UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE
ESCOLA DE ENGENHARIA
MESTRADO EM ENGENHARIA ELÉTRICA E DE TELECOMUNICAÇÕES

TÉCNICA DE CARACTERIZAÇÃO DE MODULADORES DE COMPRIMENTO DE ONDA ATRAVÉS DE ANÁLISE ESPECTRAL

NATÁLIA DE ALMEIDA SOARES

NITERÓI
Niterói, 10 de Janeiro de 2019

NATÁLIA DE ALMEIDA SOARES

TÉCNICA DE CARACTERIZAÇÃO DE MODULADORES DE COMPRIMENTO DE ONDA ATRAVÉS DE ANÁLISE ESPECTRAL

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado em Engenharia Elétrica e de Telecomunicações da Universidade Federal Fluminense, como requisito parcial para obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Elétrica e de Telecomunicações.

Orientador: Prof. Dr. Andrés Pablo López Barbero

NITERÓI
Niterói, 10 de Janeiro de 2019

NATÁLIA DE ALMEIDA SOARES

TÉCNICA DE CARACTERIZAÇÃO DE MODULADORES DE COMPRIMENTO DE ONDA ATRAVÉS DE ANÁLISE ESPECTRAL

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado em Engenharia Elétrica e de Telecomunicações da Universidade Federal Fluminense, como requisito parcial para obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Elétrica e de Telecomunicações.

Aprovado em _____ de ______________ de 2019.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Andrés Pablo López Barbero – Orientador
Universidade Federal Fluminense

Eng. MSc. Alexander Cascardo Carneiro – Coorientador
Universidade Federal Fluminense

Prof. Dr. Hypolito José Kalinowsky
Universidade Federal Fluminense

Prof. Dr[a]. Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi
Insituto Militar de Engenharia

Prof. Dr. Vinicius Nunes Henrique Silva
Universidade Federal Fluminense

NITERÓI
Niterói, 10 de Janeiro de 2019

Dedico este trabalho a meus familiares, amigos, aos colegas do LACOP, aos professores e todos os demais funcionários do Curso de Mestrado em Engenharia Elétrica e de Telecomunicações da UFF, e também a você caro leitor.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente quero agradecer aos meus pais, Joel e Cristina, por toda educação que me deram e por sempre me incentivarem a trilhar meus caminhos. Obrigada meus irmãos Cecília e Mateus, minha tia Ivone, minha avó Ruth, Randolph, amigos e familiares, que nos momentos de minha ausência dedicados ao estudo, sempre fizeram entender que o futuro é feito a partir da constante dedicação no presente.

À Universidade Federal Fluminense pela oportunidade ingressar no Curso de Mestrado em Engenharia Elétrica e de Telecomunicações. Agradeço também aos meus professores da UFF, em especial ao meu orientador, o professor Doutor Andrés Pablo López Barbero, pelo seu incentivo e apoio no desenvolvimento deste trabalho; ao meu co-orientador Alexander Cascardo, pelas inúmeras ajudas durante todo o desenvolvimento deste trabalho; aos amigos Vicente Oliveira e Cesar Rodrigues pela ajuda no início do desenvolvimento deste trabalho. Aos funcionários do Departamento de Mestrado de Engenharia Elétrica e de Telecomunicação da Universidade Federal Fluminense. Por fim, um especial agradecimento aos meus amigos de laboratório de comunicações óticas (LACOP) pelos seus incentivos nos momentos mais difíceis do curso.

RESUMO

A literatura mostra que diversos moduladores de comprimentos de ondas, entre eles os baseados em cerâmicas piezoelétricas como o Fabry-Perot e o de Rede de Bragg em Fibra (FBG) são largamente utilizados para sensores óticos. Técnicas de interrogação têm sido desenvolvidas para uso em sensores utilizando esses moduladores. Diferentemente dos trabalhos anteriores desenvolvidos por nossa equipe, neste trabalho é proposta uma técnica de caracterização que permite identificar os parâmetros do modulador utilizado nos sistemas de interrogação de sensores, dando a esta uma aplicação prática em um modulador de FBG. A técnica é suportada por um modelo analítico juntamente com um modelo numérico, que permitem a determinação de parâmetros do modulador tais como largura espectral, comprimento de onda central, amplitude de modulação e distorção harmônica. A validação e aplicação da nova técnica são apoiadas pela comprovação experimental.

Palavras-chave: Técnica de caracterização, Fabry-Perot, Rede de Bragg em Fibra (FBG), Modulador de comprimento de onda.

ABSTRACT

The literature shows that several wavelength modulators, including those based on piezoelectric ceramics such as Fabry-Perot and Fiber Bragg Grating (FBG) are widely used for optical sensors. Interrogation techniques have been developed for use in sensors using these modulators. Differently from the previous works developed by our team, in this work it is proposed a characterization technique that allows identifying the parameters of the modulator used in the systems of interrogation of sensors, giving to this one practical application in a modulator of FBG. The technique is supported by an analytical model combined with a numerical model, which allow the determination of the modulator parameters such as spectral width, center wavelength, modulation amplitude and harmonic distortion. The validation and application of the new technique are supported by experimental evidence.

Keywords: *Characterization technique, Fabry-Perot, Fiber Bragg Grating (FBG), Wavelength modulator.*

LISTA DE SIGLAS

ASE – *Amplified Spontaneous Emission* – Emissão Espontânea Amplificada.

DFB – *Distributed Feedback lasers*

FBG – *Fiber Bragg Grating* – Redes de Bragg em Fibra.

FP – Fabry-Perot.

FWHM – *Full Width at Half Maximum* – Largura à meia altura

LPG – *Long Period Grating* – Rede período longo.

OSA – *Optical Spectrum Analyser* – Analisador de espectro ótico.

PZT – *Lead Zirconate Titanate* – TitanatoZirconato de Chumbo – Piezoelétrico.

WDM – *Wavelength Division Multiplex* – Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda.

LISTA DE SÍMBOLOS

A_d – Amplitude de distorção harmônica no modulador.

a_k – componente da equação (3.9).

a_{LPG} – Parâmetro relacionado com a largura do espectro de absorção da LPG

A_m – Amplitude de Modulação.

A_m^{Adj} – Ajuste matemático para aproximar o valor de A_m^{Pck} do valor real de A_m.

A_d^D – Diferença de altura entre picos.

A_m^{Pck} – Metade da distância entre os dois picos.

β – Constante de propagação do modo.

β_0 – Constante de propagação no comprimento de onda λ_0.

β_{01} – Constante de propagação referente ao modo propagante do núcleo.

β_1 – Modo fundamental co-propagante.

β_2 – Modo fundamental contra-propagante.

β_B – Constante de propagação no comprimento de onda de Bragg.

b_{kr} – componente da equação (3.9).

b_{ki} – componente da equação (3.9).

c_k – componente da equação (3.9).

d_λ – Largura espectral.

d_{kr} – componente da equação (3.9).

d_{ki} – componente da equação (3.9).

$\Delta\beta$ – Constante de propagação diferencial.

$\Delta\lambda_0$ – Largura de banda.

e_{kr} – componente da equação (3.9).

e_{ki} – componente da equação (3.9).

f_k – componente da equação (3.9).

f – Frequência de operação do modulador.

κ – Coeficiente de acoplamento.

L – Comprimento da rede.

Λ – Período físico da rede de fibras,

Λ – distância entre os espelhos.

λ_0 – Comprimento de onda onde ocorre o primeiro zero no espectro de reflexão.

λ – Comprimento de onda.

λ_B – Comprimento de onda central de ressonância ou de reflexão.

λ_c – Comprimento de onda central.

λ_{FP} – Comprimento de onda de ressonância do Fabry-Perot.

λ_r –comprimento de onda de ressonância da LPG

m – Profundidade espectral de absorção da LPG

n –índice de refração.

n_{eff} – índice de refração efetivo do modo propagante no núcleo da fibra

P – Amplitude do espectro modulador.

p_d – porcentagem de distorção harmônica do sinal.

R – Refletividade da rede.

T – Período de tempo.

t – Tempo.

w_0 – relacionado a frequência do modulador.

W_{fm} – distorção harmônica.

y_0 – Potência da fonte ótica utilizada

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO

1.1. Moduladores de comprimento de onda

Nas últimas três décadas, os avanços das tecnologias associadas ao uso das fibras óticas possibilitaram a implantação de sistemas de telecomunicações de alto rendimento e o rápido desenvolvimento de sensores e dispositivos baseados nelas [1].

Para SADOT e BOIMOVICH [2], uma vez que nos sistemas WDM (Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda – *Wavelength Division Multiplex*) cada canal está relacionado com um comprimento de onda diferente, as manipulações de canal e particularmente a seleção de canal requerem a seleção do comprimento de onda ótico, ou seja, de filtragem ótica. SADOT e BOIMOVICH [2] afirmam que os parâmetros importantes do filtro incluem perda de inserção, largura de banda, supressão de lóbulos laterais, faixa dinâmica, velocidade de sintonização, mecanismo de controle, dimensões, possibilidade de produção em massa e baixo custo.

A largura de banda do filtro deve ser larga o suficiente para transmitir o canal desejado, mas também estreita o suficiente para bloquear os canais vizinhos. Os filtros óticos requerem um mecanismo seletivo de comprimento de onda, podendo ser classificados como de interferência ótica ou de difração [3].

AGRAWAL [3] destaca que as propriedades desejáveis de um filtro ótico ajustável incluem faixa de sintonia ampla para maximizar o número de canais que podem ser selecionados; diafonia insignificante para evitar interferência de canais adjacentes; velocidade de sintonização rápida para minimizar o tempo de acesso; pequena perda de inserção; insensibilidade à polarização; estabilidade contra mudanças ambientais (umidade, temperatura, vibrações, etc.) e baixo custo.

Geralmente, os filtros óticos sintonizáveis podem ser divididos em duas categorias principais: sintonização em velocidade lenta, com tempos de sintonia de até alguns milissegundos, relevantes para redes comutadas por circuito; e sintonização em alta velocidade, em faixa de microssegundo e nano segundo, relevante para redes de comutação de pacotes. A primeira categoria é baseada principalmente em efeitos mecânicos ou de temperatura [2].

1.1.1. Filtro de Fabry-Perot como modulador de comprimento onda

O filtro de Fabry-Perot (FP) pode atuar como um filtro ótico sintonizável se seu comprimento for controlado eletronicamente usando um transdutor piezoelétrico [3]. Para HARIHARAN [4], o FP é considerado um dos melhores filtros óticos, amplamente utilizado em comunicações óticas e tecnologia de sensores. A transmissão de um filtro FP é uma função periódica em frequência Lorenziana e o ajuste é possível mudando a dimensão do espaçamento por meio de técnicas mecânicas ou piezoelétricas entre outros [2].

O interferômetro de Fabry-Perot foi inventado em 1897 por Charles Fabry e Alfred Perot e consiste em um ressonador ótico, baseado na interferência de múltiplos feixes, formado por duas superfícies paralelas com revestimentos altamente refletores e semitransparentes. É chamado de etalon Fabry-Perot quando a separação das superfícies é fixa [4].

SPISSER *et al.* [5] demonstraram em 1998 o projeto e a fabricação de um filtro Fabry-Perot baseado em InP / *air-gap* continuamente sintonizável via atuação micromecânica eletrostática da abertura da cavidade de ar.

Em 1999, TSANG *et al.*[6] implementaram um filtro sintonizável, produzindo um guia de ondas de InGaAsP gravado para formar um filtro Fabry-Perot que pode ser ajustado em alta velocidade pela injeção de portadoras livre. Os espelhos da cavidade FP foram formados por revestimentos dielétricos de alta refletividade depositados nas duas faces da cavidade. Uma alta velocidade (menos de 3 ns) de ajuste no comprimento de onda transmitido pelo filtro foi alcançado por injeção de corrente.

YOOSHI [7] destaca em 2001 que, para obter uma detecção ótica altamente sensível, é necessário aumentar o sinal de absorção e, ao mesmo tempo, reduzir o ruído de fundo. Comprimentos de caminho mais longos são essenciais para o requisito anterior. Uma cavidade de Fabry-Perot composta de espelhos de alta refletividade pode ser usada para aumentar o comprimento do caminho ótico.

Um filtro sintonizável compacto e altamente seletivo é apresentado em 2006 por BOUTAMI *et al.* [8], usando um ressonador Fabry-Perot e combinando um refletor de Bragg de 3 pares de InP / *air-gap* micro maquinado na parte inferior do dispositivo com uma placa espelhada de cristal fotônico na superior. Os autores se basearam no acoplamento entre os modos de cavidade vertical irradiada e modos guiados por ondas do cristal fotônico. A presença do espelho de cristal fotônico resulta em um ressonador muito compacto, com um número limitado de camadas.

1.1.2. FBG como modulador de comprimento de onda

Uma rede de Bragg em fibra (FBG) é uma perturbação periódica do índice de refração ao longo de um trecho de fibra, que é formado pela exposição do núcleo a um padrão de interferência ótico intenso, geralmente na banda UV. Foi demonstrada pela primeira vez por Hill e sua equipe em 1978 no Canadian Communication Research Centre (CRC), em Ottawa, Ontário, Canadá [2]. Para AGRAWAL [3] uma rede em fibra atua como um filtro de reflexão cujo comprimento de onda central pode ser controlado mudando o espaçamento da rede. A resposta espectral de uma rede em fibras pode ser ajustada aquecendo ou deformando a rede de modo que o índice de modo efetivo ou o espaçamento de rede física se alterem de uma maneira ordenada.

CAMPBEL e KASHYAP [9] destacam em 1990 que aplicações potenciais das redes de fibra são numerosas. Por exemplo, redes de fibra integradas sintonizáveis, escritas externamente com um laser UV, podem ser usadas para controlar espectralmente lasers de fibra.

Em uma abordagem de Town (1995, p. 78), as redes em fibra são utilizadas como espelhos de um filtro Fabry-Perot (FP), resultando em filtros de transmissão cuja faixa espectral livre pode variar em uma ampla faixa de 0,1-10 nm (apud AGRAWAL, 2010, p.237) [3].

DUTTON [10] descreve uma FBG como um filtro seletivo de comprimento de onda extremamente simples e de custo extremamente baixo, que possui uma ampla gama de aplicações que melhoram a qualidade e reduzem o custo da rede ótica.

Em 1997, IOCCO *et al.* [11] demonstrou um filtro sintonizável utilizando uma FBG trabalhando somente em deformação com um deslocamento de comprimento de onda de 15 nm e um tempo de ajuste na faixa de milissegundos através de um atuador piezoelétrico. Posteriormente neste projeto foi adicionado um segundo atuador piezoelétrico e o sistema do filtro sintonizável foi substancialmente melhorado, ilustrado na Figura 1-1. Para ajustar o comprimento de onda central da FBG foram aplicadas tensões mecânicas à fibra ótica [11].

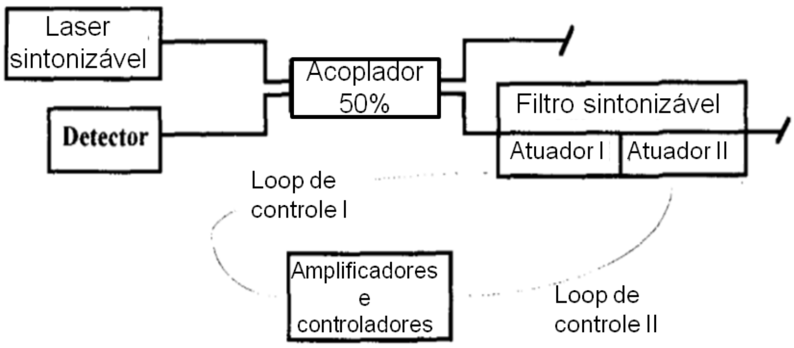


Figura 1-1: Esquema do sistema do filtro sintonizável. Fonte: [11].

Em 1999, IOCCO *et al.* [12] relataram o protótipo de filtro sintonizável que funcionava sobre a faixa de amplificadores de fibra dopada com érbio com dezenas de nanômetros por milissegundos de velocidade de sintonização, ilustrado na Figura 1-2.

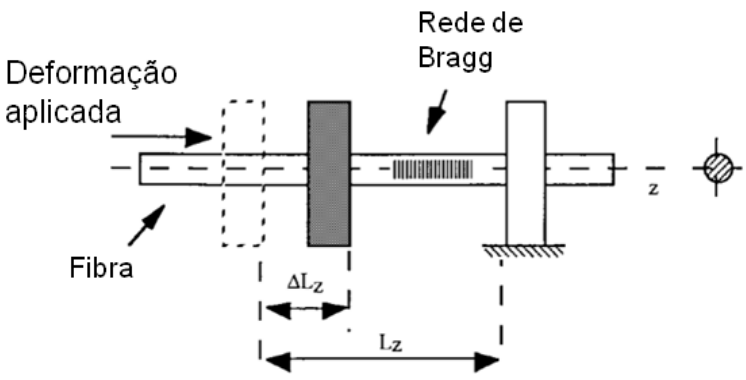


Figura 1-2: Conceito de compressão axial. Fonte: [12].

Goh apresentou em 2002 (2002, p. 1306) o ajuste em uma faixa de 40 nm usando a técnica de compressão (apud AGRAWAL, 2010, p. 237)

Em 2006, SUN *et al.* [13] utilizaram uma barra retangular simples para gerar uma deformação uniforme ao longo de uma FBG e sintonizar o comprimento de onda de Bragg linearmente. O dispositivo de ajuste possui simples configuração, de baixo custo e fácil de operar, ilustrado na Figura 1-3.

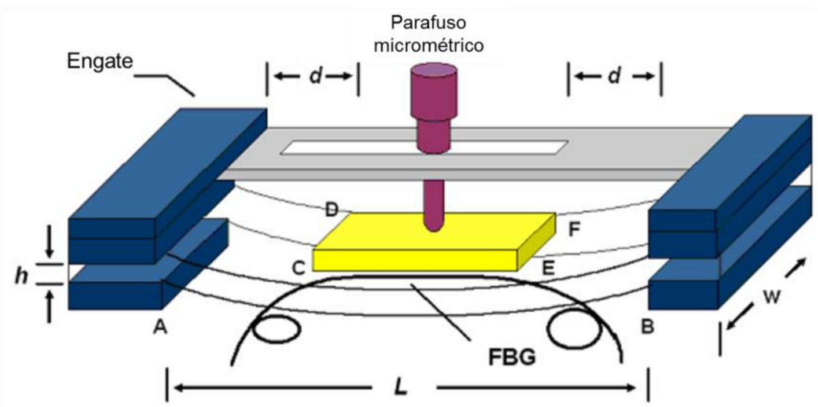


Figura 1-3: Diagrama esquemático do filtro sintonizável de rede de Bragg em fibra. Fonte: [13].

Como pode ser observado na Figura 1-3, a flexão da barra é obtida pela aplicação de força vertical concentrada igualmente em dois pontos, C e E. Uma FBG é colocada na superfície superior da viga entre os pontos C e E. Essa flexão sob a barra produzirá uma compressão na FBG [13]. A espessura, largura e comprimento da barra são identificadas como h, w e L, respectivamente.

Em 2010, ASHRY e SHALABY [14] propõem um novo design de interferômetro FP sintonizável baseado em rede de Bragg em fibra, com a vantagem de ser capaz de fornecer alta *finesse* (número máximo de canais que podem ser filtrados) com custo potencialmente baixo. Além disso, o uso de FBGs, no lugar de espelhos na cavidade ressonante, garante que a luz esteja sempre confinada na fibra ótica, sendo essa propriedade muito eficaz para diminuir a perda de energia do canal filtrado. Como as FBGs fornecem geometria toda em fibra, ASHRY e SHALABY [14] afirmam que a arquitetura proposta se torna fácil de ser fabricada. A Figura 1-4 ilustra a configuração física do filtro sintonizável proposto.

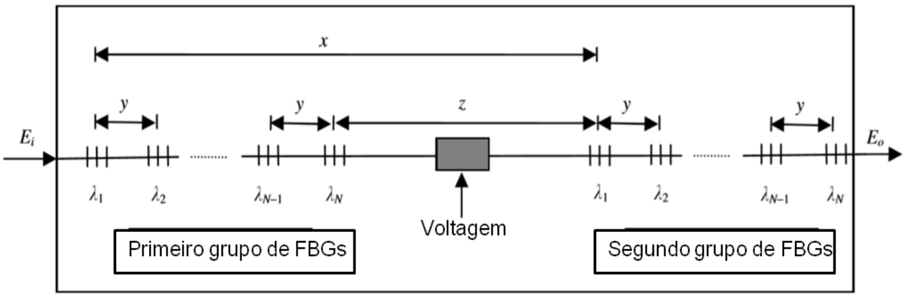


Figura 1-4: Esquema da arquitetura proposta. Fonte: [14].

A arquitetura mostrada na Figura 1-4 é composta por uma fibra ótica monomodo de comprimento *z*. Esta fibra é terminada por dois grupos de FBGs. Cada grupo tem uma quantitade *N* de FBGs de comprimentos de onda de Bragg λ_1, λ_2, …, λ_N, igualmente espaçados na rede. A distância entre duas FBGs consecutivas no mesmo grupo é *y* e entre duas FBGs de mesmos comprimentos de onda de Bragg, um no primeiro grupo e outro no segundo grupo, é *x*. Essas FBGs desempenham o mesmo papel de espelhos no filtro FP convencional, porém cada FBG é responsável por refletir apenas um único comprimento de onda. A frequência de ressonância desse dispositivo pode ser alterada ajustando-se o comprimento da fibra monomodo, *z*, que pode ser alterado usando mecanismos de controle termo ótico [14].

1.2. Motivação

Parte dos sensores óticos em desenvolvimento no Laboratório de Comunicações Óticas da Universidade Federal Fluminense (LACOP) utilizam moduladores de comprimento de onda para interrogação de sensores baseado em Redes de Período Longo (*Long Period Grating* -LPG) [15], [16], [17], [18].

