

Variando a dimensão dos componentes do BG-AOM, tais como a corneta de sílica, o *taper* e o comprimento da FBG, podem-se obter resultados diferentes, pois a onda acústica na FBG será alterada.

4.5.1 Corneta de sílica

Mantendo uma força constante $P_0 = 1\text{ N}$, com a componente de pré-carregamento nula ($P_{DC} = 0\text{ N}$), uma frequência de 1 MHz e o comprimento total do dispositivo invariável, mudanças na dimensão da corneta de sílica e do *taper* modificam o campo de deformação na FBG, podendo ser usadas como um adaptador e/ou corretor de limitações do PZT.

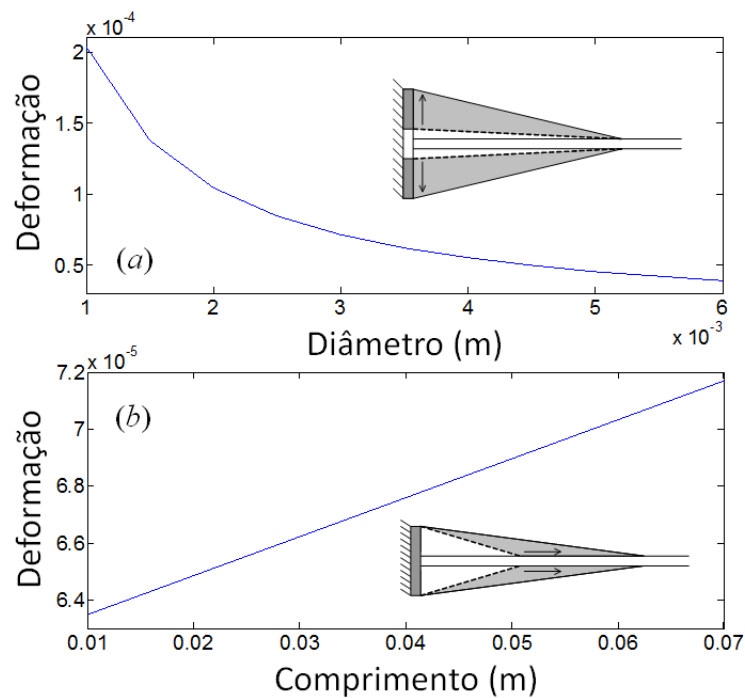


Fig. 4.17: Dependência do pico de deformação com relação ao (a) diâmetro da corneta de sílica e (b) comprimento da corneta de sílica.

A figura 4.17 mostra a variação da amplitude de deformação como função do diâmetro e comprimento da corneta. A figura 4.17(a) mostra a variação do pico de deformação na FBG com o diâmetro inicial da corneta de sílica, apresentando um comportamento exponencial. Os resultados mostram que, quanto menor o diâmetro da corneta, maior será o pico de deformação na FBG e menor precisa ser a força aplicada pelo PZT. A figura 4.17(b) mostra a variação do pico de deformação com relação ao comprimento da corneta, mantendo o diâmetro da extremidade maior constante e igual a 3 mm , mostrando uma dependência quadrática entre as grandezas. Modificando o diâmetro da corneta, verifica-se uma maior dependência da deformação máxima, em comparação com o comprimento da mesma.

Analisando o valor da deformação máxima, quando se aplica $2,5\text{ N}$ à estrutura da figura 2.1, tem-se uma deformação máxima de $1,7924 \times 10^{-4}$. Esse mesmo valor pode ser obtido aplicando-se $1,714\text{ N}$ à estrutura com o diâmetro da corneta de sílica fixa em 2 mm ($\epsilon_{max} = 1,7929 \times 10^{-4}$).

4.5.2 Taper

Como descrito na metodologia, o *taper* é usado para aumentar a interação acusto-óptica. A figura 4.18 mostra a dependência do pico de deformação na FBG e o diâmetro da FBG, ou seja, o *taper*. A relação entre o *taper* e a máxima deformação apresenta um comportamento exponencial.

Para se ter uma melhor noção de como varia a deformação com a força, a figura 4.19 mostra a dependência da deformação com a força aplicada à estrutura com as mesmas dimensões do dispositivo mostrado na figura 4.3. Obviamente, o comportamento é linear, e mostra que quanto maior a força, maior a deformação da FBG.

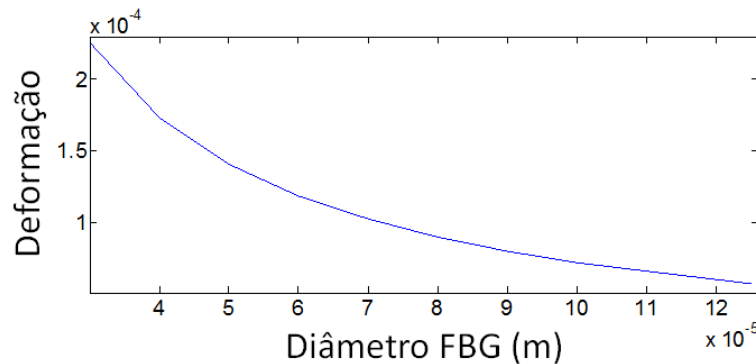


Fig. 4.18: Máxima deformação na FBG em função do taper. O pico de deformação varia exponencialmente com o diâmetro da FBG.

A presença do *taper* pode alterar as características ópticas da FBG, tal como o índice de refração efetivo do núcleo (n_{eff}), pois com o decréscimo do seu diâmetro, o núcleo já não considera a casca como infinita e o diâmetro da mesma têm de ser levado em conta. Para o diâmetro padrão da FBG usada no trabalho com a presença do *taper* ($100\ \mu\text{m}$), a mudança no índice efetivo não é significativa. Entretanto, deve ser considerada a variação do índice efetivo no cálculo do TMM para diâmetros abaixo de $100\ \mu\text{m}$.

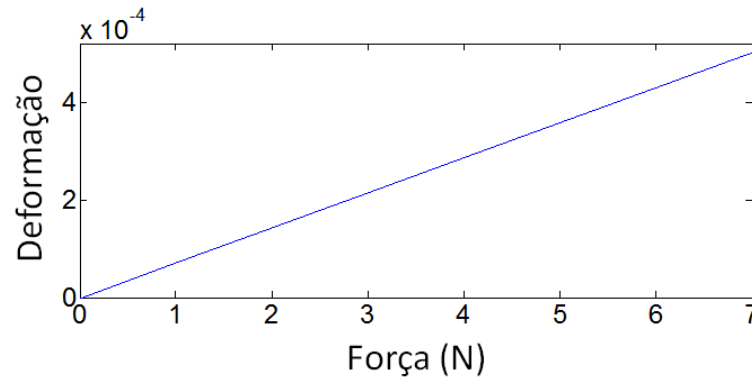


Fig. 4.19: Relação entre a deformação máxima e a força aplicada pelo PZT na estrutura com as dimensões da figura 4.3.

4.5.3 Comprimento da FBG

O comprimento da FBG é um parâmetro importante, para se ter a interação acusto-óptica. O chamado comprimento de interação (DELGADO-PINAR *et al*, 2006), é necessário para que ocorra a modulação dos planos da rede. Na literatura, as quais são usadas como base para as dimensões do dispositivo, o comprimento de interação usado é de 50 *mm*. Se a rede for pequena, a formação das zonas de compressão e tração não é suficiente para que exista uma alta refletividade dos picos laterais (λ_{B1} e λ_{B3}), da figura 4.9. A figura 4.20 mostra a relação entre a refletividade do pico λ_{B1} e o comprimento da FBG para um dispositivo sem *taper*. Como se pode perceber, a refletividade cresce exponencialmente com o comprimento da FBG. Com isso, o tamanho usado para as simulações (50 *mm*) pode ser aumentado, para que tenha uma maior refletividade dos picos laterais. Para uma rede de 100 *mm*, a refletividade do pico λ_{B1} é 100%. Com uma FBG maior, os picos mais externos, presentes nas redes excitadas por uma maior potência acústica, como na figura 4.14, começam a ter uma maior refletividade. O comprimento da FBG pode ser usado como um compensador das limitações do PZT.

Com essas informações, pode-se mudar o projeto do BG-AOM até obter a deformação ideal, ou seja, ajustar as dimensões da corneta de sílica, do *taper* e FBG, até mesmo o comprimento do dispositivo, para suprir as limitações do PZT.

Um dado importante é que a presença do *taper* não modifica a largura de banda do espectro, ou seja, com ou sem *taper*, os resultados apresentados no gráfico da figura 4.12 não mudam,

mostrando a independência de $\Delta\lambda$ com o *taper*.