A técnica de interrogação destes sensores é baseada na análise da amplitude dos harmônicos gerados pela modulação em comprimento de onda. Estes moduladores podem, em razão de suas características de operação, apresentarem distorções harmônicas que influenciam na amplitude das componentes harmônicas dos sinais mensurados e levam a erros na medida do parâmetro de mérito. A Figura 1-5 apresenta, de forma simplificada, a configuração experimental para a interrogação de sensores baseados em LPGs.

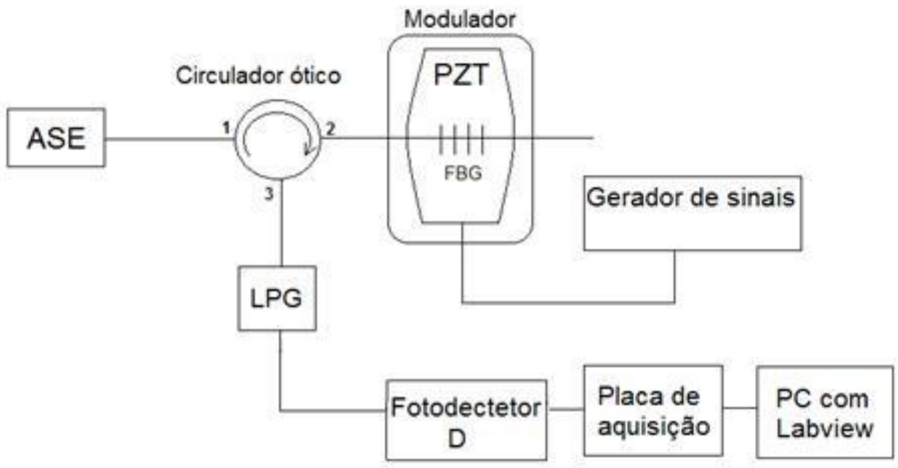


Figura 1-5: Configuração experimental para interrogação de sensores baseados em LPG. Fonte: [16].

Os sistemas de interrogação utilizados em [15],[16],[17],[18], apresentam uma configuração experimental semelhante a ilustrada na Figura 1-5, onde uma fonte ótica ilumina um modulador, gerando uma portadora ótica que é enviada para a LPG sensora. O espectro de absorção da LPG demodula a portadora ótica e o sinal demodulado é detectado pelo fotodetector. Em seguida o sinal demodulado é digitalizado pela placa de aquisição e enviado para análise harmônica através do software LABVIEW instalado em um computador.

Na Figura 1-6 são apresentados o espectro de absorção da LPG que atua como sensor e o esquema da interrogação por análise espectral.

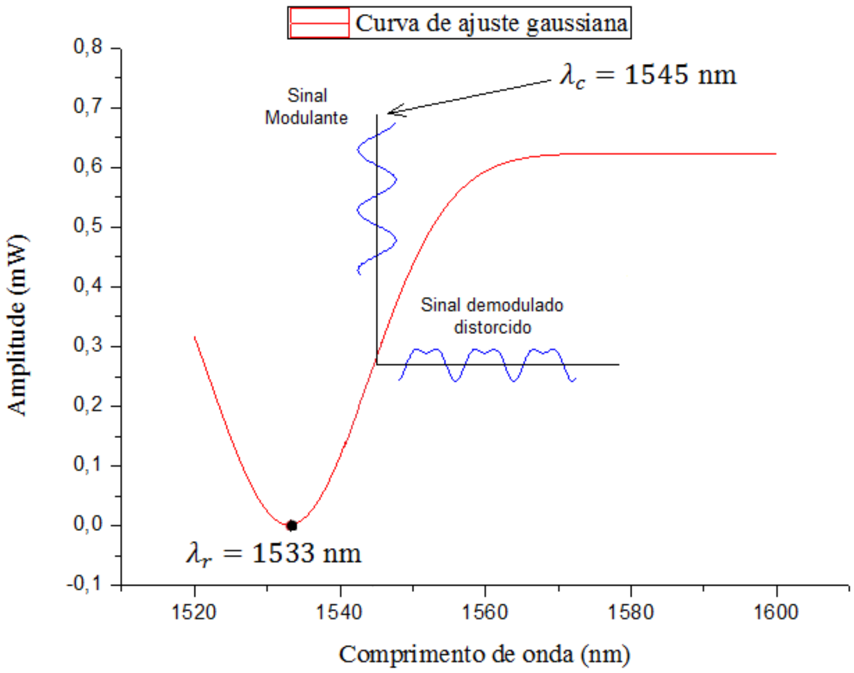


Figura 1-6: espectro de absorção da LPG e a interrogação por análise espectral. Fonte: [16].

O sinal modulante de comprimento de onda central (λ_c) 1545 nm é demodulado pelo espectro de absorção da LPG. Do sinal demodulado é realizada a análise das componentes harmônicas e, a partir disso, determina-se o comprimento de onda de ressonância da LPG (λ_r), indicado na Figura 1-6 no valor de 1533 nm [16]. A Amplitude das componentes harmônicas medidas no fotodector são dadas por

$$H_{1d} = \frac{1}{6} e^{-a_{LPG}(\lambda_r-\lambda_c)^2} \cdot \Big(3a_{LPG} \cdot A_m \cdot (-2 \cdot A_d(-1+2a_{LPG}(\lambda_r-\lambda_c)^2) - (4-3a_{LPG}\big(2A_d^2 + A_m^2\big) + 2{a_{LPG}}^2(2{A_d}^2 + A_m^2)(\lambda_r-\lambda_c)^2(\lambda_r-\lambda_c)\Big) \cdot (yo \cdot m) \tag{1.1}$$

$$H_{2d} = \frac{1}{6} e^{-a_{LPG}(\lambda_r-\lambda_c)^2} \cdot \Big(+3a_{LPG} \cdot (-A_m^2(-1+2a_{LPG}(\lambda_r-\lambda_c)^2) - A_d(4-3a_{LPG}\big({A_d}^2 + 2A_m^2\big) + 2{a_{LPG}}^2\big({A_d}^2 + 2A_m^2\big)(\lambda_r-\lambda_c)^2(\lambda_r-\lambda_c)\Big) \cdot (yo \cdot m) \tag{1.2}$$

onde, conforme definido em [16], y_0 está relacionado com a potencia da fonte ótica utilizada, m está relacionado com a profundidade espectral de absorção da LPG utilizada no comprimento de onda de ressonância da LPG, λ_r. λ_c é o comprimento de onda central da modulação em comprimento de onda e o parâmetro a_{LPG} está relacionado com a largura do espectro de absorção da LPG, dado por

$$a_{LPG} = \frac{4\ln(2)}{\Delta\lambda_{LPG}{}^2} \tag{1.3}$$

onde $\Delta\lambda_{LPG}$ representa a largura do espectro de absorção da LPG à meia altura. É importante observar que nas equações (1.1) e (1.2) a amplitude do segundo harmônico depende dos parâmetros A_m, A_d e λ_c, que são respectivamente, amplitude de modulação de comprimento de onda, amplitude das distorções harmônicas do modulador e o comprimento de onda central de modulação. Esses parâmetros, que são características de operação do modulador, devem ser previamente conhecidos para aplicação na técnica de interrogação.

Nos trabalhos anteriores [15], [16], [17], [18] os valores destes parâmetros eram estimados qualitativamente, sendo encontrados através de sucessivos ajustes utilizando para isso as amplitudes dos harmônicos medidos. Esse procedimento além de dispendioso também acarreta erros de aproximação. Para resolver tal problema torna-se necessário o desenvolvimento de uma metodologia de caracterização dos moduladores de comprimento de onda, sendo esta a principal motivação desta pesquisa.

1.3. Objetivos

1.3.1. Objetivo geral

O objetivo geral deste trabalho é contribuir para o aprimoramento da técnica de interrogação de sensores baseados em LPGs em desenvolvimento no LACOP. Esses sensores usam moduladores de comprimento de onda como elemento principal de interrogação.

1.3.2. Objetivo específico

O objetivo específico deste trabalho é o desenvolvimento de uma metodologia para caracterização de moduladores de comprimento de onda. As principais características dos moduladores a serem obtidas, amplitude de modulação de comprimento de onda, amplitude de distorção e comprimento de onda central, são usadas diretamente na técnica de interrogação de sensores baseados em LPGs em desenvolvimento no LACOP. Um modelo analítico e um numérico foram desenvolvidos com este fim.

1.4. Organização da dissertação

Esta dissertação é composta por sete capítulos, sendo este de introdução ao tema da técnica de caracterização de moduladores por análise espectral com um breve histórico dos moduladores de comprimento de onda.

O Capítulo 2 aborda os princípios de funcionamento dos moduladores Fabry-Perot e das FBG.

No Capítulo 3 é apresentada a técnica de caracterização proposta nessa dissertação para moduladores sem distorção harmônica, com seus respectivos modelos analítico e numérico desenvolvidos enquanto que no Capítulo 4 estão descritos os modelos e a técnica de caracterização para moduladores com distorção harmônica.

Após as técnicas terem sido descritas, faz-se uma comparação dos resultados obtidos pelos respectivos modelos numéricos no Capítulo 5, analisando os resultados obtidos experimentalmente.

O Capítulo 6 apresenta a técnica desenvolvida no trabalho aplicada ao modulador de comprimento de onda formado por uma FBG e cerâmicas piezoelétricas, bem como seus resultados experimentais.

Finalizando, no Capítulo 7, são apresentados a conclusão desta dissertação, comentários finais sobre o trabalho realizado e sugestões para trabalhos futuros sobre o tema descrito.

Nos Apendices A, B, C, D e E se encontram os algoritmos para realizar a técnica de caracterização proposta, desenvolvidos através do software MATLAB.

REFERÊNCIAS

[1] VENGHAUS, H. “**Wavelength Filters in Fibre Optics**”, Wiley, 2006, p. 189 – p. 287.

[2] SADOT, D. e BOIMOVICH, E. “**Tunable Optical Filters for Dense WDM Networks**”, IEEE Communications Magazine, December, 1998.

[3] AGRAWAL, G. P. “**Fiber Optic Communications Systems**”, Wiley, ed.4, 2010.

[4] HARIHARAN, P. “**Basics of Interferometry**”, Academic Press, INC., 1991.

[5] SPISSER, A. LEDANTEC, R. SEASSAL, C. LECLERCQ, J. L. BENYATTOU, T. RONDI, BLONDEAU, D. GUILLOT, R. G. e VIKTOROVITCH, P. “**Highly Selective and Widely Tunable 1.55- m InP/Air-Gap Micromachined Fabry–Perot Filter for Optical Communications**”, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 10, No. 9, September, 1998.

[6] TSANG , ;H. K., Mark W. K. MAK,; L. Y. CHAN,;J. B. D. SOOLE,; C. YOUTSEY, and I. ADESIDA “**Etched Cavity InGaAsP/InP Waveguide Fabry–Perot Filter Tunable by Current Injection**”, Journal Of Lightwave Technology, Vol. 17, No. 10, October, 1999.

[7] YOOSHI, Y. “**Wavelength modulation detection of trace gas using a Fabry-Perot cavity**”, IEEE Conferences, 2001.

[8] BOUTAMI, S. ;B. Ben BAKIR, J.-L. LECLERCQ, X. LETARTRE, P. ROJO-ROMEO, M. GARRIGUES, P. VIKTOROVITCH, I. SAGNES, L. LEGRATIET, and M. STRASSNER. “**Highly selective and compact tunable MOEMS photonic crystal Fabry-Perot filter**”, Optics Express, 3130, Vol. 14, No. 8, 17 April 2006.

[9]CAMPBELL, R.J. e KASHYAP,R. “**Optically written Bragg gratings in photosensitive fibre**”, IEE Colloquium on Non-Linear Effects in Fibre Communications, 1990

[10] DUTTON, H. J. R. “**Understanding Optical Communication**”, IBM, 1 ed., 1998.

[11] IOCCO,A.; LIMBERGER, H. G.; SALATH, R. P.; EVERALL, L.;CHISHOLM, K.;WILLIAMS, J. A. R.e BENNION, I. “**Bragg Grating Fast Tunable Filter for Wavelength Division Multiplexing**”, Journal OfLightwave Technology, Vol. 17, No. 7, July 1999

[12] IOCCO,A.; LIMBERGER, H. G.;SALATH, R. P.; EVERALL, L;. CHISHOLM, K.; BENNION, I. “**Fast and widely tunable Bragg grating reflection filter**“, IEEE Conferences, Volume: 3 , 1999, p. 132 – 134.

[13]J. SUN , C. C.; CHAN, X.; Y. DONG “**A wide tunable range fiber Bragg grating filter**”, Journal Of Optoelectronics And Advanced Materials Vol. 8, No. 3, June, 2006, p. 1250 – 1253.

[14]ASHRY, I.e SHALABY, M. H. H. "**Tunable Fabry-Perot Interferometer Based on Fiber Bragg Gratings",** 17th International Conference on Telecommunications, 2010, p. 978.

[15] CARNEIRO, A. C. "**Técnica Auto-Referenciável De Interrogação De Grade De Bragg Para Medição Simultânea De Temperatura E Vibrações**". Dissertação. 2014.

[16] NETO, P. X. **"Técnica Auto-Referenciável de Interrogação de Sensores Ópticos baseados em LPGs através de Análise Harmônica",** Dissertação. 2015.

[17] OLIVEIRA, V. A. de. "**Técnica de Interrogação de LPGsAuto-Referenciável por Análise Harmônica",** Dissertação. 2017.

[18] RODRIGUES, C. N. "**Técnica De Interrogação De Sensores Ópticos Baseados Em Lpgs Por Análise Harmônica**", Dissertação. 2018.

CAPÍTULO 2 - PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO DE MODULADORES DE COMPRIMENTO DE ONDA

O modulador ótico consiste em um dispositivo cujas propriedades óticas são alteradas sob a influência de um campo elétrico ou magnético, tendo como finalidade gerar uma portadora ótica modulada, por meio de um sinal elétrico de entrada [1]. A intensidade e/ou comprimento de onda da portadora ótica pode variar em função de alguma das características do sinal elétrico (em geral, tensão ou corrente).

Dependendo se a luz de saída é modulada pela modulação direta da luz do lase através da fonte ótica ou se a luz é modulada externamente (depois de gerada), o processo de modulação pode ser classificado como direto, indireto ou externo. Com a modulação direta, a luz é diretamente modulada na fonte de luz, enquanto a modulação externa usa um modulador externo separado e posicionado após a fonte de laser. A modulação direta é usada em muitos sistemas de comunicação ótica devido à sua implementação simples e econômica.

A modulação externa fornece uma abordagem alternativa para alcançar a modulação de luz, com o benefício adicional de evitar os indesejáveis efeitos de gorgeio na frequência dos lasers de diodo e no ruído de partição modal nos lasers FP associados à modulação direta. Um modulador externo típico consiste de um guia de ondas ótico no qual a luz incidente se propaga e o índice de refração ou absorção do meio é modulado por um sinal que representa os dados a serem transmitidos. Dependendo do dispositivo específico, três tipos básicos de moduladores externos podem ser usados: eletro-ótico, acústico-ótico e eletro-absorção. Geralmente, os moduladores acústico-óticos respondem lentamente, da ordem de vários nano segundos e, como resultado, não são usados para moduladores externos em aplicações de telecomunicações. Os moduladores de eletro-absorção dependem do fato de que a borda da banda proibida de um semicondutor pode ser deslocada em frequência para realizar uma modulação em intensidade para um comprimento de onda bem definido, próximo à borda da banda do modulador. Resposta linear em frequência de até 50 GHz é possível, no entanto, o fato de que os comprimentos de onda do laser e do modulador devem ser ajustados com precisão torna essa abordagem mais difícil de implementar com dispositivos individuais [2].

Um modulador eletro-ótico pode ser um simples canal ótico ou guia de ondas onde a luz a ser modulada se propaga. O material que é escolhido para realizar o modulador eletro ótico deve possuir birrefringência ótica que possa ser controlada ou ajustada por um campo elétrico externo, aplicado ao longo ou transversal à direção de propagação da luz a ser modulada. Essa birrefringência significa que o índice de refração é diferente para a luz que se propaga em diferentes direções no cristal. Se a luz de entrada tiver um estado de polarização bem definido, essa luz pode experimentar diferentes índices de refração para diferentes estados de polarização de entrada. Ao ajustar a tensão aplicada ao modulador eletro-ótico, a polarização pode ser girada ou a velocidade da luz pode ser ligeiramente variada. Esta modificação da propriedade da luz de entrada pode ser utilizada para realizar uma alteração na intensidade da luz de saída através da utilização de um polarizador cruzado ou por interferência da luz modulada com uma cópia exata da luz não modulada. Isso pode ser facilmente alcançado usando um interferômetro de guia de ondas, como um interferômetro Mach-Zehnder. Se o índice de refração é diretamente proporcional ao campo elétrico aplicado, o efeito é chamado de efeito de Pockel. Por outro lado, se o índice de refração responde ao quadrado do campo elétrico aplicado, o efeito é referido como o efeito Kerr [2].

É instrutivo considerar os filtros óticos primeiro, pois eles são frequentemente os blocos de construção de componentes mais complexos da Multiplexação por Divisão do comprimento de Onda (WDM – W*avelength-Division Multiplex*), tendo como função selecionar um canal desejado no receptor [3].

2.1. Modulador Fabry-Perot

Um interferômetro de Fabry-Perot (FP) pode atuar como um filtro ótico sintonizável se seu comprimento for controlado. É constituído por dois espelhos paralelos espaçados, integrados por uma fibra ótica ou entre duas fibras óticas conforme apresenta a Figura 2-1 [4]. Essa estrutura é chamada cavidade de Fabry-Perot ou etalon.

Por ressonância interferométrica, a potência transmitida está no seu máximo para comprimentos de onda (λ) com:

$$\lambda_{FP} = 2n\Lambda/p \tag{2.1}$$

Onde p é um inteiro, n o índice de refração do meio interno e Λ a distância entre os espelhos.

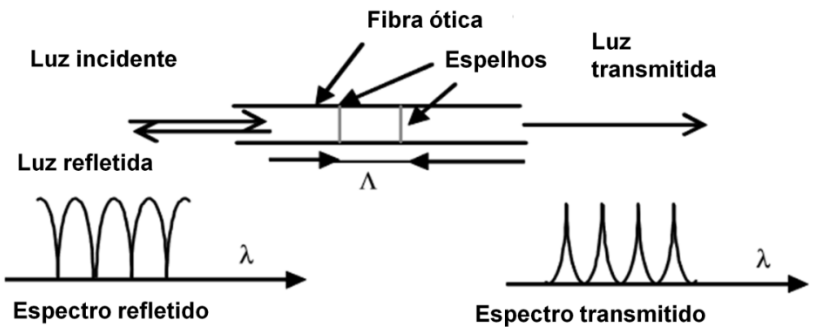


Figura 2-1: Sensor interferométrico Fabry-Perot. Fonte: [4].

Um filtro Fabry-Perot pode ser ajustado alterando o comprimento do caminho ótico entre as placas, o que pode ser feito alterando o índice de refração e / ou a distância física. O índice de refração pode ser alterado, por exemplo, alterando a pressão do gás (ar) na cavidade; isso permitirá apenas a sintonização lenta. A alteração do espaçamento entre as placas pode ser feita manualmente (por parafusos micrométricos para ajuste grosseiro) e / ou eletromecânica [5].

Um projeto prático de filtros FP de fibra usa o espaço de ar entre duas fibras óticas, demonstrado na Figura 2-2.

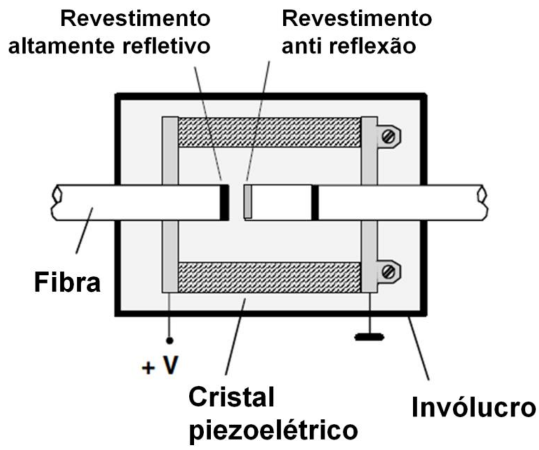


Figura 2-2: Filtro Fabry-Perot. Fonte: [5].

As duas extremidades da fibra que formam a abertura são revestidas para atuar como espelhos de alta refletividade (Stone, 1987, p.781 apud AGRAWAL, 2010, p.255 [3]. Toda a estrutura é encerrada em uma câmara piezoelétrica de modo que o comprimento da fenda possa ser alterado eletronicamente para ajuste e seleção de um canal específico. A vantagem dos filtros FP de fibra é que eles podem ser integrados dentro do sistema sem incorrer em perdas de acoplamento. Embora o ajuste seja relativamente lento devido à natureza mecânica do mecanismo de ajuste, ele é suficiente para algumas aplicações [3].

Um feixe de luz que entra na cavidade é refletido várias vezes entre os espelhos e cada vez que o feixe atinge uma placa, uma pequena parte de sua energia se dissipa. Quando os dois espelhos estão alinhados perfeitamente em paralelo, os múltiplos feixes que dissipam de cada lado da cavidade FP são exatamente paralelos. Cada feixe tem uma diferença de fase fixa em relação à anterior; esta diferença de fase corresponde ao comprimento extra do percurso percorrido na cavidade. Os múltiplos feixes paralelos são trazidos para um ponto de foco comum com uma lente, e neste ponto a interferência real de múltiplos feixes ocorre [5].