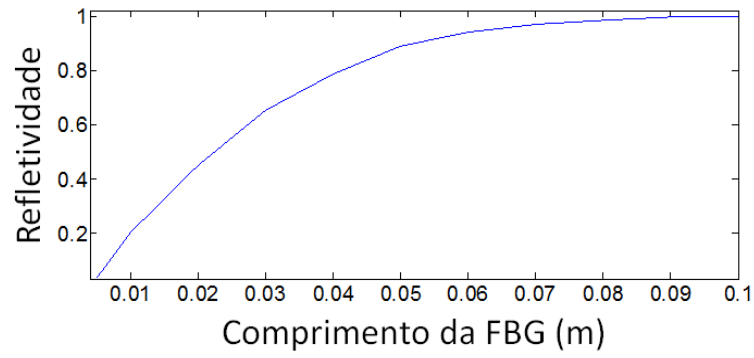


Fig. 4.20: Variação da refletividade do pico lateral λ_{B1} em função do comprimento da FBG.

5. Conclusão

5.1 Conclusões Gerais

A incidência de uma onda acústica no interior da FBG, gerando uma onda acústica estacionária, modifica o espectro de reflexão gerando lóbulos laterais, que podem ser usados como canais WDM para transmissão de dados, roteadores, geradores de pulsos curtos em lasers e chaves BG-AOM.

A aproximação apresentada mostra que os dois métodos usados são complementares para encontrar o espectro de reflexão, usando FEM para analisar o comportamento mecânico e TMM para analisar o comportamento óptico. Nesta configuração particular de BG-AOM, os resultados concordaram com a literatura, como por exemplo, (DELGADO-PINAR *et al*, 2005), (DELGADO-PINAR *et al*, 2006) e (LIU, RUSSELL e DONG, 1997), onde são apresentados resultados experimentais para o dispositivo e (MINARDO *et al*, 2005) e (RUSSEL e LIU, 2000), que apresentam métodos para simular o comportamento de um dispositivo semelhante ao usado neste trabalho.

5.2 Os Métodos

O Método dos Elementos Finitos se mostrou uma ferramenta muito útil para a simulação de estruturas mecânicas.

A junção dos dois métodos permite a análise completa do dispositivo BG-AOM, considerando todos os elementos da estrutura fotônica. O FEM é responsável pelas variáveis mecânicas (corneta

de sílica, *taper*, comprimento da FBG), enquanto que o TMM é responsável pelas mudanças nos parâmetros ópticos (período da FBG, índice de modulação, constante fotoelástica efetiva).

Outros métodos podem ser usados para verificar o comportamento mecânico, como o Método dos Modos Assumidos (MEIROVITCH, 1986; BANERJEE e BHASKAR, 2007), porém, sua formulação ainda não está totalmente entendida devido a sua complexidade e por isso necessita de um maior esforço computacional.

5.3 Considerações Finais

O fato de poder simular a estrutura antes de construí-la é a mais importante aplicação dessa aproximação. Com as características desejadas, pode-se usar o algoritmo proposto para projetar o dispositivo mais otimizado, respeitando as limitações dos componentes, tais como o PZT, levando em conta parâmetros como compressão e tração máximas, força, deslocamento, tensão, *etc.* Essas limitações podem ser compensadas com modificações no projeto do BG-AOM.

Toda a simulação foi realizada usando o *software* MATLAB[®] da MathWorks, Inc. que mostrou-se uma ferramenta muito útil, pois retorna resultados precisos e com alta acurácia. O equipamento usado para a simulação foi um computador com processador Intel[®] Core™ 2 de 1,73 GHz, com 2 GB de memória. O tempo de simulação foi de 2 a 3 minutos para cada algoritmo (FEM e TMM).

5.4 Trabalhos Futuros

Os códigos foram construídos usando uma rotina para cada método. Um trabalho futuro seria a otimização dos algoritmos, com o desenvolvimento de uma interface inteligente, podendo ser comercializado. A simulação TMM feita em MATLAB[®] retorna os mesmos resultados de programas comerciais como o IFO_Gratings da Optiwave Corporation, como comparado na figura 4.8, com a vantagem de poder ser mais simples se colocado em uma interface amigável.

Outros resultados podem ser obtidos modificando o algoritmo do FEM, como por exemplo, para se substituir o engastamento da estrutura por um amortecedor ou absorvedor de vibração. Isto permite simular o comportamento do dispositivo quando se tem um transiente de frequência,

medindo a velocidade de sintonização do BG-AOM. Esse procedimento se torna complexo mecanicamente, pois precisa de muitos modos para o cálculo e malhas mais finas, exigindo um maior esforço computacional. Além disso, deve-se ter o valor do amortecimento estrutural da sílica, cujo valor deve ser obtido experimentalmente, pois a literatura não traz resultados exatos dessa grandeza. Ainda desenvolvendo a metodologia usada para simular o comportamento mecânico, podem-se encontrar as frequências de vibração naturais, ou frequências de ressonância do dispositivo, para isso, cálculos serão feitos para retornar esses valores e então, com isso, obter o comportamento do espectro quando o mesmo opera nessas frequências. Esses resultados serão interessantes, pois o ganho de deformação será máximo.

Toda a metodologia proposta nesse trabalho pode ser aplicada a outros tipos de redes, como redes de período longo e redes em fibras microestruturadas. Como citado na introdução do trabalho, modulação acusto-óptica aplicada à fibras microestruturadas ainda esta em fase de estudo. Até mesmo as redes em fibras microestruturadas ainda estão em desenvolvimento. Simular esse tipo de estrutura é uma pesquisa promissora.

O mais importante trabalho futuro é validar experimentalmente o trabalho, através da construção de um BG-AOM, e aplicá-lo na construção de um dispositivo para aplicação em comunicações ópticas usando WDM.

Publicações

OLIVEIRA, R. A., NEVES JR, P. T., POHL, A. A. P. e PEREIRA, J. T. “Spectrum Behavior of a BG-AOM under Variation of Design and Driving Parameters,” 2007 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave & Optoelectronics Conference, Salvador, Brazil - *Proceedings of IMOC 2007*, Chennai: Research Publishing Services, p. 716 – 719, 2007.

OLIVEIRA, R. A., NEVES JR, P. T., POHL, A. A. P. e PEREIRA, J. T. “Design of a BG-AOM based on the Combined Finite Elements and Transfer Matrix Method,” 7th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO / Pacific Rim 2007), Seoul, Korea – *Proceedings of CLEO Pacific Rim 2007*, p. 820 – 821, 2007.

POHL, A. A. P., P. T. NEVES JR., OLIVEIRA R. A., STEVENSON, M., GROOTHOFF, N. e CANNING, J. “Technique for Estimating the Tuning Speed of Fiber Bragg Gratings,” *aceito para apresentação na International Conference on Fiber Sensors (OFS-19)*, Perth, Austrália, Abril 2008.

Referências Bibliográficas

BALL, G. A., MOREY, W. W. “Continuously tunable single-mode erbium fiber laser,” *Optics Letters*, 17 (6), p. 420 – 422, 1992.

BANERJEE, S., BHASKAR, A. “The use and limitations of continuum modes for response calculations of cellular structures,” *Journal of Sound and Vibration*, 302, p. 457 – 470, 2007.

BERTHOLDS, A., DÄNDLIKER, R. “Determination of the individual strain-optic coefficients in single-mode optical fibres,” *Journal of Lightwave Technology*, 6 (1), p. 17 – 20, 1988.

BETZ, D. C., THURSBY, G., CULSHAW, B., STASZEWSKI, W. J. “Acousto-ultrasonic sensing using fiber Bragg gratings,” *Smart Materials and Structures*, 12, p. 122 – 128, 2003.

BORELLI, N., MILLER, R. “Determination of the individual strain-optic coefficients of glass by an ultrasonic technique,” *Applied Optics*, 7, p. 745 – 750, 1968.

BORN, M., WOLF, E. “Principles of Optics,” *Pergamon Press*, Oxford, England, 6^o Ed., cap. 12, p. 593, 1980.

BRAD, M. B., WEIS, R. S. “Longitudinal vibrations of a silica fiber segment characterized using a fiber Bragg grating,” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 45 (5), p. 1100 – 1104, 1998.

BRILLOUIN, L. “Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène, influence de l’agitation thermique,” *Annales de Physique*, 17 (88), p. 88 – 122, 1922.

CARVALHO, J. P., FRAZÃO, O., ROMERO, R., MARQUES, M. B., SALGADO, H. M. “Técnicas e arquiteturas de comutação totalmente óptica em redes de multiplexagem densa por comprimento de onda,” *Anais do JETC 2005*, Porto, Portugal, 2005.

CLOUGH, R. W. “The finite element method in plane stress analysis,” *Conference on Electronic Computation*, Pittsburgh, 2° ed, 1960.