2.1.1. Princípio de funcionamento do Filtro Fabry-Perot

A luz irá se propagar entre os dois espelhos. Quando a distância entre os espelhos é um múltiplo integral de meio comprimento de onda, a luz sofrerá interferência construtiva máxima. Comprimentos de onda que não são ressonantes sofrem interferências destrutivas e são refletidos. Quando a cavidade do laser é muito longa em comparação com o comprimento de onda envolvido, obtemos um número muito grande de comprimentos de onda ressonantes, todos muito próximos uns dos outros. Consideramos um laser como Fabry-Perot quando ele tem uma cavidade relativamente curta em relação ao comprimento de onda da luz produzida [1].

2.2. Princípio de funcionamento de uma FBG

Uma rede de Bragg em fibra ótica consiste em uma fibra monomodo comum com uma rede gravada em um trecho de seu comprimento, no núcleo da fibra ótica, variando o índice de refração longitudinalmente [1]. As variações do índice de refração são formadas pela exposição do núcleo da fibra a um intenso padrão de interferência ótica da luz ultravioleta. A capacidade da luz de induzir alterações permanentes do índice de refração no núcleo de uma fibra ótica foi denominada fotossensibilidade [6]. A Figura 2-3 mostra o dispositivo de forma esquemática.

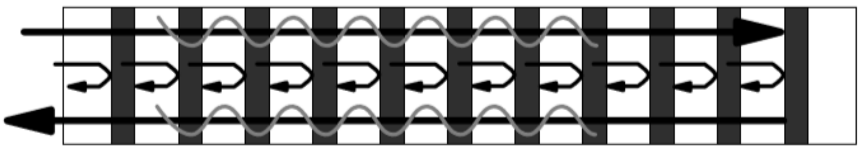


Figura 2-3: Princípio de operação da Rede de Bragg em Fibra. Fonte:[1].

Para que ocorra o acoplamento entre o modo guiado propagante e o modo guiado contra-propagante, a condição de casamento de fase entre os modos que estão sendo acoplados deve ser alcançada e, quando satisfeita, ocorre o acoplamento entre os modos.

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 = \frac{2\pi}{\Lambda} \tag{2.2}$$

onde $\Delta\beta$ é a constante de propagação diferencial e β_1 e β_2 são as constantes de propagação dos modos de propagação que estão sendo acoplados. Assim, se houver um $\Delta\beta = 2\pi/\Lambda$, o modo β_1 será acoplado ao modo β_2.

Considerando o acoplamento entre o modo fundamental co-propagante ($\beta_1 = \beta_{01}$) e o modo fundamental contra-propagante ($\beta_2 = -\beta_{01}$), a equação (2.2) pode ser reescrita como mostra a equação (2.3).

$$\Delta\beta = \beta_{01} - (-\beta_{01}) = \frac{2\pi}{\Lambda} \tag{2.3}$$

onde:

$$\beta_{01} = \frac{\pi}{\Lambda} \tag{2.4}$$

Como β_{01} é a constante de propagação referente ao modo propagante do núcleo, pode-se escrever β_{01} em termos de comprimento de onda e índice de refração efetivo do núcleo como mostrado na equação (2.5).

$$\beta_{01} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} \tag{2.5}$$

onde λ é o comprimento de onda e n_{eff} é o índice de refração efetivo do modo propagante no núcleo da fibra. Assim, reescrevendo a equação (2.4) em termos da equação (2.5) obtém-se a equação (2.7).

$$\frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} = \frac{\pi}{\Lambda} \tag{2.6}$$

$$\lambda_B = 2 n_{eff} \Lambda \tag{2.7}$$

A equação (2.7) é conhecida como condição de Bragg de uma FBG, onde λ_B representa o comprimento de onda central de ressonância ou de reflexão no qual ocorre o máximo acoplamento do modo propagante ao modo contra-propagante.

Parte da luz que se propaga ao longo da fibra é refletida pela rede quando a condição de Bragg é satisfeita. Por outro lado, quando os comprimentos de onda não casam com a condição de Bragg, a luz é refletida de cada um dos planos subsequentes e se tornará progressivamente fora de fase, se cancelando. Além disso, a luz que não é coincidente com o comprimento de onda de Bragg (condição de Bragg) experimentará uma reflexão muito fraca em cada um dos planos da rede, esta reflexão acumula-se ao longo do comprimento da rede [5]. Assim, comprimentos de onda que não casam com a condição de reflexão são transmitidos com pouca ou nenhuma atenuação.

A Figura 2-4 representa o esquema físico de uma FBG e seu espectro de reflexão em função do comprimento de onda de uma rede de Bragg uniforme. Um sinal de banda larga é acoplado no núcleo da fibra. Parte da luz de entrada é refletida (na condição de Bragg) e o restante é transmitido. A largura espectral do sinal transmitido e refletido depende das características da rede de Bragg, seu comprimento e profundidade de modulação.

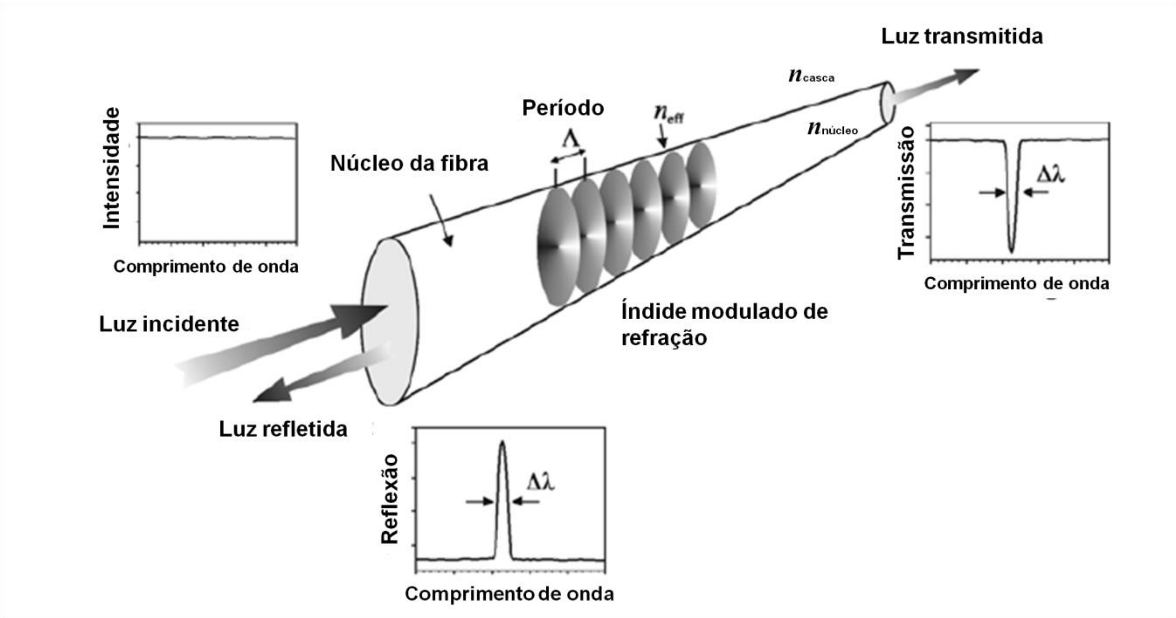


Figura 2-4: Representação de uma Rede de Bragg inscrita no núcleo de uma fibra. Fonte:[5]

A Figura 2-5 ilustra os lóbulos laterais da ressonância, que ocorrem devido a múltiplas reflexões de e para extremidades opostas da região da rede. Através da transformada de Fourier de um sinal harmônico de extensão finita o espectro *sinc* surge matematicamente em apenas um lado do espectro de reflexão da FBG, enquanto uma rede infinitamente longa se transformaria em uma resposta de função delta ideal no domínio de comprimento de onda [5].

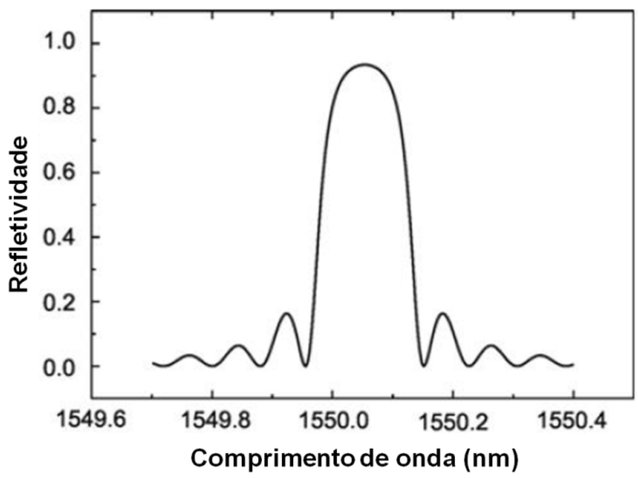


Figura 2-5: Espectro de reflexão de uma Rede de Bragg com comprimento de onda central próximo a 1550 nm. Fonte: [5]

No comprimento de onda de Bragg, cada reflexão posterior de perturbações de índice sucessivas está em fase com a próxima. As reflexões traseiras se somam de maneira coerente e um grande sinal de luz refletido é obtido. A refletividade de uma rede forte pode se aproximar de 100% no comprimento de onda de Bragg, enquanto a luz em comprimentos de onda maiores ou menores que o comprimento de onda de Bragg passa pela rede de Bragg com perda insignificante. É esse comportamento dependente do comprimento de onda das redes de Bragg que as torna tão úteis em aplicações de comunicações óticas. Além disso, o passo ótico ($n_{eff}\Lambda$) de uma rede de Bragg contida em uma fibra é alterado pela aplicação de tensão longitudinal a fibra. Este efeito fornece um meio simples para detectar a tensão oticamente monitorando a mudança concomitante no comprimento de onda ressonante de Bragg.

A rede é assumida como tendo uma perturbação sinusoidal de amplitude constante, Δn. A refletividade da rede é determinada por três parâmetros: (1) o coeficiente de acoplamento, κ, (2) a constante de propagação do modo, $\beta = 2\pi n_{eff} / \lambda$, e (3) o comprimento da rede, L. O coeficiente de acoplamento, κ, que depende apenas do comprimento de onda de operação da luz e a amplitude da perturbação do índice, Δn, é dado por $\kappa = (\pi / \lambda)\ \Delta n$. O caso mais interessante é quando o comprimento de onda da luz corresponde ao comprimento de onda de Bragg. A refletividade da rede, *R*, da rede é então dada pela expressão simples

$$R = tanh^2 (\kappa L) \tag{2.8}$$

Assim, o produto κL pode ser usado como uma medida da intensidade da rede. Uma rede com um κL maior que um é denominada rede forte, enquanto uma rede fraca tem κL menor que um. A Figura 2-6 mostra espectros típicos de reflexão para redes fracas e fortes [6].

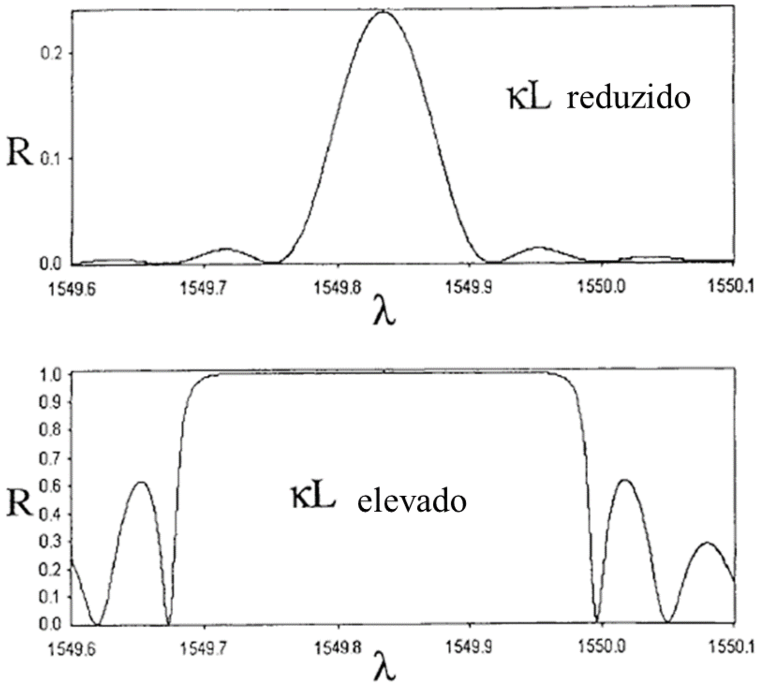


Figura 2-6: Espectro de reflexão para uma rede de Bragg fraca (*kL* reduzido) e forte (*kL* elevado). Fonte:[6]

A outra propriedade importante da rede é sua largura de banda, que é uma medida da faixa de comprimento de onda sobre a qual a rede reflete a luz. A largura de banda de uma rede de fibra que é mais facilmente medida é a sua FWHM, do pico de reflexão central, que é definido como o intervalo de comprimento de onda entre os pontos de 3dB. Essa é a separação no comprimento de onda entre os pontos de cada lado do comprimento de onda de Bragg, onde a refletividade diminuiu para 50% de seu valor máximo. No entanto, um valor mais fácil de calcular é a largura de banda

$$\Delta\lambda_0 = \lambda_0 - \lambda_B \tag{2.9}$$

onde λ_0 é o comprimento de onda onde ocorre o primeiro zero no espectro de reflexão. Esta largura de banda pode ser encontrada calculando a diferença nas constantes de propagação,

$$\Delta\beta_0 = \beta_0 - \beta_B \tag{2.10}$$

onde $\beta_0 = 2\pi n_{eff} / \lambda_0$ é a constante de propagação no comprimento de onda λ_0 para o qual a refletividade é primeiro zero, e $\beta_B = 2\pi n_{eff} / \lambda_B$ é a constante de propagação no comprimento de onda de Bragg para a qual a refletividade é máxima [6].

2.2.1. Modulador baseado em uma FBG e PZT

Neste item serão apresentados dois projetos referentes à montagem de um modulador baseado em FBG e piezoelétricos [7], [8] utilizadas para comparação de resultados experimentais neste trabalho.

O primeiro modelo desenvolvido por NETO [7] em 2015 consistia em um dispositivo piezoelétrico modelo P-289.2 da PI – Physik Instrument, o qual possui duas cerâmicas piezoelétricas tipo PZT (*Lead Zirconate Titanate* –Titanato Zirconato de Chumbo), uma em cada face lateral, conforme observa-se na Figura 2-7.

Figura 2-7: Microposicionador de disco duplo modelo P-289.2. Fonte:[8]

A FBG a ser modulada foi esticada no centro do PZT, entre as suas duas faces laterais, sendo então colada em cada face do modulador com cianoacrilato, apresentada na Figura 2-8.

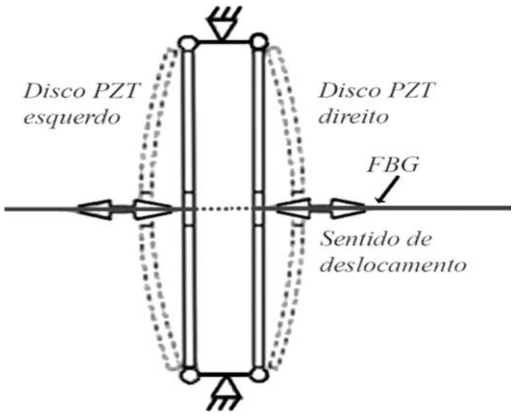


Figura 2-8: Deformação longitudinal do microposicionador P-289.2 em função do sinal elétrico aplicado . Fonte:[8].

A modulação da FBG ocorre com a expansão e relaxamento das duas faces laterais do PZT, quando um sinal de tensão elétrica é aplicado ao dispositivo, este distende a rede FBG fixada entre os discos do microposicionador, alterando a periodicidade da rede e, portanto, o comprimento de onda refletido. NETO [7] encontrou uma frequência de ressonância de 1850 Hz, sendo possível alcançar o máximo de modulação na FBG nesta frequência.

À medida que a frequência do sinal modulante se aproxima da frequência de ressonância do PZT, mais forte é a expansão e contração e, portanto, a vibração no PZT se torna mais notável mesmo mantendo a amplitude do sinal modulante no gerador de sinais constante.

Em 2017 OLIVEIRA [8] utilizou um projeto de modulador semelhante ao de NETO [7], porém o modulador de FBG foi montado em um anel *Dove Tail* fixado em uma plataforma com ajuste lateral sobre um trilho como mostrado na Figura 2-9, a fim de reduzir o efeito de variação harmônica causada pelo deslocamento do microposicionador.

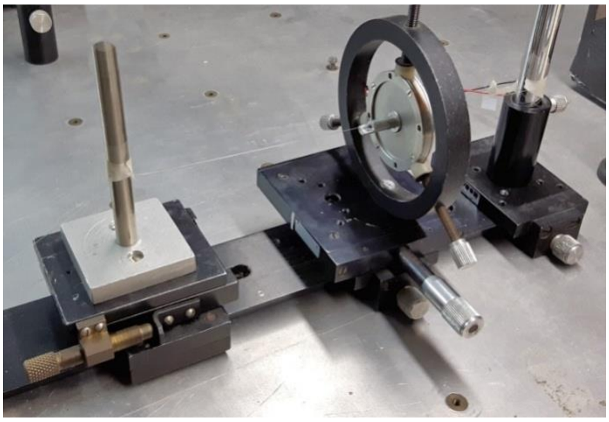


Figura 2-9: Montagem do modulador de FBG. Fonte:[8]

OLIVEIRA [8] ligou o modulador de FBG a um gerador de sinais arbitrário ajustado para gerar um sinal harmônico de 1800 Hz com 4Vpp e nível DC de 2V. Utilizando a configuração da Figura 2-10 o espectro da FBG modulada foi observado no analisador de espectro ótico OSA, enquanto a plataforma de deslocamento foi cuidadosamente ajustada até que o espetro da FBG modulada apresentasse a menor distorção harmônica possível [8].

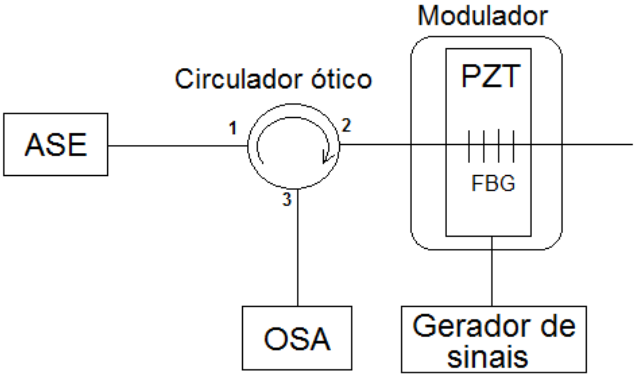


Figura 2-10: Disposição dos componentes em relação ao circulador. Fonte:[7]

NETO [7] ressalta a presença de uma possível distorção harmônica no segundo harmônico introduzida pelo modulador, fato devido às características intrínsecas não lineares do modulador ou do próprio sinal modulante proveniente do gerador de sinais. O sinal modulante foi definido por

$$M(t) = \lambda_c + A_m \cdot cos(w_0 t) \tag{2.12}$$

onde λ_c é o comprimento de onda central, A_m a amplitude de modulação, t o tempo e w_0 uma frequência de modulação. Somado ao sinal modulante um sinal com frequência $2w_0$ tal como $A_d \cdot cos(2w_0 t)$, é introduzida uma distorção harmônica no segundo harmônico, onde A_d é a amplitude de distorção harmônica no modulador. O autor conclui que uma maior distorção no segundo harmônico significa um sistema pouco sensível [7].

OLIVEIRA [8] também observou distorções harmônicas, porém relevantes somente de segunda ordem, levando a considerar apenas a geração de um segundo harmônico, uma vez que as amplitudes dos demais harmônicos observados foram experimentalmente desprezíveis e não possuem influência significativa sobre o resultado final, sendo então o comprimento de onda instantâneo provocado pelo modulador de FBG na presença da distorção harmônica dado por:

$$W_d\,(t) = \lambda_c + A_m \cdot cos(w_0 t) + A_d \cdot cos(2w_0 t) \tag{2.13}$$

onde A_m é a amplitude de modulação, A_d é a amplitude de distorção harmônica no modulador de FBG, e λ_c é o comprimento de onda central e t o tempo. Essas distorções serão consideradas neste trabalho posteriormente, no Capítulo 4.

REFERÊNCIAS

[1] DUTTON, H. J. R. "**Understanding Optical Communication**", IBM, 1ed., 1998.

[2] DELFYETT, P. J. "**Fiber Optics Handbook**: Fiber, Devices, and Systems for Optical Communications", McGraw-Hill, 2002, p. 12.1 – 12.42.

[3] AGRAWAL, G. P. "**Fiber Optic Communications Systems**", Wiley, ed. 4, 1997.

[4] LECOY, P. "**Fiber Optic Communications**" – Wiley, 2007.

[5] VENGHAUS, H. "**Wavelength Filters in Fibre Optics**" – Wiley, 2006, p. 189 – 287.

[6] HILL, K. O. "**Fiber Optics Handbook**: Fiber, Devices, and Systems for Optical Communications", McGraw-Hill, 2002, p. 9.1 – 9.9.

[7] NETO, P. X. "**Técnica Auto-Referenciável de Interrogação de Sensores Ópticos baseados em LPGs através de Análise Harmônica",** Dissertação. 2015.

[8] OLIVEIRA, V. A. de. "**Técnica de Interrogação de LPGsAuto-Referenciável por Análise Harmônica",** Dissertação. 2017.

CAPÍTULO 3 - TÉCNICA DE CARACTERIZAÇÃO DE MODULADORES SEM DISTORÇÃO HARMÔNICA

Este capítulo irá apresentar o modelo analítico desenvolvido para a técnica de caracterização de moduladores de comprimento de onda, assim como o modelo numérico. O desenvolvimento do modelo numérico foi realizado através do *software* MATLAB e seus códigos base se encontram nos Apêndices desta dissertação.

Em primeiro lugar, será feita uma breve explicação sobre a montagem do sistema de estabilização do modulador, importante para análise de dados e comparações que serão abordadas no decorrer do trabalho.