COOK, R. D., MALKUS, D. S., PLESHA, M. E., WITT, R. J. “Concepts and applications of finite element analysis,” *John Wiley & Sons, Inc.* 4° Ed. United States of America, 2002.

DEBYE, P., SEARS, F. W. “On the scattering of light by supersonic waves,” *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 18 (409), p. 409 – 414, 1932.

DELGADO-PINAR, M., MORA, J., DÍEZ, A., CRUZ, J. L., ANDRÉS, M. V. “Wavelength-switchable fiber laser using acoustic waves,” *IEEE Photonics Technology Letters*, 17 (3), p. 552 – 554, 2005.

DELGADO-PINAR, M., ZALVIDEA, D., DÍEZ, A., PÉREZ-MILLÁN, P., ANDRÉS, M. V. “Q-switching of an all-fiber laser by acousto-optic modulation of a fiber Bragg grating,” *Optics Express*, 14 (3), p. 1106 – 1112, 2006.

DIEZ, A., BIRKS, T. A., REEVES, W. H., MANGAN, B. J., RUSSELL, P. ST. J. “Excitation of cladding modes in photonic crystal fibers by flexural acoustic waves,” *Optics Letters*, 25 (20), p. 1499 – 1501, 2000.

DIMMICK, T.E., KAKARANTZAS, G., BIRKS, T.A., RUSSELL, P. ST. J. “Narrow-band acousto-optic tunable filter fabricated from highly uniform tapered optical fiber,” *Optical Fiber Communication Conference*, 4, p. 25 – 27, 2000.

EGGLETON, B. J., ROGERS, J. A., WESTBROOK, P. S., STRASSER, T. A. “Electrically tunable efficient dispersion compensation fiber Bragg grating device,” *IEEE Photonics Technology Letters*, 11, p. 854 – 856, 1999.

ERDOGAN, T. “Fiber grating spectra,” *Journal of lightwave technology*, 15 (8), p. 1277 – 1294, 1997.

ERDOGAN, T., MIZRAHI, V., LEMAIRE, P. J., MONROE, D. “Decay of ultraviolet-induced fiber Bragg gratings,” *Journal of Applied Physics*, 76 (1), p. 73, 1994.

FERMANN, M. E., SUGDEN, K., BENNION, I. “High-power soliton fiber laser based on pulse width control with chirped fiber Bragg gratings,” *Optics Letters*, 20, p. 172 – 174, 1995.

FRAZÃO, O., CARVALHO, J. P., FERREIRA, L. A., ARAÚJO, F. M., SANTOS, J. L. “Discrimination of strain and temperature using Bragg gratings in microstructured and standard optical fibres,” *Measurement Science and Technology*, 16, p. 2109 – 2113, 2005.

GIRUTS, E. L., KOPYLOV, S. M. “Emission spectra of dye lasers which use acoustooptic tuning” *Journal of Applied Spectroscopy*, 54 (5), p. 454 – 458, 1991.

GOH, C., SET, S., KIKUCHI, K., MOKHTAR, M., BUTLER, S., IBSEN, M. “Greater than 90nm continuously wavelength-tunable fibre Bragg gratings,” *Optical Fiber Communications Conference*, 2, p. 643 – 644, 2003.

GOTTLIEB, M. S., MELAMED, N. T., GOODELL, J. B. “Rapid spectral analysis using acousto-optical devices,” *Proceedings of SPIE*, 1704, p. 168 – 179, 1992.

GOTTLIEB, M., IRELAND, C. L. M., LEY, J. M. “Electro-optic and acousto-optic scanning and deflection,” *Marcel Dekker, Inc.* New York, 1983.

GROBNIC, D. SMELSER, C. W. MIHAILOV, S. J. E WALKER, R. B. “Long-term thermal stability tests at 1000 °C of silica fibre Bragg gratings made with ultrafast laser radiation,” *Measurement Science and Technology*, 17, p. 1009 – 1013, 2006.

GROOTHOFF, N., CANNING, J. “Enhanced type IIA gratings for high-temperature operation,” *Optics Letters*, 29 (20), p. 2360 – 2362, 2004.

GROOTHOFF, N., CANNING, J., BUCKLEY, E., LYTTIKAINEN, K., ZAGARI, J. “Bragg gratings in air-silica structured fibers,” *Optics Letters*, 28 (4), p. 233 – 235, 2003.