3.1. Montagem do sistema de caracterização sem distorção harmônica

Um sinal de banda espectral larga é emitido por uma fonte ótica de emissão espontânea amplificada (ASE – *Amplified Spontaneous Emission*) para o Fabry-Perot passando por um isolador. O Fabry-Perot está sujeito a variações de temperatura e para isso foi necessária uma estabilização do dispositivo. As reflexões dos espelhos óticos do Fabry-Perot modulam o espectro em comprimento de onda. O espectro modulado é transmitido para o Analisador de Espectro Ótico (OSA – Optical Spectrum Analyzer). Pela análise dos picos da curva apresentada no gráfico do OSA é possível caracterizar a amplitude de modulação do comprimento de onda central (A_m) do dispositivo. A técnica de caracterizar é representada na Figura 3-1.

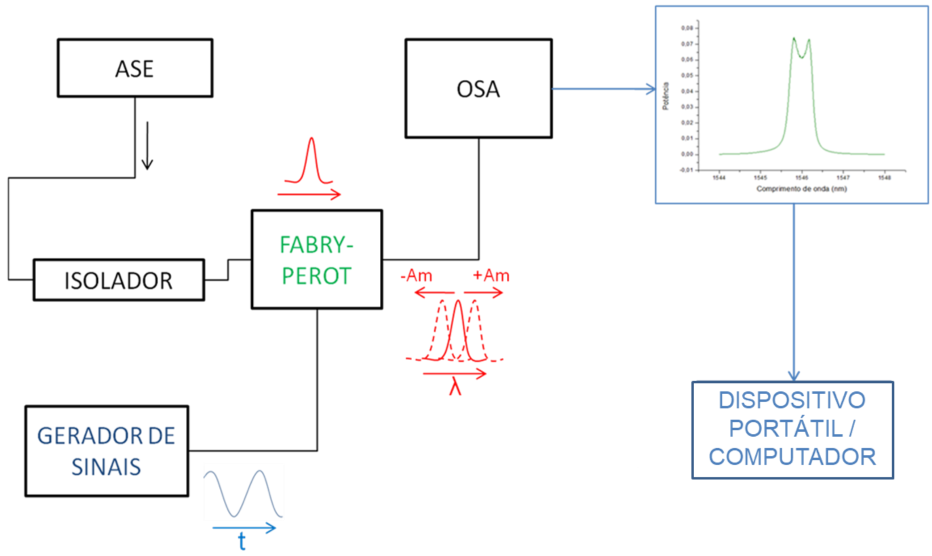


Figura 3-1: Diagrama representativo da técnica de caracterização de moduladores proposta.

O sistema de caracterização é composto por uma fonte ótica ASE que transmite um sinal de banda larga, passando por um isolador (para impedir que parte do espectro possa ser refletida para a fonte). Ao chegar ao filtro sintonizável Fabry-Perot, que recebe a forma de onda modulante de um Gerador de Sinais, o sinal é modulado em comprimento de onda. O espectro resultante é transmitido para o OSA, conforme mostra a Figura 3-2(a). Utilizando uma média da varredura realizada pelo equipamento gera-se uma curva resultante, representada na Figura 3-2(b). Esses dados são transferidos para um dispositivo de armazenamento portátil e depois analisados no computador através dos *softwares* Origin e MATLAB.

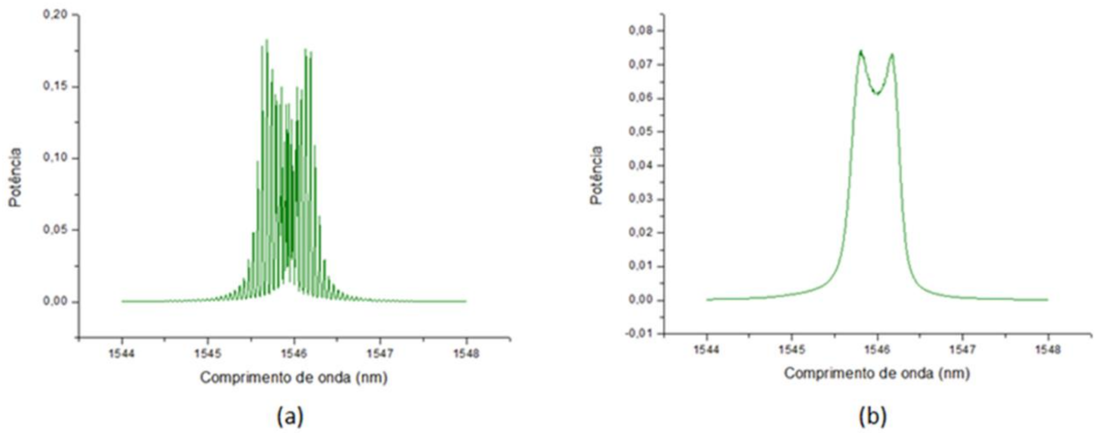


Figura 3-2: Curva obtida no OSA ao final do sistema e salva por dispositivo externo.

As próximas seções apresentam a montagem completa dos sistemas de estabilização do modulador Fabry-Perot, e a modelagem analítica e numérica da técnica de caracterização.

3.1.1. Estabilização do Fabry-Perot

Um sistema de estabilização de temperatura baseado em junção peltier foi utilizado para controlar a temperatura e estabilizar o modulador Fabry-Perot, juntamente com um cooler embutido a um dissipador de calor e isolação térmica. A imagem da junção peltier é mostrada na Figura 3-3.

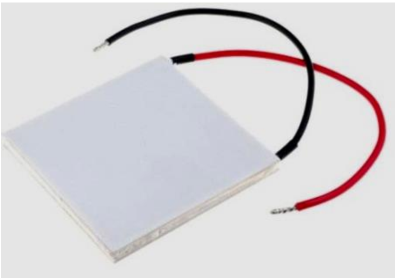


Figura 3-3: Placa de junção peltier.

O efeito peltier ocorre quando uma corrente elétrica passa por um par de metais diferentes, resultando em um aumento da temperatura quando a corrente passa por um sentido e diminuição da temperatura quando a corrente passa no sentido inverso. Além disso, quando um lado aquece, o outro lado resfria e vice-versa. A Figura 3-4 representa o cooler utilizado no sistema.

Figura 3-4: Cooler ADM com dissipador de calor embutido.

A ventoinha do cooler retira o calor de dentro do recipiente térmico e elimina pelo dissipador de calor, removendo do sistema o ar quente, permanecendo apenas o ar resfriado pelo peltier. A Figura 3-5 representa o sistema geral de estabilização de temperatura do Fabry-Perot.

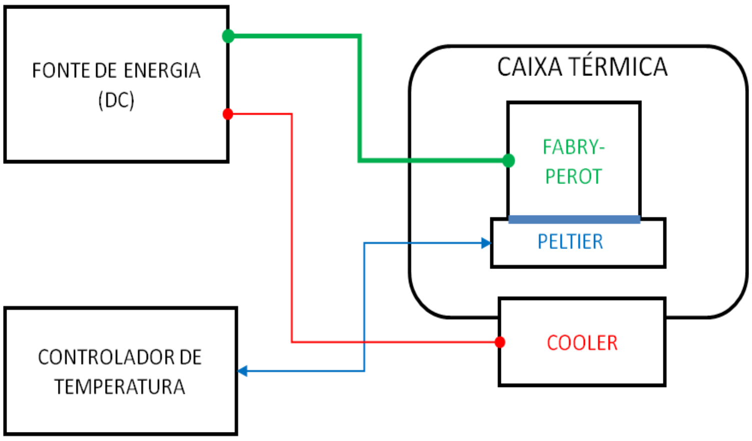
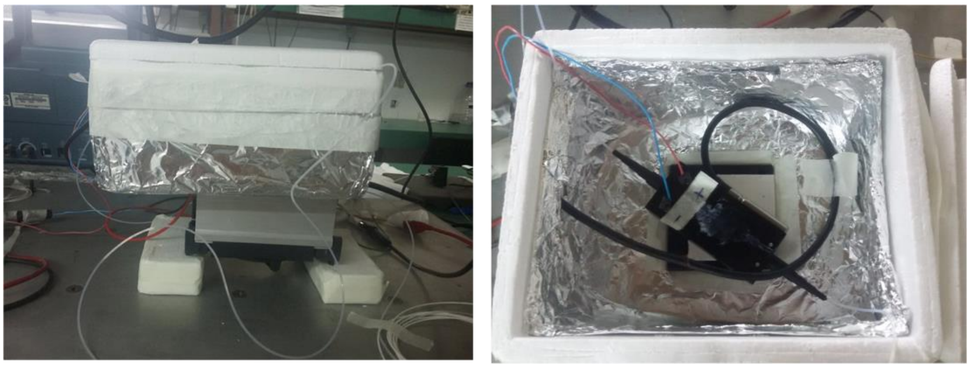


Figura 3-5: Sistema de estabilização de temperatura do Fabry-Perot.

O sistema é composto por uma caixa térmica de isopor que abriga o modulador e o peltier com um cooler instalado na base da caixa, e do lado externo da caixa estão ligados aos dispositivos o Controlador de Temperatura e a Fonte de Energia (DC). A variação da temperatura do ambiente no entorno do Fabry-Perot provoca uma alteração no seu comprimento de onda central. Assim, com o sistema de estabilização térmica apresentado, foi possível reduzir essas variações provocadas pelas mudanças na temperatura ambiente.

A Figura 3-6 mostra a caixa térmica que compõe o sistema de estabilização do Fabry-Perot. A junção peltier está ligada ao controlador de temperatura, configurado em 20°C e corrente 3A. O Gerador de Tensão está com configurações de 10 V e 3A para o cooler e 0,3A para o Fabry-Perot com corrente de tensão variável até 17V.



(a) (b)

Figura 3-6: Sistema de estabilização de temperatura do Fabry-Perot na bancada do LACOP.

Esse sistema de estabilização foi fixado em uma das bancadas do Laboratório de Comunicações Óticas (LACOP) da Universidade Federal Fluminense.

3.2. Modelagem Analítica

A fim de reproduzir analiticamente o funcionamento do filtro sintonizável Fabry-Perot desenvolveu-se um modelo para representar o sinal modulado pelo dispositivo, que será abordada nesse capítulo. Conhecendo algumas características do filtro, foi possível buscar funções de ajuste para melhor reprodução do modulador. O objetivo dessa seção é buscar um modelo matemático capaz de encontrar a distância em comprimento de onda entre os picos da curva de modulação.

Ao analisar funções que se ajustassem ao espectro ótico do filtro sintonizável Fabry-Perot no OSA, identificou-se que a curva observada se ajustava a uma função Lorentziana, representada na equação (3.3), onde P é a amplitude do espectro modulador, d_λ é a largura espectral, λ o comprimento de onda e λ_c o comprimento de onda central do modulador.

$$W(\lambda) = \frac{2Pd_\lambda}{\pi\left(d_\lambda^2 + 4(\lambda - \lambda_c)^2\right)} \tag{3.3}$$

Observa-se na Figura 3-7 que a função se adequa precisamente à curva do Fabry-Perot podendo então ser considerada como a função de ajuste para o modulador. Foi utilizada, para traçar a curva da Figura 3-7, a equação (3.3) com os parâmetros do

Fabry-Perot de valores 0,1353; 0,1451nm; 1557,43nm correspondentes a *P*, d_λ, λ_c respectivamente, dando origem à equação (3.4).

$$W(\lambda) = \frac{0.01249813846971353}{0.02105401 + 4(-1557.43 + \lambda)^2} \quad (3.4)$$

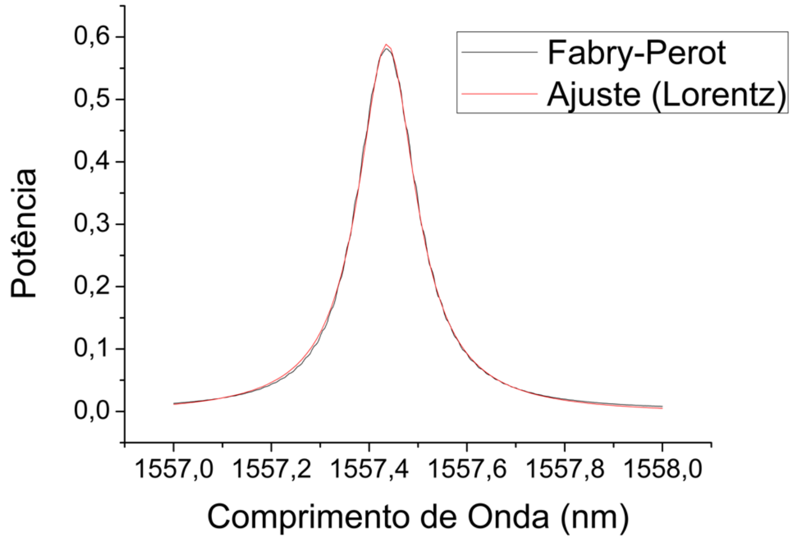


Figura 3-7: Comparação do ajuste Lorentziano sobre a curva original do modulador Fabry-Perot.

Os gráficos na Figura 3-7 representam então o ajuste Lorentziano sobre a curva original do modulador Fabry-Perot.

Para obter a equação do que defina o comprimento de onda instâneo do sinal modulado, substituiu-se o λ_c da equação (3.3) por uma modulação λ_m, representada na equação (3.5), em que w_0 é definido pela frequência de operação do modulador, A_m a amplitude de modulação e *t* o tempo, originando a equação (3.6).

$$\lambda_m = A_m Cos[w_0 t] - \lambda_c \quad (3.5)$$

$$W_d(\lambda, t) = \frac{2Pd_\lambda}{\pi\left(d_\lambda^2 + 4(\lambda + \lambda_c - A_m Cos[w_0 t])^2\right)} \quad (3.6)$$

Para obter uma curva teórica que represente o espectro de modulação do Fabry-Perot, como mostrado experimentalmente na Figura 3-2, é preciso realizar a integral de (3.6) em relação ao tempo nos limites de 0 até *T* (período), obtendo-se a equação (3.7).

$$\frac{1}{T}\int_0^T W_d(\lambda,t)dt = \frac{1}{T}\int_0^T \frac{2Pd_\lambda}{\pi\left(d_\lambda^2 + 4(\lambda+\lambda_c - A_m Cos[w_0 t])^2\right)}dt \qquad (3.7)$$

Adicionando os parâmetros do modulador Fabry-Perot mencionados anteriormente e considerando a frequência de operação de 50 Hz, λ_c de 1546 nm e A_m de 0,5 nm, tem-se a equação (3.8) que é composta pelo somatório de (3.9). A frequência neste trabalho será mantida em 50 Hz uma vez que é a faixa de operação mais linear do Fabry-Perot.

$$\int W_d(\lambda,t) = 4{,}306 \times \sum_{k=1}^{6} W_k \qquad (3.8)$$

$$W_k = \frac{a_k \times ArcTanh\left[\dfrac{(b_{kr} - b_{ki}) - c_k\lambda}{\sqrt{(-d_{kr} + d_{ki}) + (e_{kr} - e_{kr})\lambda - f_k\lambda^2}}\right]}{\sqrt{(-d_{kr} + d_{ki}) + (e_{kr} - e_{kr})\lambda - f_k\lambda^2}} \qquad (3.9)$$

A Tabela 3-1 apresenta os valores das componentes da equação (3.9).

Tabela 3-1: Valores das componentes da equação (3.9).

k	a_k	b_{kr}	b_{ki}	c_k	d_{kr}	d_{ki}	e_{kr}	e_{ki}	f_k
1	0,0011254i	6,957×10^{9}	3265i	4,50×10^{6}	1,195×10^{6}	112,16i	1546	0,072	0,5
2	0,0011254i	3,44×10^{-11}	0	2,22×10^{-14}	1,195×10^{6}	112,16i	1546	0,072	0,5
3	0,0011254i	-6,957×10^{9}	-3265i	-4,50×10^{6}	1,195×10^{6}	112,16i	1546	0,072	0,5
4	0,0011254i	6,957×10^{9}	3265i	4,50×10^{6}	1,195×10^{6}	112,16i	1546	0,072	0,5
5	0,0011254i	3,44×10^{-11}	0	2,22×10^{-14}	1,195×10^{6}	112,16i	1546	0,072	0,5
6	0,0011254i	-6,957×10^{9}	-3265i	-4,50×10^{6}	1,195×10^{6}	112,16i	1546	0,072	0,5

É importante observar que a equação (3.8) é função apenas do comprimento de onda (λ). A Figura 3-8 mostra o gráfico da equação (3.8) variando o comprimento de onda entre 1544 nm até 1548 nm (mesma faixa da Figura 3-2). O gráfico da Figura 3-8 é uma representação teórica da curva resultante da modulação do Fabry-Perot (observada no OSA) com uma amplitude de modulação de A_m= 0,5 nm. Pode-se notar que a curva da Figura 3.8 apresenta comportamento semelhante ao observado na figura 3-2(b).

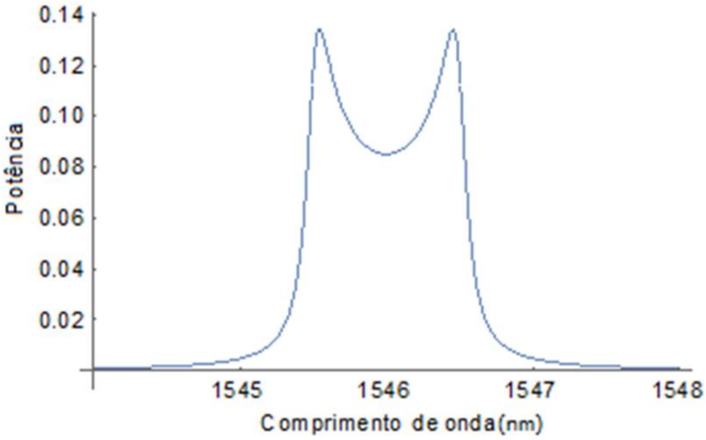


Figura 3-8: Gráfico representado pela equação (3.8).

Para determinar matematicamente os picos da curva de modulação é preciso calcular a derivada de primeira ordem da equação (3.7), igualar essa equação resultante a zero e encontrar as raízes dessa equação. Considerando, por exemplo, a equação (3.14), para o valor de A_m= 0,5 nm, podemos obter a sua derivada de primeira ordem. A equação que representa a derivada de primeira ordem para (3.14) é dada por

$$U = 4.30673 \times \left(\sum_{k=1}^{6} U_{1k} + \sum_{k=1}^{6} U_{2k} \right) \tag{3.15}$$

onde U_{1k} é representado por

$$U_{1k} = \frac{a_{1k}\mathrm{i} \times \left[-\frac{((b_{1k} - c_{1k}\mathrm{i}) - d\lambda)((e_{1k} - f_{1k}\mathrm{i}) - g_{1k}\lambda)}{2((-h_{1k} + j_{1k}\mathrm{i}) + (k_{1k} - l_{1k}\mathrm{i})\lambda - \lambda^2)^{3/2}} - \frac{m_{1k}}{\sqrt{(-h_{1k} + j_{1k}\mathrm{i}) + (k_{1k} - l_{1k}\mathrm{i})\lambda - \lambda^2}} \right]}{\sqrt{(-n_{1k} + o_{1k}\mathrm{i}) + (1546 - p_{1k}\mathrm{i})\lambda - 0{,}5\lambda^2} \times 1 \left(\frac{((q_{1k} - r_{1k}\mathrm{i}) - s_{1k}\lambda)^2}{(-h_{1k} + j_{1k}\mathrm{i}) + (k_{1k} - l_{1k}\mathrm{i})\lambda - \lambda^2} \right)} \tag{3.16}$$

e U_{2k} é representado por

$$U_{2k} = \frac{a_{2k}\mathrm{i} \times ((1546 - b_{2k}\mathrm{i}) - \lambda) ArcTanh\left[\frac{(c_{2k} - d_{2k}\mathrm{i}) - e_{2k}\lambda}{\sqrt{(-f_{2k} + g_{2k}\mathrm{i}) + (h_{2k} - j_{2k}\mathrm{i})\lambda - \lambda^2}}\right]}{\left((-k_{2k} + l_{2k}\mathrm{i}) + (1546 + b_{2k}\mathrm{i})\,\lambda - 0{,}5\lambda^2\right)^{3/2}} \qquad (3.17)$$

A Tabela 3-2 e a Tabela 3-3 apresentam os valores das componentes da equação (3.16).

Tabela 3-2: Valores das componentes da equação (3.16).

k	a_{1k}	b_{1k}	c_{1k}	d_{1k}	e_{1k}	f_{1k}	g_{1k}	h_{1k}	j_{1k}
1	0.0011254	9.838×10^{9}	954930	6.36×10^{6}	3092	0.3	2	2.39×10^{6}	463.8
2	-0.0011254	3092	0.3	2	4.87×10^{-11}	0	3.15×10^{-14}	2.39×10^{6}	463.8
3	-0.0011254	3092	0.3	2	-9.83×10^{9}	-954930	-6.36×10^{6}	2.39×10^{6}	463.8
4	-0.0011254	9.838×10^{9}	954930	6.36×10^{6}	3092	0.3	2	2.39×10^{6}	463.8
5	0.0011254	3092	0.3	2	4.87×10^{-11}	0	3.15×10^{-14}	2.39×10^{6}	463.8
6	0.0011254	3092	0.3	2	-9.83×10^{9}	-954930	-6.36×10^{6}	2.39×10^{6}	463.8

Tabela 3-3: Valores das componentes da equação (3.16).

k	k_{1k}	l_{1k}	m_{1k}	n_{1k}	o_{1k}	p_{1k}	q_{1k}	r_{1k}	s_{1k}
1	3092	0.3	6.366×10^{6}	1.195×10^{6}	231.9	0.15	9.838×10^{9}	954930	6.36×10^{6}
2	3092	0.3	3.15×10^{-14}	1.195×10^{6}	231.9	0.15	4.872×10^{-11}	0	3.15×10^{-14}
3	3092	0.3	6.366×10^{6}	1.195×10^{6}	231.9	0.15	-9.838×10^{9}	-954930	-6.36×10^{6}
4	3092	0.3	6.366×10^{6}	1.195×10^{6}	231.9	0.15	9.838×10^{9}	954930	6.36×10^{6}
5	3092	0.3	3.15×10^{-14}	1.195×10^{6}	231.9	0.15	4.872×10^{-11}	0	3.15×10^{-14}
6	3092	0.3	6.366×10^{6}	1.195×10^{6}	231.9	0.15	-9.838×10^{9}	-954930	-6.36×10^{6}

A Tabela 3-4 e a Tabela 3-5 apresentam os valores das componentes da equação (3.17).

Tabela 3-4: Valores dos componentes da equação (3.17).

k	a_{2k}	b_{2k}	c_{2k}	d_{2k}	e_{2k}	f_{2k}	g_{2k}	h_{2k}	j_{2k}
1	-0.000562	0.15	9.83×10^{9}	954930	6.36×10^{6}	2.39×10^{6}	463.8	3092	0.3
2	0.000562	0.15	4.87×10^{-11}	0	3.15×10^{-14}	2.39×10^{6}	463.8	3092	0.3
3	0.000562	0.15	-9.83×10^{9}	-954930	-6.36×10^{6}	2.39×10^{6}	463.8	3092	0.3
4	0.000562	0.15	9.83×10^{9}	954930	6.36×10^{6}	2.39×10^{6}	463.8	3092	0.3
5	-0.000562	0.15	4.87×10^{-11}	0	3.15×10^{-14}	2.39×10^{6}	463.8	3092	0.3
6	-0.000562	0.15	-9.83×10^{9}	-954930	-6.36×10^{6}	2.39×10^{6}	463.8	3092	0.3

Tabela 3-5: Valores dos componentes da equação (3.17).

k	k_{2k}	l_{2k}
1	1.195×10^6	231.9
2	1.195×10^6	231.9
3	1.195×10^6	231.9
4	1.195×10^6	-231.9
5	1.195×10^6	-231.9
6	1.195×10^6	-231.9

Para as raízes determinadas pela derivação da equação (3.15) obteve-se valores iguais à 1545,53 nm (comprimento de onda em que ocorre o pico da esquerda) e 1546,45 nm (comprimento de onda em que ocorre o pico da direita). Subtraindo-se o valor do comprimento de onda do pico da direita do valor do comprimento de onda do pico da esquerda, e dividindo esse resultado por 2, obtém-se o parâmetro chamado de A_m^{Pck} (que consiste na metade da distância, em comprimento de onda, entre os dois picos). Considerando os resultados obtidos para esse exemplo, temos um valor de A_m^{Pck} de 0,4580 nm. Devido à complexidade em se obter o valor de A_m^{Pck} para diferentes valores de A_m no modelo analítico, torna-se inviável obter-se uma relação entre as distâncias dos picos e o valor de A_m, que é o objetivo dessa seção. Devido a essa dificuldade, será proposta uma modelagem numérica, no lugar de uma modelagem analítica, a qual é apresentada na próxima seção.

Devido à complexidade em se obter o valor de A_m^{Pck} para diferentes valores de A_m no modelo analítico, torna-se inviável obter-se uma relação entre as distâncias dos picos e o valor de A_m, que é o objetivo dessa seção. Devido a essa dificuldade, será proposta uma modelagem numérica, no lugar de uma modelagem analítica, a qual é apresentada na próxima seção.

3.3. Modelagem Numérica

Foi desenvolvido um código de representação numérica do espectro de um modulador e reproduzido numericamente o Fabry-Perot com os valores atribuídos anteriormente de 0,1353; 0,1451 nm; 1546 nm correspondentes a P, d_{λ}, λ_c respectivamente, um A_m qualquer e frequência de 50Hz, utilizando novamente a função Lorentziana apresentada na equação (3.3) no intervalo de 1544 nm a 1548 nm de comprimento de onda.

Após definido o espectro inicial, que está sendo considerado como uma função Lorentziana, ele precisa ser modulado a fim de apresentar uma curva semelhante ao que observamos anteriormente na Figura 3-8. Nesse exemplo, foi considerado um valor de A_m= 0,5 nm.

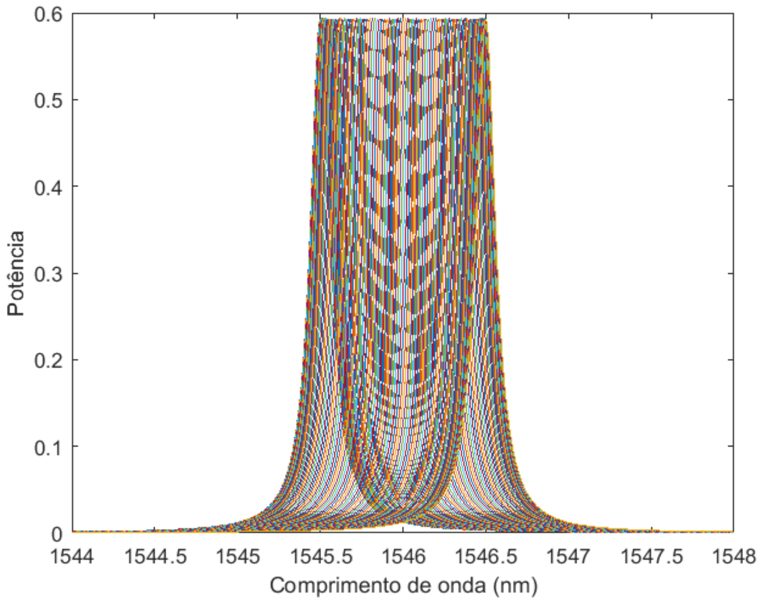


Figura 3-9: Gráfico representando espectro modulado no tempo.

Podemos observar que na Figura 3-9 o gráfico é composto por espectros semelhantes ao da Figura 3-7, conforme foram modulados no tempo. Para melhor visualização do processo de modulação representado pelo algoritmo, fez-se a Figura 3-10 com menos pontos no tempo.

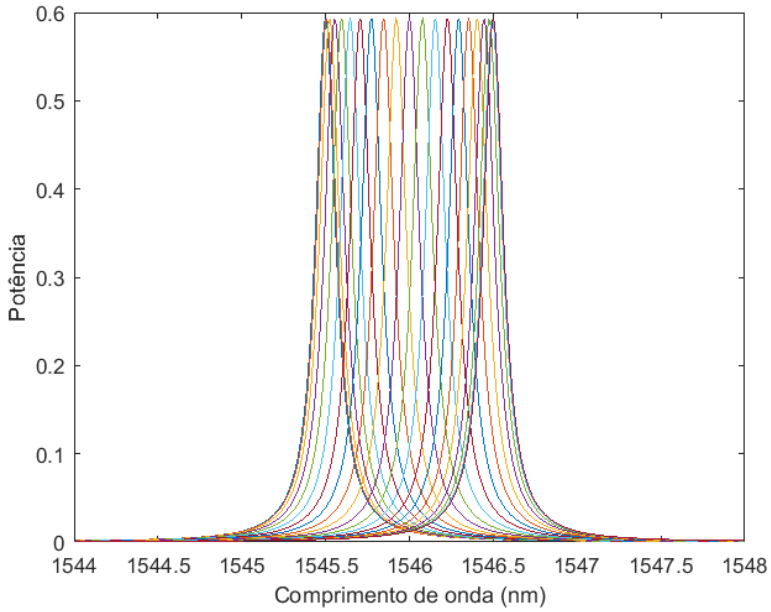


Figura 3-10: Deslocamento dos comprimentos de onda central causados pela modulação do sinal no tempo.

Observa-se na Figura 3-10 com mais nitidez cada espectro de um comprimento de onda central diferente. Calculando uma média de todos os comprimentos de onda central da Figura 3-9 por instante de tempo, temos a Figura 3-11, que representa a curva de modulação para A_m= 0,5 nm, gerada a partir de um modelo numérico.

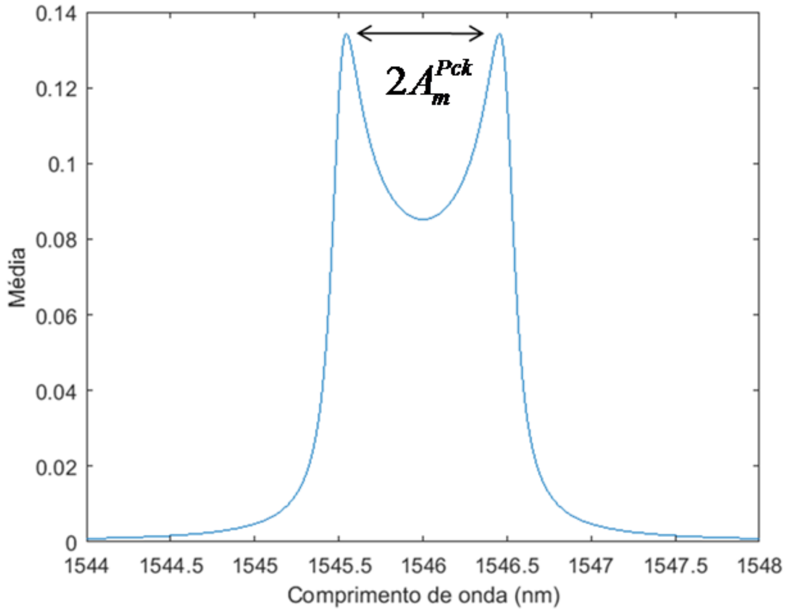


Figura 3-11: Gráfico representando a modulação por comprimento de onda.

A Figura 3-11 apresenta dois picos, em que a metade da distância entre eles é denominada A_m^{Pck}, como definido anteriormente. Para identificar os valores exatos dos picos gerados pela modelagem numérica foi adicionada uma rotina ao código, obtendo-se um valor de A_m^{Pck} = 0,4580 nm também obtido através do modelo analítico. As curvas resultantes do modulador no modelo analítico e no matemático se assemelham, conforme ilustra a Figura 3-12.

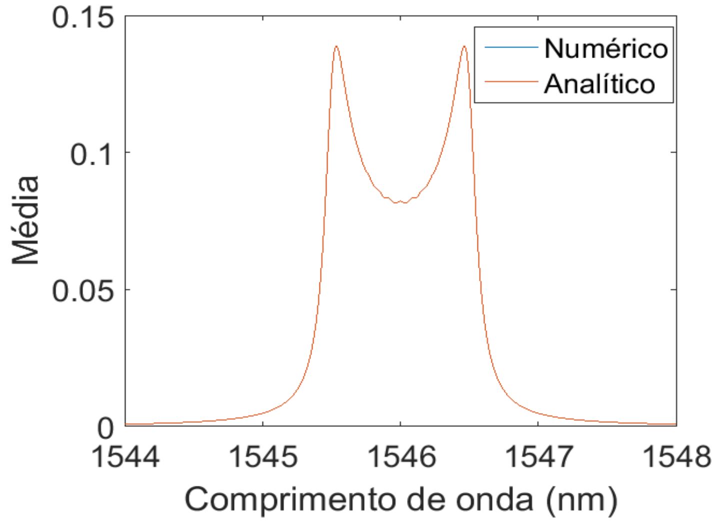


Figura 3-12: Comparação da curva resultante do modelo numérico com a curva resultante do modelo analítico.

Portanto, é indiferente, do ponto de vista teórico, utilizarmos o modelo analítico ou o modelo numérico. Devido à simplicidade e à facilidade em se obter os resultados a partir do modelo numérico, este será utilizado no lugar do modelo analítico.

No Capítulo 4 será apresentada essa mesma análise teórica, mas considerando uma distorção harmônica no modulador. Já no Capítulo 5, será apresentada uma comprovação experimental dos resultados teóricos obtidos com o modelo numérico, seguido de uma função que relacione o A_m^{Pck} com A_m.

CAPÍTULO 4 - TÉCNICA DE CARACTERIZAÇÃO DE MODULADORES COM DISTORÇÃO HARMÔNICA

Neste capítulo são apresentadas as modelagens analítica e numérica que representam a modulação com distorção harmônica do Fabry-Perot. O desenvolvimento do modelo numérico foi realizado através do *software* MATLAB.

Conforme visto no Capítulo 2, NETO [1] ressaltou a presença de uma distorção no segundo harmônico introduzida pelo modulador, fato devido às características intrínsecas não lineares do modulador ou do próprio sinal modulante proveniente do gerador de sinais arbitrário, e que uma maior distorção no segundo harmônico significa um sistema pouco sensível. Sendo assim, para este trabalho é considerado que inserir uma distorção harmônica no sinal original é equivalente a adicionar um segundo harmônico ao sinal original, no caso com a amplitude de 5%, 10%, 15% e 20% da amplitude do sinal original.

4.1. Montagem do sistema de caracterização com distorção harmônica

Para emular a distorção harmônica em moduladores óticos foi necessário adicionar à técnica anterior, descrita no Capítulo 3, uma rotina de inserção de dados no Gerador de Sinais através do *software* MATLAB, a fim de criar uma forma de onda característica para o sinal distorcido, visto que o filtro Fabry-Perot apresenta distorção harmônica de pouco mensurável. Considera-se tanto nos modelos analítico e numérico quanto na análise experimental (apresentada posteriormente no Capítulo 5) que o sinal do segundo harmônico e o do primeiro harmônico estão em fase.

A Figura 4-1 apresenta o sistema de caracterização considerando um modulador com distorção harmônica. Este sistema é composto por uma fonte ótica ASE que transmite um sinal de banda larga para o Fabry-Perot. A distorção harmônica foi introduzida através do programa MATLAB utilizando a equação

$$W_{fm}(t) = A \times Cos[w_0 t] + B \times Cos[2w_0 t] \quad (4.1)$$

onde A é a tensão do primeiro harmônico, B a tensão do segundo harmônico, w_0 a frequência e t o tempo. Esse sinal é transmitido ao Gerador de Sinais que está ligado ao Fabry-Perot. Com isso, o Gerador de Sinais transmite o sinal elétrico ao Fabry-Perot deformando-o mecanicamente. Dessa forma o espectro ótico de saída do Fabry-Perot é modulado em comprimento de onda, possuindo uma distorção harmônica. Esse sinal ótico de saída é detectado pelo OSA e armazenado em um dispositivo portátil para que o processamento dos dados possa ser realizado no computador.

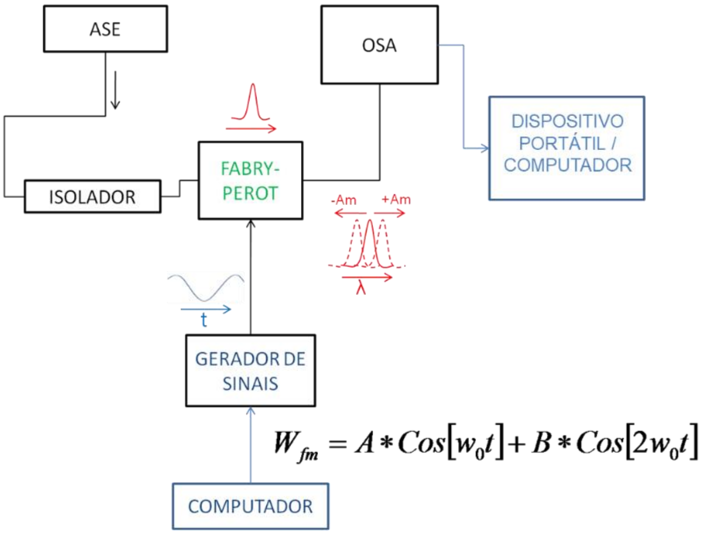


Figura 4-1: Diagrama representativo da técnica de caracterização do modulador Fabry-Perot com distorção harmônica.

A Figura 4-2 (a) ilustra o sinal emulado no gerador de sinais sem nenhuma distorção harmônica, enquanto que a Figura 4-2 (b) ilustra o sinal de amplitude elétrica de 100 mVpp emulado com distorção harmônica de 30%.

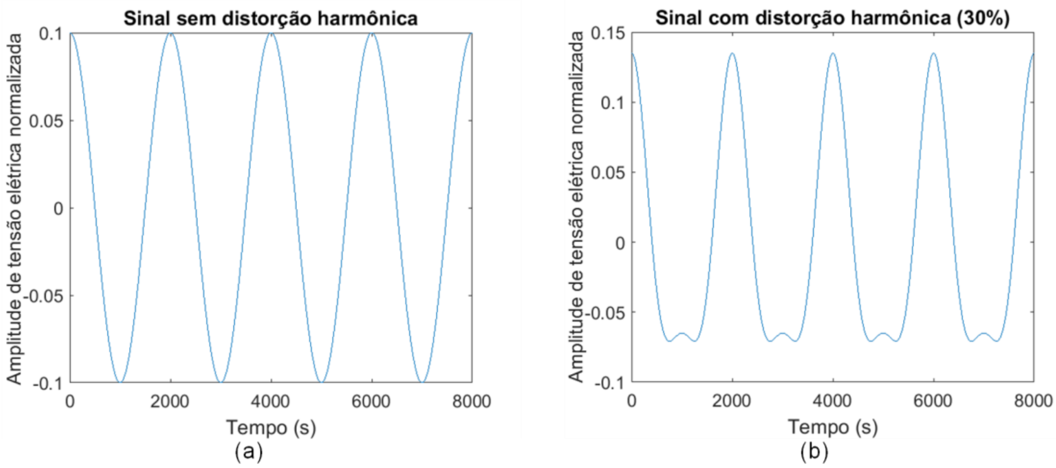


Figura 4-2: Representação do sinal original e do sinal com distorção harmônica.

4.2. Modelagem analítica com distorção harmônica

Neste item é apresentada a modelagem analítica do modulador com distorção harmônica.

Para obter uma equação que represente o modulador com distorção harmônica insere-se na equação (3.6) um λ_d (equação (4.2)), onde p_d representa a porcentagem de distorção harmônica do sinal, originando a equação (4.3), que representa o modulador caracterizado.

$$\lambda_d(t) = p_d A_m Cos[2w_0 t] \tag{4.2}$$

$$C(\lambda, t) = \frac{2Pd_\lambda}{\pi\left(d_\lambda^2 + 4(\lambda - \lambda_c + A_m Cos[w_0 t] + p_d A_m Cos[2w_0 t])^2\right)} \tag{4.3}$$

Na equação (4.2) p_d representa um percentual de A_m, e o produto $p_d A_m$ consiste na amplitude da distorção harmônica. A distorção consiste em um sinal adicionado ao original, conforme visto na equação (4.1), cuja frequência é igual a duas vezes a frequência do sinal original. Dessa forma, o modelo matemático considera uma distorção no segundo harmônico.

Integrando a equação em função do comprimento de onda no tempo, para o período T, que corresponde à metade da frequência, obtém-se a equação (4.4) denominada D, que representa analiticamente a modulação do sinal no tempo por um modulador qualquer.

$$D(\lambda) = \frac{1}{T}\int_0^T C(\lambda, t)dt = < C(\lambda, t) > \tag{4.4}$$

Como discutido no capítulo anterior, devido às vantagens da modelagem numérica como sua simplicidade de processamento, a modelagem analítica não será adotada na técnica abordada.

4.3. Modelagem numérica com distorção harmônica

Conforme realizado no Capítulo 3, estimaram-se valores atribuídos anteriormente do Fabry-Perot de 0,1353; 0,1451 nm; 1545,5 nm correspondentes a P, d_λ, λ_c respectivamente, uma Amplitude de Modulação (A_m) qualquer e frequência de 50Hz. Utilizando a função apresentada na equação (4.3) no intervalo de comprimento de onda (λ) de 1544 nm a 1548 nm para valores de distorção harmônica de 10%, e uma amostragem no tempo de 100 pontos, obteve-se a Figura 4-3.

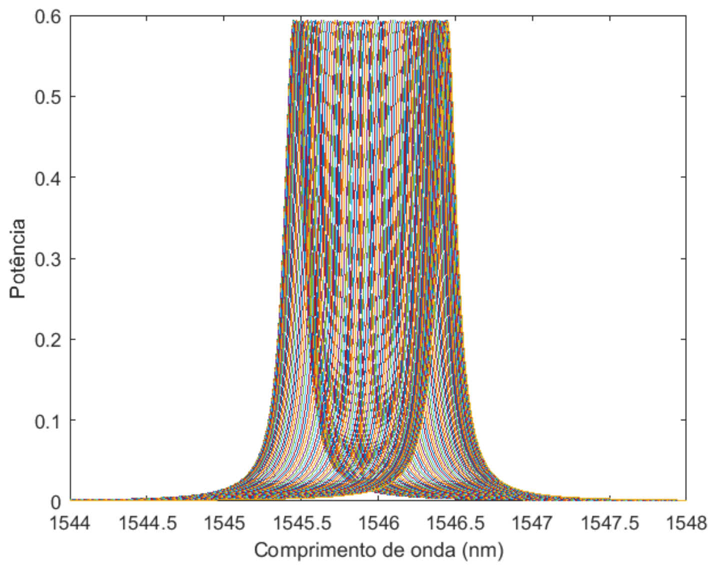


Figura 4-3: Gráfico representando espectro modulado.

Podemos observar que na Figura 4-3 os vários espectros modulados por comprimento de onda central e devido a necessidade de se observar melhor o comportamento dos espectros no lado direito da imagem realizou-se a diminuição de amostras no tempo para 20 amostras, originando a Figura 4-4. Assim foi possível notar, qualitativamente, a distorção harmônica no processo de modulação representado pelo código.