HILL, K. O., FUJI, Y., JOHNSON, D. C., KAWASAKI, B. S. “Photosensitivity in optical waveguides: Application to reflection filter fabrication,” *Applied Physics Letters*, 32 (10), p. 647, 1978.

HILL, K. O., MALO, B. BILODEAL, F., JOHNSON, D. C. "Photosensitivity in Optical Fibers," *Annul Review of Materials Science*, 23, p. 125 – 157, 1993.

HILL, K., MELTZ, G. "Fiber Bragg grating technology: fundamentals and overview," *Journal of Lightwave Technology*, 15 (8), p. 1263 – 1276, 1997.

HOCKER, G. B. "Fiber-optic sensing of pressure and temperature," *Applied Optics*, 18, p. 1445 – 1448, 1979.

HUGHES, T. J. R. "The finite element method – Linear static and dynamic finite element analysis," *Englewood Cliffs, NJ, Prentice-Hall*, 1987.

HUTTON, D. V. "Fundamentals of finite element analisis," *McGraw-Hill Companies*, New York, 2004.

IFO_GRATING, "Reference manual," *Optiwave Corporation*, Ottawa, Canada, 2001.

IOCCO, A., LIMBERGER, H. G., SALATHÉ, R. P. "Bragg grating fast tunable filter," *Electronics Letters*, 33 (25), p. 2147, 1997.

IOCCO, A., LIMBERGER, H. G., SALATHÉ, R. P., EVERALL, L. A., CHISHOLM, K. E., WILLIAMS, J. A. R., BENNION, I. "Bragg grating fast tunable filter for wavelength division multiplexing," *Journal of Lightwave Technology*, 17 (7), p. 1217 – 1221, 1999.

JAFFE, H. "Piezoelectric ceramics," *Journal of the American Ceramic Society*, 41 (11), p. 494 – 498, 1958.

JEWART, C., CHEN, K. P., MCMILLEN, B., BAILS, M. M., LEVITAN, S. P. "Sensitivity enhancement of fiber Bragg gratings to transverse stress by using microstructural Fibers," *Optics Letters*, 31 (15), p. 2260 – 2262, 2006.

JIANG, Y., BI, Z., ROBERTSSON, L., MA, L. S. "A collinear self-referencing set-up for control of the carrier-envelope offset frequency in Ti: sapphire femtosecond laser frequency combs," *Metrologia*, 42, p. 304 – 307, 2005.

KASHYAP, R. "Fiber Bragg Gratings," *Academic Press*, United Kingdom, 1999.

KIM, B. Y., BLAKE, J. N., ENGAN, H. E., SHAW, H. J. "All-fiber acousto-optic frequency shifter," *Optics Letters*, 11 (6), p. 389 – 391, 1986.

KOGELNICK, H. "Filter response of nonuniform almost periodic structures," *Bell System Technical Journal*, 55, p. 109, 1976.

KOGELNIK, H. "Theory of optical waveguides," in *Guided-Wave Optoelectronics*, T. Tamir, New York: Springer-Verlag, 1990.

LEE, Y. S., SUNG, J. H., NAM, C. H., YU, T. J., HONG, K. H. "Novel method for carrier-envelope-phase stabilization of femtosecond laser pulses," *Optics Express*, 13 (8), p. 2969 – 2976, 2005.

LIM, J. H., LEE, K. S., KIM, J. C., LEE, B. H. "Tunable fiber gratings fabricated in photonic crystal fiber by use of mechanical pressure," *Optics Letters*, 29 (4), p. 331 – 333, 2004.

LIMA, N. M., NOGUEIRA, R. N., SILVA, J. C. C., TEIXEIRA, A. L. J., ANDRÉ, P. S. B., ROCHA, J. R. F., KALINOWSKI, H. J., PINTO, J. L. "Abnormal growth mechanism of fiber Bragg gratings in high-Germanium-doped fibers," *Proceedings of SPIE*, 5825, p. 310 – 315, 2005.

LIMBERGER, H. G., KY, N. H., CONSTANTINI, D. M., SALATHÉ, R. P., MULLER, C. A. P., FOX, G. R. "Efficient miniature tunable filter based on intracore Bragg grating and electrically resistive coating," *IEEE Photonics Technology Letters*, 10, p. 361 – 363, 1998.

LIU, W. F., RUSSELL, P. ST. J., DONG, L. "Acousto-optic superlattice modulation using a Fiber Bragg Grating," *Optics Letters*, 22 (19), p. 1515 – 1517, 1997.