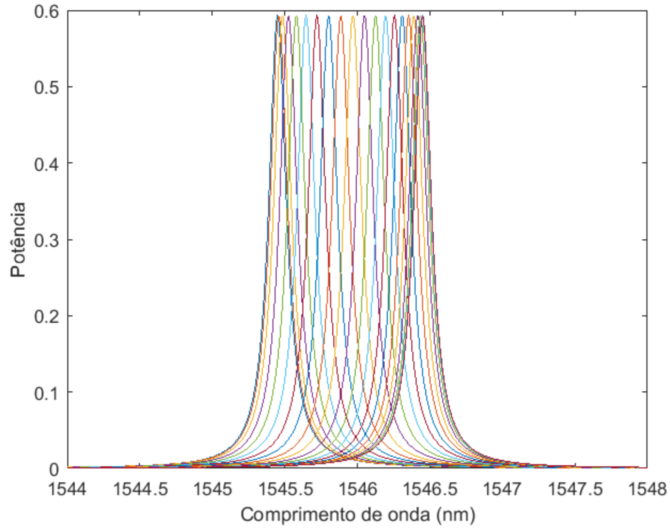


Figura 4-4: Deslocamento dos comprimentos de onda central causados pela modulação do sinal com distorção harmônica no tempo.

Realizando a média desses espectros da Figura 4-3, obtém-se a Figura 4-5, que destaca qualitativamente a diferença de comprimentos de onda centrais modulados, indicando uma menor quantidade de espectros próximos onde está representado o pico esquerdo.

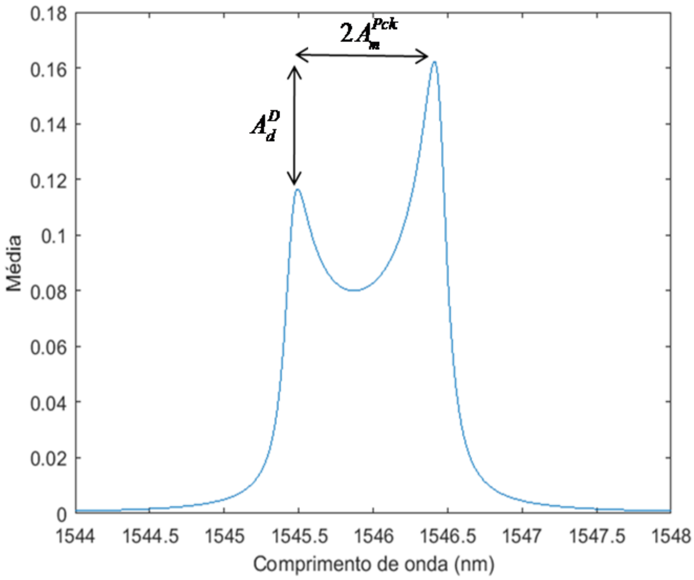


Figura 4-5: Gráfico representando a modulação por comprimento de onda com distorção.

A Figura 4-5 apresenta dois picos de alturas diferentes, sendo a metade da distância entre eles denominada de A_m^{Pck}, de valor 0,456nm e a diferença de altura entre picos denominada de A_d^D, de valor 0,0459nm.

Na Figura 4-6 pode-se observar o comportamento de variação do parâmetro A_m^{Pck} de acordo com a distorção harmônica inserida no sinal no modelo apresentado.

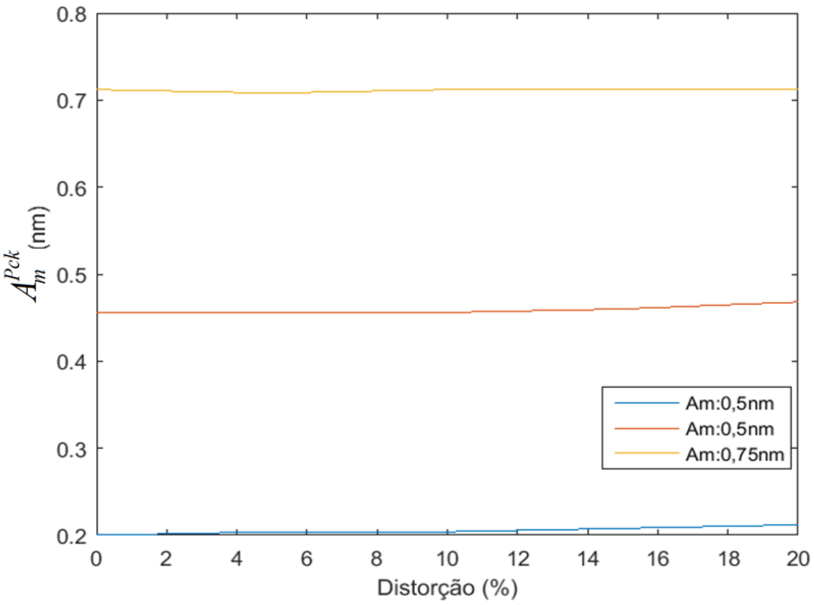


Figura 4-6: Gráfico da relação de A_m^{Pck} e distorção harmônica para A_m diferentes.

Observa-se que com o aumento da distorção harmônica sobre todos os A_m ocorre um ligeiro crescimento da distância entre os picos, evidenciado pelo o A_m^{Pck} que não se mantém constante para toda distorção harmônica inserida, porém se mantém linear crescente conforme mostra a Figura 4-7, indicando um crescimento proporcional com as distorções.

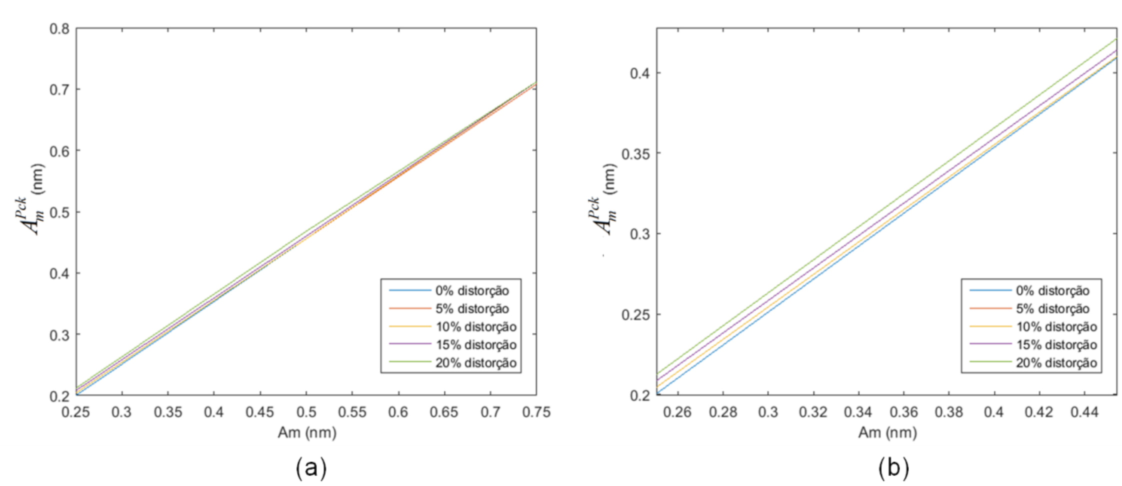


Figura 4-7: Gráfico da relação de A_m^{Pck} e A_m para diferentes distorções.

A Figura 4-8 apresenta a variação do parâmetro A_d^D para diferentes distorções e amplitudes de modulação A_m.

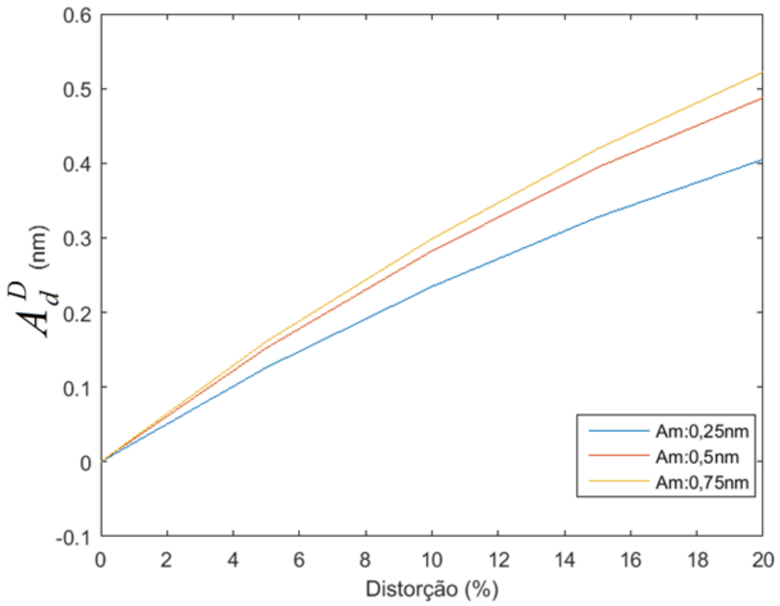


Figura 4-8: Gráfico da relação de A_d^D e distorção harmônica para A_m diferentes.

Percebe-se que para todos os casos há um aumento da diferença entre as alturas dos picos conforme a distorção harmônica inserida aumenta e que o maior crescimento do parâmetro A_d^D ocorre para A_m maiores que 0,5 nm, indicando uma diferença maior entre as alturas dos picos a medida que a distorção harmônica inserida aumenta. Para o A_m de 0,25 nm a curva de crescimento indica um crescimento menor da distância entre os picos. Essa análise também pode ser observada na Figura 4-9, que ilustra a relação do A_d^D para cada A_m em diferentes distorções.

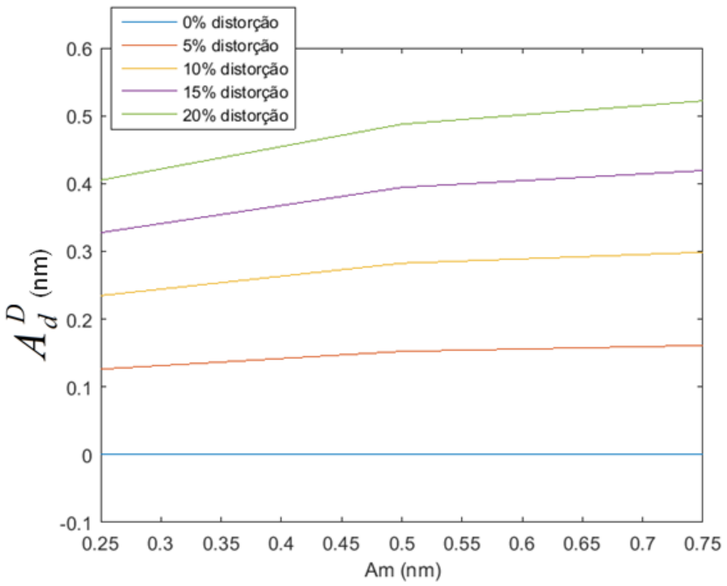


Figura 4-9: Gráfico da relação de A_d^D e A_m para diferentes distorções.

Nota-se que quando não há presença de distorção harmônica no sistema de modulação os valores de A_d^D permanecem sem variações e indicando que a diferença de altura entre os picos é igual a 0.

O capítulo seguinte irá abordar os experimentos realizados com a técnica utilizando este modelo numérico com distorção harmônica e também o modelo sem distorção harmônica vistos no Capítulo 3.

4.4. Modelagem numérica com variação da fase

Nesta seção será adicionada uma fase ao modelo numérico afim de analisar sua influência na distorção harmônica, uma vez que não havia se considerado uma variação na fase anteriormente. Acrescentando uma fase ϕ na equação (4.3) temos

$$C_\phi(\lambda,t) = \frac{2Pd_\lambda}{\pi\left(d_\lambda^2 + 4\left(\lambda - \lambda_c + A_m Cos[w_0 t] + p_d A_m Cos[2w_0 t + \phi]\right)^2\right)} \tag{4.5}$$

Estimaram-se os mesmos valores atribuídos anteriormente ao Fabry-Perot de 0,1353; 0,1451 nm; 1545,5 nm correspondentes a P, d_λ, λ_c respectivamente, uma Amplitude de Modulação (A_m) qualquer e frequência de 50Hz. A função apresentada na equação (4.5) foi aplicada ao intervalo de comprimento de onda (λ) de 1544 nm a 1548 nm para valores de distorção harmônica de 10%, e uma amostragem no tempo de 100 pontos.

As variação da fase ϕ, em radianos, foi estabelecida com valores negativos e positivos de $\frac{\pi}{18}, \frac{2\pi}{18}, \frac{3\pi}{18}$ e $\frac{4\pi}{18}$ além do espectro sem fase. A Figura 4-10 apresenta o resultado numérico ao variar os valores da fase.

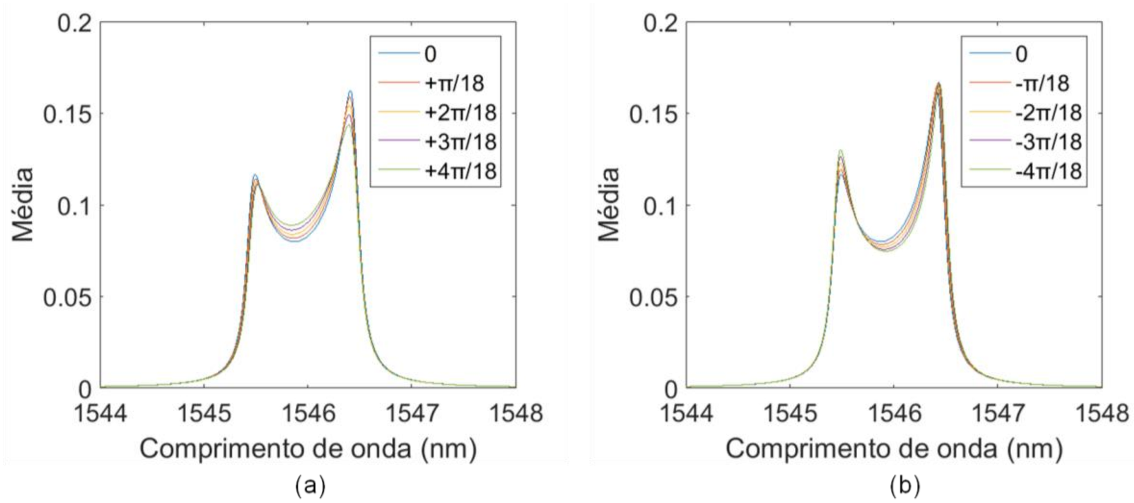


Figura 4-10: Gráficos representando a modulação por comprimento de onda com distorção e variação de fase.

Observa-se que para os valores de fase negativos a resposta do modelo numérico aprofunda o vale da curva de modulação e, ao mesmo tempo, apresenta uma melhora na diferença das alturas entre os picos para o mesmo valor de distorção inserido no modelo. A resposta da variação da fase positiva no modelo numérico apresenta o vale menos profundo. O mesmo valor de A_m foi utilizado nos dois casos, e não se observou mudanças gráficas em relação a distância entre picos para as fases analisadas. Considerando essas mudanças em relação a distorção, resultantes da variação de fase, será implementado uma seção de análise da fase na aplicação da técnica de caracterização nos capítulos seguintes.

REFERÊNCIAS

[1] NETO, P. X. **"Técnica Auto-Referenciável de Interrogação de Sensores Ópticos baseados em LPGs através de Análise Harmônica.",** Dissertação. 2015.

CAPÍTULO 5 - COMPROVAÇÃO DA TÉCNICA DE CARACTERIZAÇÃO DE MODULADORES ÓTICOS PROPOSTA NESSA DISSERTAÇÃO

Nesse capítulo são apresentados os resultados obtidos com a modelagem numérica e a técnica de caracterização. No item seguinte é feita uma análise dos resultados obtidos experimentalmente comparados com a modelagem numérica sem distorção harmônica.

Para coletar os resultados experimentais foi utilizado o sistema de estabilização descrito no Capítulo 3, no qual os resultados observados no OSA foram salvos nas mesmas configurações de resolução para todos os experimentos. As configurações utilizadas foram resolução de 0,136nm (precisão de 0,2nm) e 501 pontos, com média de varredura de 100 amostras, que posteriormente foram replicadas no modelo. O tempo de varredura para esses 100 pontos no analisador de espectro durou em média 1 minuto.

5.1. Modelo numérico sem distorção harmônica e resultados experimentais

Utilizando o modelo numérico apresentado no Capítulo 3, realizou-se experimentos utilizando o modulador de referência Fabry-Perot operando na frequência de 50 Hz e amplitude elétrica de 50 mVpp, 100 mVpp, 150 mVpp e 200 mVpp, que demonstraram melhor estabilidade nos resultados gráficos para o modulador Fabry-Perot. Para todas as comparações foi necessária a normalização das curvas de modulação do resultado experimental e do modelo numérico.

A Figura 5-1 ilustra as curvas de modulação do resultado experimental e do modelo numérico sobrepostas, comparando suas formas, distância e altura dos picos. Ambas as curvas foram normalizadas para esta análise

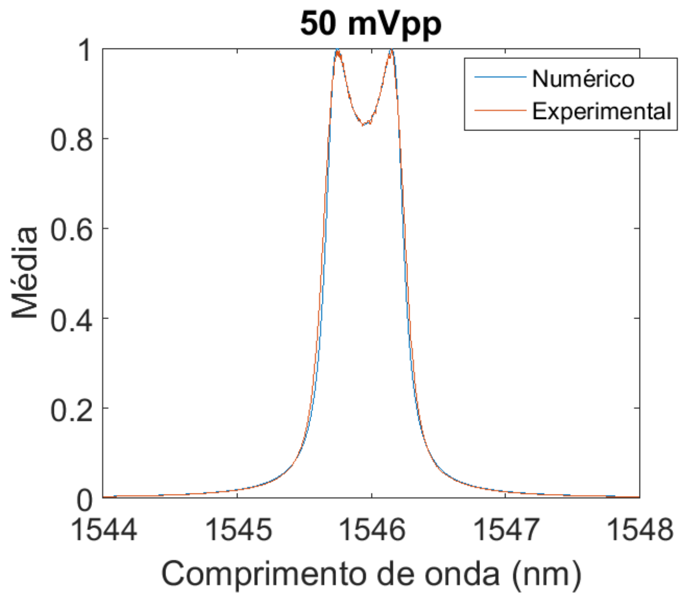


Figura 5-1: Gráfico de comparação do modelo numérico e do resultado experimental para amplitude elétrica de 50 mVpp.

Na Figura 5-2 observa-se a comparação do resultado experimental de amplitude elétrica de 150 mVpp com o modelo numérico de mesmas características..

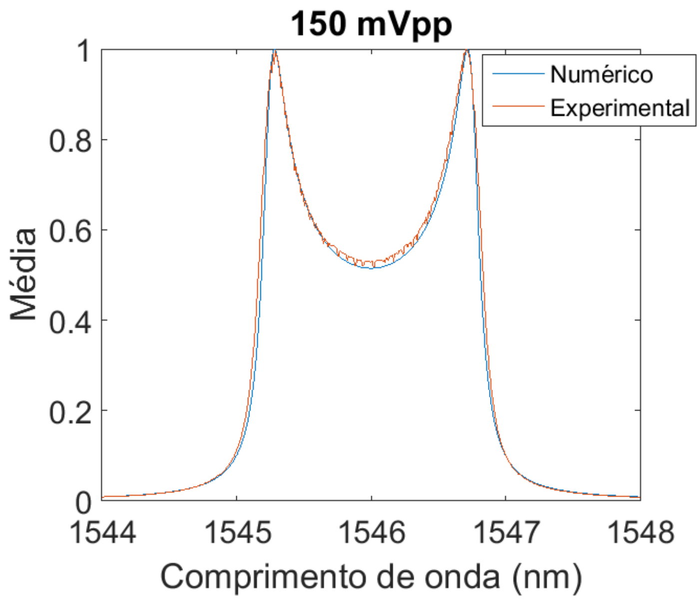


Figura 5-2: Gráfico de comparação do modelo numérico e do resultado experimental para amplitude elétrica de 150 mVpp.

O mesmo se observou para os resultados de amplitude elétrica de 100 mVpp e 200 mVpp. Os valores obtidos dos parâmetros referentes ao modulador para cada resultado experimental são apresentados na Tabela 5-1.

Tabela 5-1: Amplitudes de tensão e distância entre picos no modelo sem distorção harmônica.

	A_m (nm)	A_m^{Pck} (nm)
50 mVpp	0,25	0,202
100 mVpp	0,5	0,458
150 mVpp	0,75	0,708
200 mVpp	1	0,96

A Figura 5-3 ilustra os valores de A_m em função da amplitude elétrica, demonstrando a linearidade entre os valores analisados.

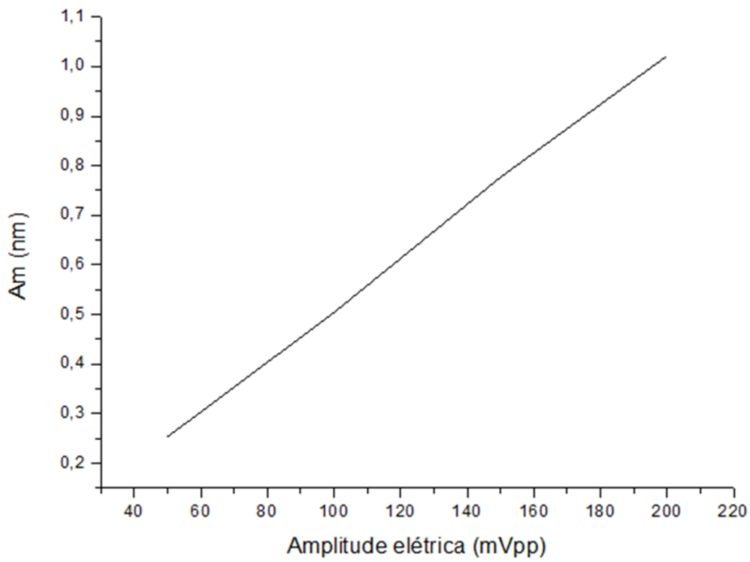


Figura 5-3: Gráfico do A_m em função da amplitude elétrica obtido experimentalmente.

O gráfico foi obtido a partir dos resultados observados de amplitude elétrica de 50 mVpp, 100 mVpp, 150 mVpp e 200 mVpp. A partir desses resultados pode se observar uma resposta linear da distância horizontal entre os picos, sendo possível traçar uma curva de ajuste matemático que melhor aproxime o resultado teórico do experimental, conforme apresenta a Figura 5-4.

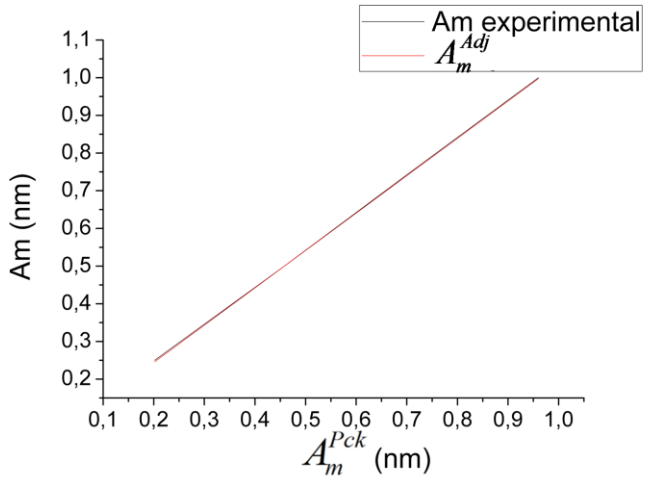


Figura 5-4: Ajuste matemático para os valores de A_m^{Pck} na largura espectral de referência.

A reta de ajuste para essa curva, chamada de A_m^{Adj}, é definida teoricamente pela equação (5.1).

$$A_m^{Adj} = a + A_m^{Pck} \times b \tag{5.1}$$

Para a largura espectral do Fabry-Perot de 0,1451 nm, foram encontradas as variáveis *a* e *b* nos valores de 0,04573 e 0,09915 nm respectivamente, apresentadas na equação (5.2), que com os valores de A_m^{Pck} define o parâmetro A_m^{Adj} para o modulador Fabry-Perot.

$$A_m^{Adj} = 0{,}04573 + A_m^{Pck} \times 0{,}9915 \tag{5.2}$$

Na Tabela 5-2 observa-se o ajuste matemático a partir dos valores de A_m^{Pck} encontrados para cada A_m analisado.

Tabela 5-2: Amplitudes de tensão e distância entre os picos com o ajuste matemático correspondente no modelo sem distorção harmônica.

	A_m (nm)	A_m^{Pck} (nm)	A_m^{Adj} (nm)	Erro Relativo (%)
50 mVpp	0,25	0,202	0,24601	1,5948
100 mVpp	0,5	0,458	0,49984	0,0326
150 mVpp	0,75	0,708	0,74771	0,30507
200 mVpp	1	0,96	0,99757	0,243

Realizou-se também o cálculo do Erro Relativo, que é igual ao módulo da subtração entre valores de A_m e A_m^{Adj} dividido pelo valor de A_m, para cada amplitude elétrica analisada. Observa-se que com o ajuste matemático os valores experimentais apresentaram um erro inferior a 1,6% quando comparados ao teórico.

A partir dos valores de A_m^{Pck} e análises numéricas para diferentes larguras espectrais de moduladores óticos, percebe-se que o comportamento é semelhante para todas as larguras espectrais. A Figura 5-5 mostra a linearidade em cada largura espectral d_λ analisada com a sua Amplitude de Modulação de comprimento de onda (A_m).

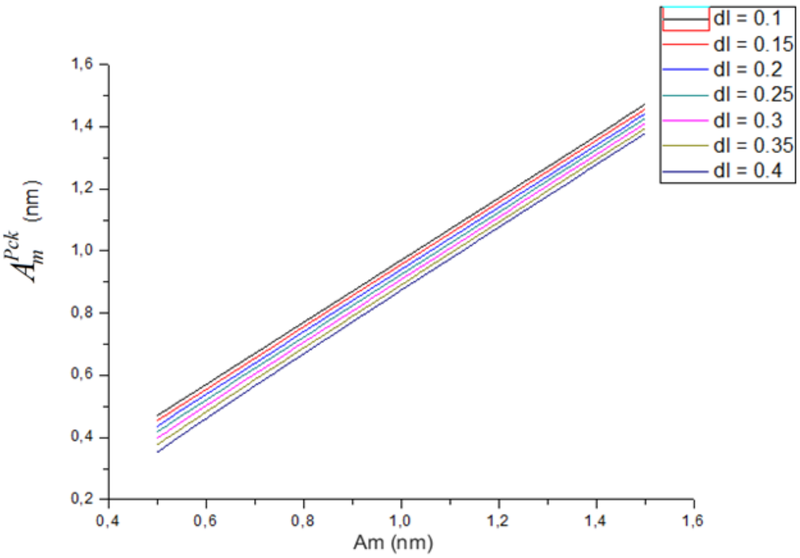


Figura 5-5: Gráfico de linearidade das amplitudes de modulação para cada largura espectral.

A fim de criar um único ajuste para todas as larguras espectrais, foi desenvolvido um ajuste matemático para as variáveis *a* e *b* da equação (5.1). O ajuste matemático referente a variável *a* é apresentado na Figura 5-6.

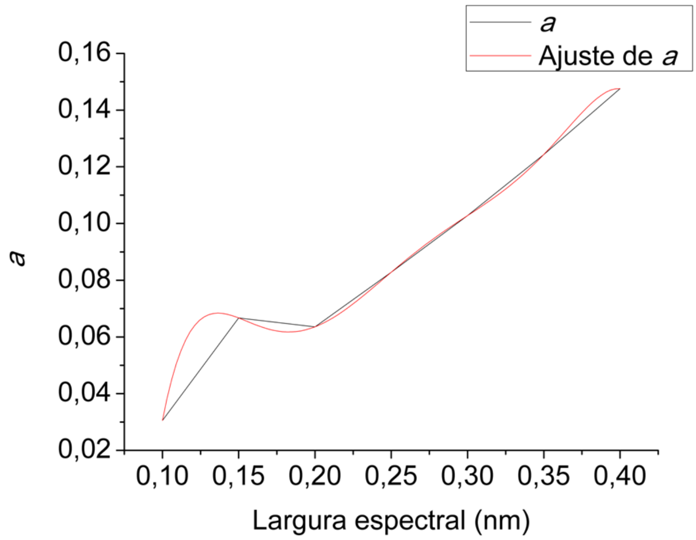


Figura 5-6: Gráfico representando a variável a_{ajuste} em função da largura espectral.

Como pode ser observado na Figura 5-6, o ajuste de *a* (a_{ajuste}) se mostrou satisfatório para valores de largura espectral entre 0,15 nm a 0,40 nm. Contudo, esse ajuste não se mostrou satisfatório para larguras espectrais na faixa de 0,1 nm a 0,15 nm. A variável a_{ajuste} consiste em um ajuste polinomial de 6º grau, descrito na equação (5.3).

$$a_{ajuste} = -11527.111(d_\lambda^6) + 18389.3333(d_\lambda^5) - 11884.8444(d_\lambda^4) + 3966.1733(d_\lambda^3) - 716.2598(d_\lambda^2) + 66.1042(d_\lambda) - 2.3673 \quad (5.3)$$

Realizou-se o mesmo processo para a variável *b*, conforme apresentado na Figura 5-7

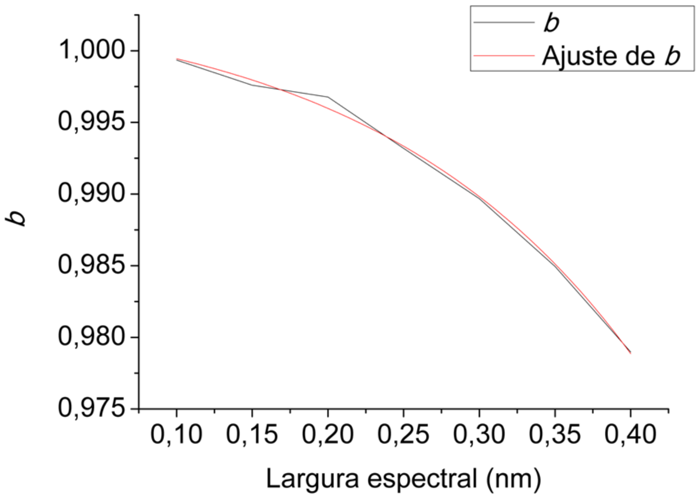


Figura 5-7: Gráfico representando as variáveis b_{ajuste} em função da largura espectral.

Nesse caso, como pode ser observado na Figura 5-7, o ajuste de *b* (b_{ajuste}) foi satisfatório em toda a faixa de largura espectral analisada, ou seja, na faixa de 0,1 nm a 0,4 nm. A variável b_{ajuste}consiste em um ajuste exponencial, descrito na equação (5.4).

$$b_{ajuste} = 1.0039 - 0.00302 \times \exp\left(\frac{(d_\lambda - 0.15279)}{0.17374}\right) - 0.00302 \times \exp\left(\frac{(d_\lambda - 0.15279)}{0.17374}\right) \tag{5.4}$$

Assim, as variáveis *a* e *b* que, compõem a equação (5.1), podem ser obtidas a partir da largura espectral do modulador ótico, por meio das equações de ajuste (5.3) e (5.4). É importante observar que os valores de a_{ajuste} e b_{ajuste} podem ser obtidos para qualquer valor de largura espectral na faixa de 0,15 nm a 0,40 nm. Em seguida, considerando os valores de A_m^{Pck}, é possível obter o valor de A_m^{Adj}.

Também foi analisado com os resultados experimentais obtidos o valor mínimo teórico de A_m^{Pck} para cada largura espectral, definindo assim os limites de aplicação da técnica desenvolvida para moduladores que se ajustem a função Lorentziana. Os valores se encontram na tabela 5-3.

Tabela 5-3: Valor mínimo teórico de A_m e A_m^{Pck} para cada largura espectral.

d_λ	A_m^{Pck}	A_m
0,1	0,03	0,08
0,15	0,024	0,11
0,2	0,04	0,15
0,25	0,028	0,18
0,30	0,048	0,22
0,35	0,03	0,25
0,4	0,052	0,29

5.2. Modelo numérico com distorção harmônica e resultados experimentais

Utilizando o modelo numérico apresentado no Capítulo 4, realizou-se experimentos com o modulador de referência Fabry-Perot operando na frequência de 50 Hz e amplitude elétrica de 50 mVpp, 100 mVpp, 150 mVpp e distorções de 5%, 10%, 15% e 20% para cada amplitude elétrica. Em todas as comparações foi feita a normalização das curvas, apresentadas futuramente nesta seção, abordando a análise dos resultados experimentais com a modelagem numérica.

Para coletar os resultados experimentais utilizou-se o sistema de estabilização descrito no Capítulo 3 e o sistema de caracterização descrito no Capítulo 4, no qual os resultados observados no OSA foram salvos nas mesmas configurações de resolução para todos os experimentos. As configurações utilizadas foram resolução de 0,136 nm (precisão de 0,2 nm) e 501 pontos, com média de varredura de 100 amostras, que posteriormente foram replicadas no modelo numérico.

A Figura 5-8 ilustra as duas curvas sobrepostas com distorção harmônica de 10%, comparando suas formas, distância e altura dos picos. Ambas as curvas foram normalizadas para esta análise.

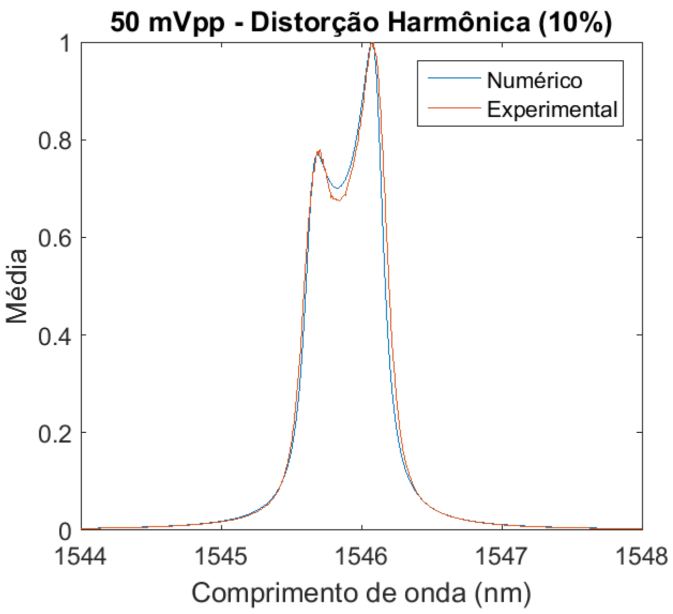


Figura 5-8: Gráfico de comparação do modelo numérico e do resultado experimental para amplitude elétrica de 50mVpp com 10% de distorção harmônica.

O mesmo foi feito para os experimentos com 5%, 15% e 20% de distorção harmônica. Observa-se que há semelhança na posição dos picos para os dois resultados de amplitude elétrica de 50 mVpp, com uma pequena diferença de profundidade dos vales.

Comparando os resultados dos modelos observados no item 5-1 deste capítulo com os distorcidos, foi possível observar diferenças nos valores do parâmetro A_m^{Pck} ,que para a amplitude elétrica de 50 mVpp, teve variação de aproximadamente 0,01 nm nos resultados de 5%, 10%, 15% e 20% de distorção harmônica. Os valores obtidos de A_m^{Pck} e A_d^D se encontram na Tabela 5-4.

Tabela 5-4: Valores de A_d^D e A_m^{Pck} obtidos com amplitude elétrica de 50 mVpp.

50 mVpp		
p_d (%)	A_m^{Pck}	A_d^D
5	0,192	0,123
10	0,196	0,230
15	0,196	0,321
20	0,2	0,399

Na Figura 5-9, que representa os resultados de distorção harmônica de 10% para amplitude de tensão de 100 mVpp, o vale agora se tornou mais profundo, porém mantém-se alinhado por comprimento de onda central entre os modelos. Os picos possuem mesmas posições e consequentemente a mesma distância nos dois resultados, evidenciando o mesmo A_m^{Pck} para ambos. Também foram realizados experimentos com distorções harmônicas de 5%, 15% e 20% para esta amplitude de tensão.

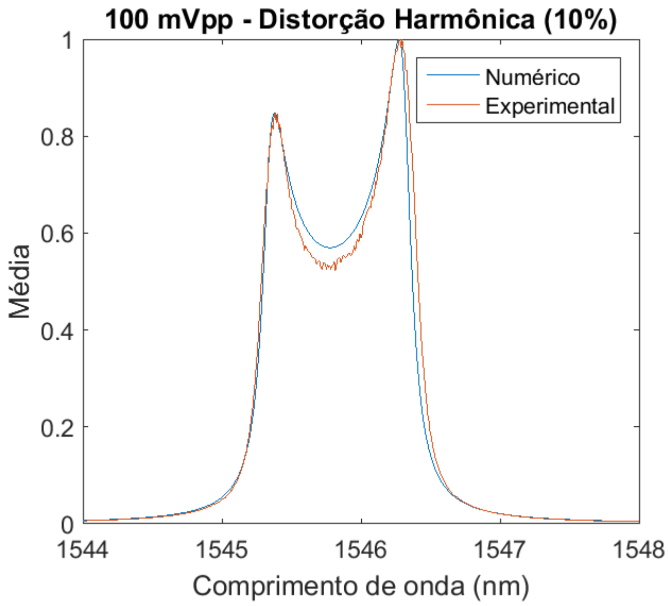


Figura 5-9: Gráfico de comparação do modelo numérico e do resultado experimental para amplitude elétrica de 100mVpp com 10% de distorção harmônica.

Para os modelos utilizando a amplitude elétrica de 100 mVpp, observou-se que apenas para o caso de 5% de distorção harmônica a variação do A_m^{Pck} foi próxima de 0,01 nm, enquanto que para o restante das distorções analisadas foi de 0,03 nm, conforme mostra a Tabela 5-5.

Tabela 5-5: Valores de A_d^D e A_m^{Pck} obtidos com amplitude elétrica de 100 mVpp.

100 mVpp		
p_d (%)	A_m^{Pck}	A_d^D
5	0,448	0,152
10	0,428	0,279
15	0,428	0,389
20	0,432	0,419

A Figura 5-10 ilustra a comparação para o experimento com 150 mVpp e 10% de distorção harmônica. Percebe-se que os vales e picos se assemelham assim como nas outras amplitudes de tensão, o que ocorre também para as distorções harmônicas de 5%, 15% e 20%.

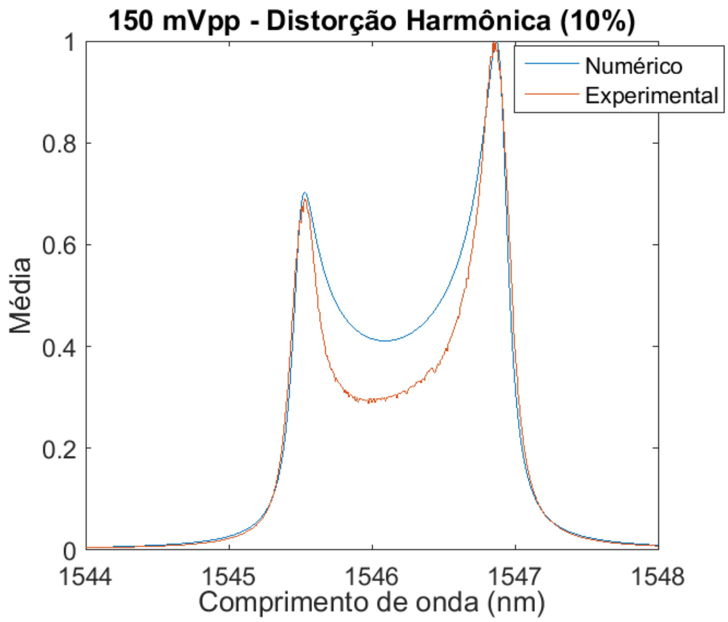


Figura 5-10: Gráfico de comparação do modelo numérico e do resultado experimental para amplitude elétrica de 150mVpp com 10% de distorção harmônica.

Na comparação dos resultados do modulador operando em 150mVpp, foram observadas três diferentes variações de A_m^{Pck} em relação ao modelo sem distorção harmônica: 0,02 nm para 5% de distorção harmônica, 0,03 para 10% de distorção e 0,05nm para as distorções de 15% e 20%, demonstrando para esse caso um aumento progressivo de 0,02 nm no erro de variação do parâmetro A_m^{Pck}. A Tabela 5-6 apresenta esses valores assim como os de A_d^D.

Tabela 5-6: Valores de A_d^D e A_m^{Pck} obtidos com amplitude elétrica de 150 mVpp.

150 mVpp		
p_d (%)	A_m^{Pck}	A_d^D
5	0,688	0,160
10	0,672	0,297
15	0,652	0,414
20	0,656	0,516

O mesmo não ocorreu no modulador com distorção operando em 200mVpp de amplitude elétrica. O modelo numérico proposto não se assemelhou em posição e altura ao resultado experimental obtido. Devido a isto, o modelo numérico para moduladores em operação na faixa de 200 mVpp foi considerado insuficiente para caracterização do parâmetro A_m^{Pck}.

É possível afirmar que dentre os casos analisados os picos esquerdo e direito dos resultados experimentais obtidos foram compatíveis em posição e altura como modelo numérico apresentado, e que os erros de variação do valor de A_m podem ocorrer progressivamente na faixa de 0,01 a 0,02 nm para distorções superiores a 5% de moduladores que operem entre 50 mVpp e 150 mVpp.

5.3. Estudo da dependência da fase na distorção do segundo harmônico

Conforme observado no Capítulo 4, quando é considerada uma variação na fase do modulador a curva resultante de modulação sofre alterações na profundidade do vale. Para determinar essa dependência no modulador Fabry-Perot, foram analisados os resultados experimentais de 50 mVpp, 100 mVpp e 150 mVpp (normalizados) na condição de distorção harmônica de 10% verificando as alterações de fase para esses casos, ilustradas nas Figuras 5-11, 5-12 e 5-13 respectivamente.

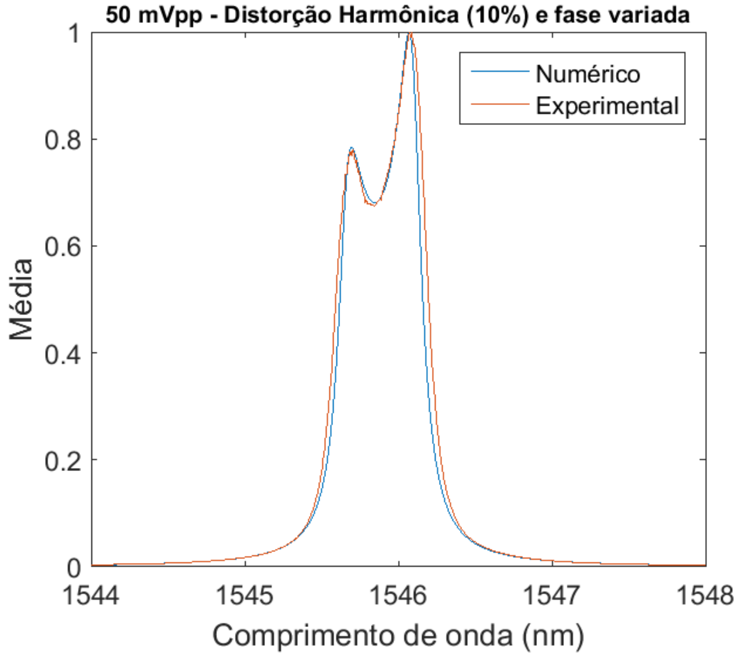


Figura 5-11: Gráfico de comparação do modelo numérico e do resultado experimental para 50mVpp com 10% de distorção harmônica do sinal original considerando variação de fase -π/6 rad.