LUCAS, R., BIQUARD, P. "Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultrasonores," *Journal of Physique*, 10 (464), 1932.

MACLENNAN, D., ELGOYHEN, J., BUTTON, T. W., DÉMORÉ, C. E. M., HUGHES, H., MEGGS, C. e COCHRAN, S. "Properties and Application-oriented Performance of High Frequency Piezocomposite Ultrasonic Transducers," *2007 IEEE Ultrasonics Symposium*, p. 100 – 103, 2007.

MALO, B., THERIAULT, S., JOHNSON, D. C., BILODEAU, F., ALBERT, J., HILL, K. O. "Apodised in-fiber Bragg grating reflectors photoimprinted using a phase mask," *Electronics Letters*, 31, p. 223 – 225, 1995.

MARCUSE, D. "Theory of dielectric optical waveguides," *New York Academic*, 1991.

MARTELLI, C., CANNING, J., GROOTHOFF, N., LYYTIKAINEN, K. "Strain and temperature characterization of photonic crystal fiber Bragg gratings," *Optics Letters*, 30 (14), p. 1785 – 1787, 2005.

MASON, W. P. "Physical Acoustics and the Properties of Solids," *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28 (6), p. 1197 – 1206, 1956.

MAVOORI, H., JIN, S., ESPINDOLA, R. P., STRASSER, T. A. "Enhanced Thermal and Magnetic Actuations for Broad-Range Tuning of Fiber Bragg Grating Based Reconfigurable Add Drop Devices," *Optics Letters*, 24, p. 714 – 716, 1999.

MEIROVITCH, L. "Elements of vibration analysis," *McGraw-Hill Book Co.* 2^o Ed. Singapore, 1986.

MELTZ, G., MOREY, W. W., GLENN, W. H. "Formation of Bragg gratings in optical fibers by transverse holographic method," *Optics Letters*, 14 (15), p. 823 – 825, 1989.

MINARDO, A., CUSANO, A., BERNINI, R., ZENI, L., GIORDANO, M. "Response of fiber Bragg gratings to longitudinal ultrasonic waves," *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, 52 (2), p. 304 – 312, 2005.

MOHAMMAD, N., SZYSZKOWSKI, W., ZHANG, W. J., HADDAD, E. I., ZOU, J., JAMROZ, W., KRUZELECKY, R. "Analysis and development of a tunable fiber Bragg grating filter based on axial tension/compression," *Journal of Lightwave Technology*, 22 (8), p. 2001 – 2013, 2004.

MOKHTAR, M. R., GOH, C., BUTLER, S., SET, S. Y., KIKUCHI, K., RICHARDSON, D. J., IBSEN, M. "Fibre Bragg grating compression-tuned over 110 nm," *Electronics Letters*, 39 (6), p. 509 – 512, 2003.

MORTON, P. A., MIZRAHI, V., TANBUN-EK, T., LOGAN, R. A., LEMAIRE, P. J., PRESBY, H. M., ERDOGAN, T., WOODWARD, S. L., SIPE, J. E., PHILLIPS, M. R., SERGENT, A. M., WECHT, K. W. “Stable single mode hybrid laser with high power and narrow linewidth,” *Applied Physics Letters*, 64, p. 2634 – 2636, 1994.

MOTTRAM, J. T. “Using finite elements in mechanical design,” *Mc Graw Hill*, Londres, UK, 1996.

MURIEL, M. A., CARBALLAR, A. “Internal field distributions in fiber Bragg gratings,” *IEEE Photonics Letters*, 9 (7), p. 955 – 957, 1997.

OTHONOS, A., KALLI, K. “Fiber Bragg gratings – Fundamentals and applications in telecommunications and sensing,” *Artech House*, 1999.

OUELLETTE, F. “Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides,” *Optics Letters*, 12, p. 847 – 849, 1987.

PALDUS, B. A., HARRIS JR, J. S., MARTIN, J., XIE, J., ZAREC, R. N. “Laser diode cavity ring-down spectroscopy using acousto-optic modulator stabilization,” *Journal of Applied Physics*, 82 (7), p. 3199 – 3204, 1997.

PEREZ, I., CUI, H. L., UDD, E. “Acoustic emission detection using fiber Bragg gratings,” *Proceedings of SPIE*, 2001.

PRIMAK, W., POST, D. “Photoelastic constants of vitreous silica and its elastic coefficient of refractive index,” *Journal of Applied Physics*, 30 (5), p. 779, 1959.

ROGERS, J. A., EGGLETON, B. J., JACKMAN, R. J., KOWACH, G. R., STRASSER, T. A. “Dual on-fiber thin-film heaters for fiber gratings with independently adjustable chirp and wavelength,” *Optics Letters*, 24 (19), 1999.

ROY, R., SCHULZ, P. A., WALTHER, A. “Acousto-optic modulator as an electronically selectable unidirectional device in a ring laser,” *Optics Letters*, 12, p. 672 – 674, 1987.

RUSSEL, P. ST. J., LIU, W. F. “Acousto-optic superlattice modulator in fiber Bragg gratings,” *Journal of the Optical Society of America A*, 17 (8), p. 1421 – 1429, 2000.

SEGERLIND, L. J. “Applied finite elements analysis,” *John Wiley & Sons, Inc.* 2° Ed., United States of America, 1984.

SILVA, J. C. C. “Monitoração de vibrações de estruturas com o emprego de sensores em fibra óptica,” Tese de Doutorado, *Universidade Tecnológica Federal do Paraná – UTFPR*, 2005.

THURSTON, R. N. “Elastic waves in rods and clad rods,” *Journal of the Acoustical Society of America*, 64(1), p. 1 – 37, 1978.

TIMOSHENKO, S. P., GOODIER, J. N. “Theory of elasticity,” Third Edition, *McGraw-Hill*, Londres, UK, 1988.

TURNER, M. J., CLOUGH, R. W., MARTIN, H. C., TOPP, L. J. “Stiffness and deflection analysis of complex structures” *Journal of Aero Science*, p. 157 – 159, 1956.

WARNER, A. W., WHITE, D. L., BONNER, W. A. “Acousto-optic light deflectors using optical activity in paratellurite,” *Journal of Applied Physics*, 43 (11), p. 4489 – 4495, 1972.

WELLER-BROPHY, L. A., HALL, D. G. “Analysis of waveguide gratings: application of Rouard’s method,” *Journal of the Optical Society of America B*, 2 (6), p. 863 – 871, 1985.

XU, M. G., REEKIE, L., CHOW, Y. T., DAKIN, J. P. “Optical in fibre grating high pressure sensor” *Electronics Letters*, 29 (4), p. 398 – 399, 1993.

YAMADA, M., SAKODA, K. “Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach,” *Applied Optics*, 26 (16), p. 3474 – 3478, 1987.

YARIV, A. “Coupled-mode theory for guided-wave optics,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 9 (9), p. 919 – 933, 1973.

YARIV, A., YEH, P. “Optical waves in crystals,” *John Wiley & Sons, Inc*, New York, 1984.

YEOM, D. I., STEINVURZEL, P., EGGLETON, B. J., LIM, S. D., KIN, B. Y. “Tunable acoustic gratings in solid-core photonic bandgap fiber,” *Optics Express*, 15 (6), p. 3513 – 3518, 2007.

ZEMON, S. A., DAKSS, M. L. "Acoustoptic modulator for optical fiber waveguides," *U. S. Patent Documents*, n° 4.068.191, 1978.

ZIENKIEWICZ, O. C., TAYLOR, R. L. "The finite element method," *The Basis*, Oxford, Butterworth-Heinemann, vol. 1, 2000.

Resumo

Este trabalho descreve os passos e métodos utilizados para simulação numérica de um modulador acusto-óptico em redes de Bragg a fibra óptica, que é usado em vários dispositivos ópticos, tais como filtros ópticos, lasers, *etc.* Para calcular o espectro de reflexão do dispositivo e encontrar as características ideais para sua aplicação em fotônica, utilizou-se o Método dos Elementos Finitos para obter a alteração das propriedades mecânicas resultante da propagação da onda acústica no dispositivo, e o Método da Matriz de Transferência para estimar a alteração dos parâmetros característicos da rede de Bragg. Os resultados obtidos com a combinação dos métodos numéricos concordam com resultados experimentais encontrados na literatura, o que mostra que os dois métodos escolhidos são complementares para a solução do problema.

Palavras-chave

Fibras Ópticas, Redes de Bragg, Modulação Acusto-Óptica, Método dos Elementos Finitos, Método da Matriz de Transferência.

Área/sub-área de conhecimento

3.04.99.00-3 Engenharia Elétrica

3.04.06.00-5 Telecomunicações

2008

Nº: 468

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)