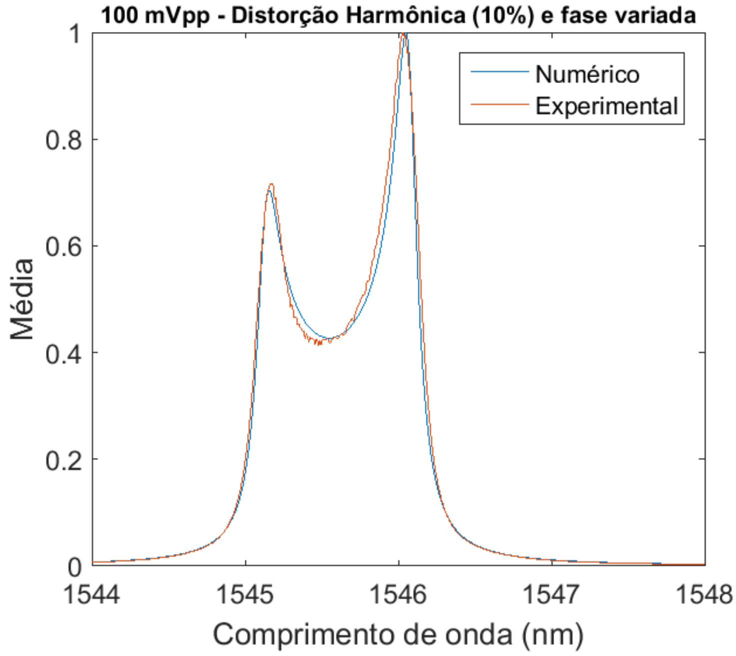


Figura 5-12: Gráfico de comparação do modelo numérico e do resultado experimental para 100mVpp com 10% de distorção harmônica do sinal original considerando variação de fase -π/6 rad.

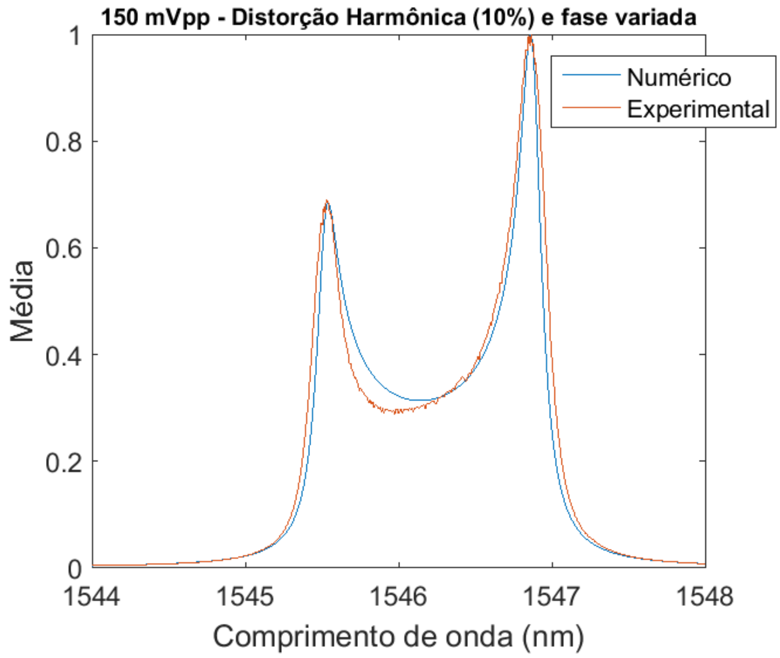


Figura 5-13: Gráfico de comparação do modelo numérico e do resultado experimental para 150mVpp com 10% de distorção harmônica do sinal original considerando variação de fase -2π/9 rad.

Nota-se que a diferença de profundidade do vale, anteriormente apresentada na seção 5-2, é consideravelmente menor. As variações de fase para cada caso de amplitude elétrica também alterou os valores correspondentes ao A_m^{Pck} e A_d^D, apresentados na Tabela 5-7.

Tabela 5-7: Valores de A_d^D e A_m^{Pck} obtidos após variação da fase.

Amplitude elétrica (mVpp)	A_m^{Pck}	A_d^D	Fase ϕ
50	0,188	0,215	-π/6
100	0,448	0,295	-π/6
150	0,66	0,315	-2π/9

Com a fase, os parâmetros A_m^{Pck} e A_d^D em 50 mVpp apresentaram valores menores em relação ao obtido sem a fase e 100 mVpp os parâmetros apresentaram aumento nos valores.

CAPÍTULO 6 - CARACTERIZAÇÃO DE UM MODULADOR ÓTICO BASEADO EM FBG A PARTIR DA TÉCNICA PROPOSTA NESSA DISSERTAÇÃO

Conforme visto no Capítulo 2, NETO utilizou em 2015 [1] um modulador de comprimento de onda no qual uma FBG é modulada por dois discos piezoelétricos. Nesta seção será aplicada a um modulador baseado em FBG a técnica de caracterização proposta neste trabalho. Para o experimento foi executado o sistema de configuração da Figura 6-1, onde uma ASE transmite um feixe de luz para a FBG através da saída 2 de um circulador. O espectro refletido pela FBG é recebido na saída 2 e transmitido para o OSA ligado a saída 3 do dispositivo. Para a caracterização do espectro da FBG utilizada no modulador o gerador de sinais não foi ligado, sendo utilizado posteriormente na frequência de 1850 Hz para a modulação do sistema. Os experimentos foram realizados nas amplitudes elétricas de 2Vpp, 2,5Vpp, 3Vpp, 3,5Vpp e 4Vpp.

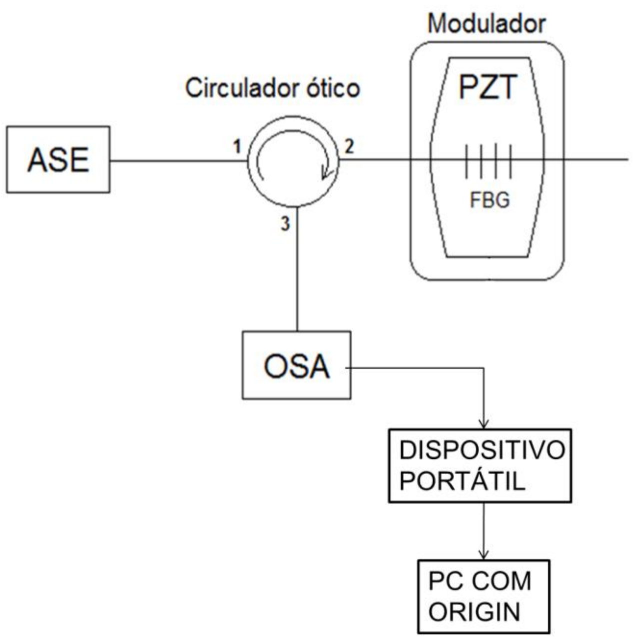


Figura 6-1: Setup experimental para caracterizar o modulador.

A curva coletada pelo OSA foi armazenada em um dispositivo portátil e processada no software Origin. Dentre as curvas de ajuste disponíveis, a que melhor se ajustou matematicamente à curva original da FBG foi o modelo gaussiano, como mostra a Figura 6-2.

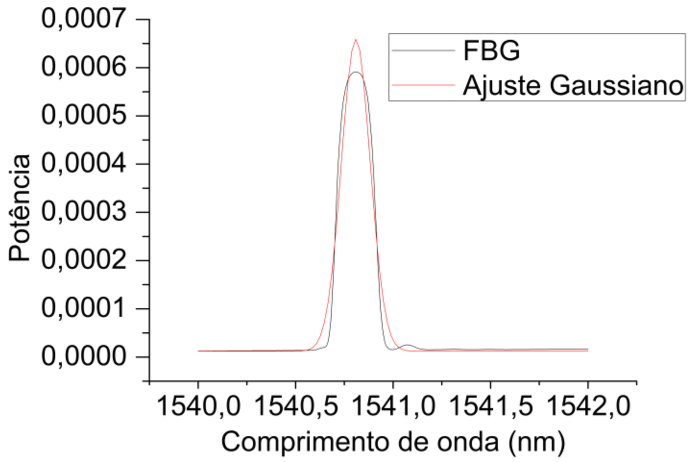


Figura 6-2: Gráfico de comparação do resultado experimental da FBG e ajuste Gaussiano do modelo numérico.

O ajuste da Figura 6-2 retorno os parâmetros de comprimento de onda central, largura espectral, e P nos valores de 1540,82 nm, 0,0739 nm e 6,46819e^{-4}, respectivamente. Esses parâmetros foram aplicados ao modelo numérico gerando então as curvas para comparação com os resultados experimentais. O parâmetro A_m^{Adj}, apresentado no Capítulo 5 não, será caracterizado nesta seção uma vez que o mesmo foi desenvolvido a partir do ajuste matemático da função Lorentz, a qual não se aplica a caracterização do modulador FBG.

6.1. Modelo numérico e resultados experimentais sem normalização com a ASE

Ao inserir os parâmetros no modelo numérico e traçar as curvas resultantes foi possível extrair os parâmetros A_m^{Pck}, A_d^D e verificar o percentual de distorção harmônica presente no modulador. Esses dados compõem na Tabela 6-1.

Tabela 6-1: Relação de amplitude elétrica e parâmetros investigados pela técnica de caracterização.

Amplitude Elétrica (Vpp)	A_m (nm)	A_m^{Pck} (nm)	A_d^D	p_d (%)
2	0,17	0,098	0,065	3,1
2,5	0,19	0,122	0,076	3,3
3	0,227	0,164	0,074	2,9
3,5	0,26	0,198	0,089	3,3
4	0,29	0,23	0,110	4

De acordo com a amplitude elétrica, foi encontrado os respectivos valores de A_m^{Pck} e A_d^D, parâmetros investigados através da técnica de caracterização. Nota-se que foram encontrados diferentes valores de A_d^D para os mesmo percentual de distorção harmônica p_d, indicando haver influência da distância entre os picos na diferença de altura entre os mesmos.

Nas Figuras 6-3 e 6-4 é possível observar graficamente a relação de A_d^D e A_m^{Pck} para cada amplitude elétrica.

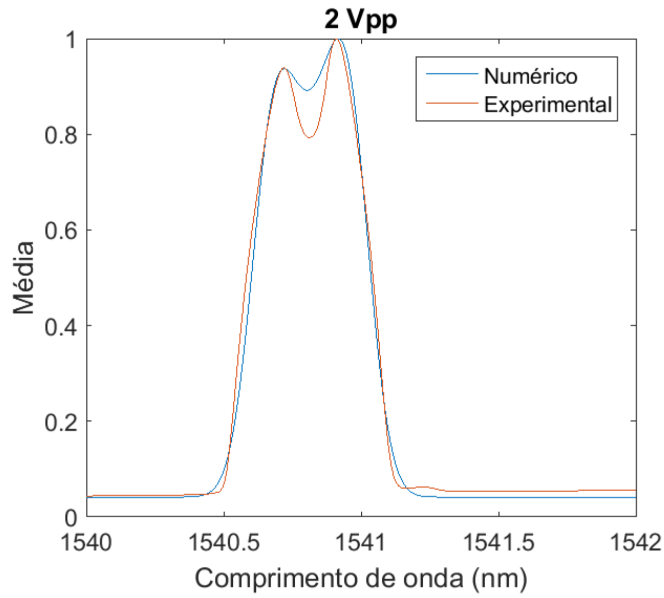


Figura 6-3: Gráfico de comparação do modelo numérico e do resultado experimental para amplitude elétrica de 2 Vpp.

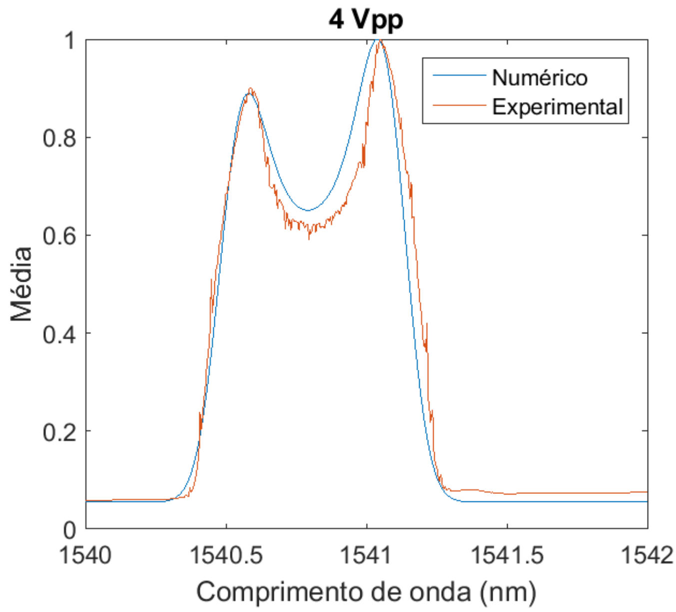


Figura 6-4: Gráfico de comparação do modelo numérico e do resultado experimental para amplitude elétrica de 4 Vpp.

Observa-se que a profundidade do vale se mostrou diferente nas comparações do modelo numérico com o resultado experimental, sendo o vale do resultado experimental o mais profundo.

6.2. Modelo numérico e resultados experimentais com normalização com a ASE

Fez-se o mesmo procedimento de coleta de dados calculando agora as curvas resultantes da razão entre o modulador FBG e a ASE, a fim de analisar a origem da distorção harmônica encontrada no modulador, formando a Tabela 6-2.

Tabela 6-2: Relação de amplitude elétrica e parâmetros investigados pela técnica de caracterização.

Amplitude Elétrica (Vpp)	A_m (nm)	A_m^{Pck} (nm)	A_d^D	p_d (%)
2	0,17	0,098	0,063	3
2,5	0,193	0,126	0,056	2,4
3	0,227	0,162	0,044	1,7
3,5	0,265	0,204	0,047	1,7
4	0,285	0,224	0,048	1,7

É possível analisar graficamente as curvas resultantes deste cenário utilizando a normalização do modulador com a ASE, apresentadas nas Figuras 6-5 e 6-6.

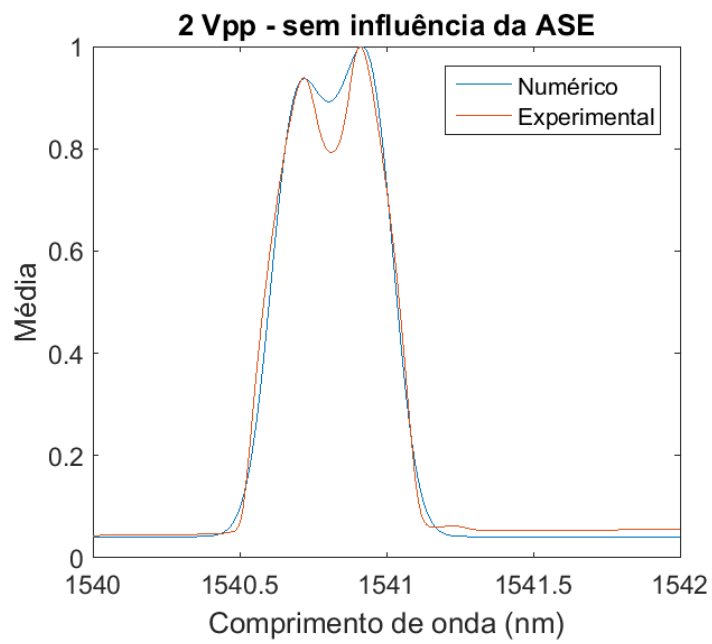


Figura 6-5: Gráfico de comparação do modelo numérico e do resultado experimental para amplitude elétrica de 2vpp normalizada com a ASE.

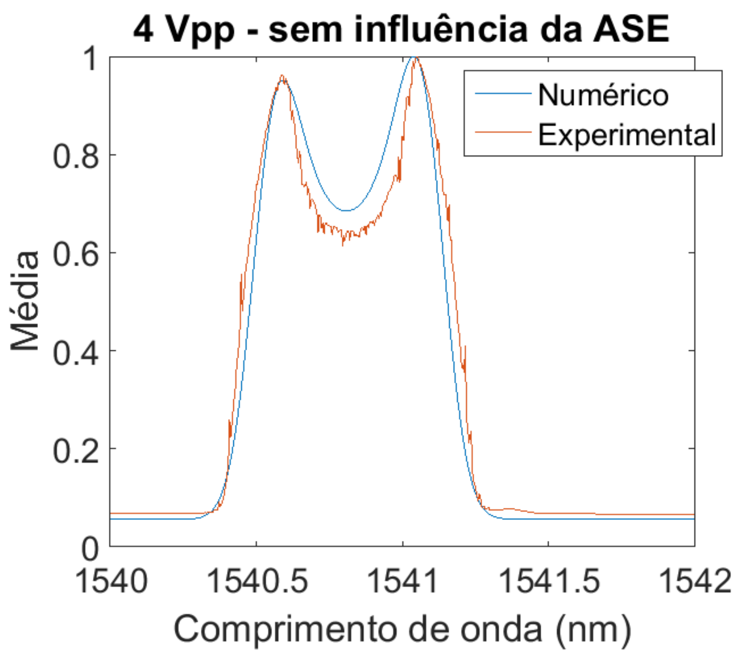


Figura 6-6: Gráfico de comparação do modelo numérico e do resultado experimental para amplitude elétrica de 4vpp normalizada com a ASE.

É possível afirmar que quando normalizado com a ASE o modulador FBG apresentou o parâmetro A_d^D de valores mais baixos, indicando alteração nos resultados de distorção harmônica porém, ainda assim, o modelo numérico apresenta uma diferença de profundidade do vale com o modulador FBG.

Ao comparar as curvas apresentadas na seção anterior com as curvas normalizadas com a ASE, podemos observar graficamente a variação do parâmetro A_d^D, ilustradas nas Figuras 6-7 e 6-8.

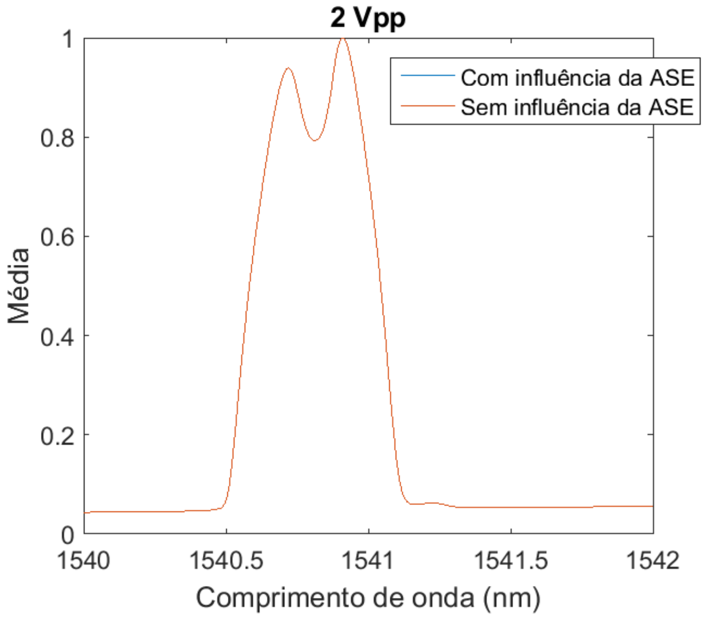


Figura 6-7: Gráfico de comparação do resultado experimental com e sem a influência da ASE para amplitude elétrica de 2Vpp.

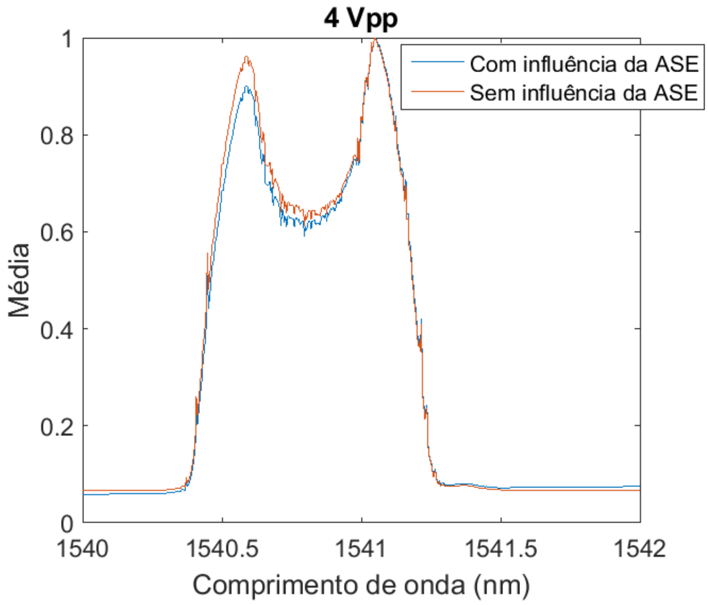


Figura 6-8: Gráfico de comparação do resultado experimental com e sem a influência da ASE para amplitude elétrica de 4Vpp.

Analisando as Figuras 6-7 e 6-8 percebe-se que houve uma melhora no nível de distorção harmônica evidenciando que, quando normalizado com a ASE, o modulador apresenta uma correção da distorção harmônica, exceto no caso de operação com amplitude elétrica de 2 Vpp. Podemos observar melhor a alteração ocorrida nos parâmetros através da Tabela 6-3.

Tabela 6-3: Comparação dos resultados obtidos através da técnica com e sem a normalização do modulador com a ASE.

Amplitude elétrica (Vpp)	Sem Normalização			Com Normalização		
	A_m^{Pck}	A_d^D	p_d (%)	A_m^{Pck}	A_d^D	p_d (%)
2	0,098	0,065	3,1	0,098	0,063	3
2,5	0,122	0,076	3,3	0,126	0,056	2,4
3	0,164	0,074	2,9	0,162	0,044	1,7
3,5	0,198	0,089	3,3	0,204	0,047	1,7
4	0,23	0,110	4	0,224	0,048	1,7

Apesar de apresentar em alguns casos uma melhora expressiva nos parâmetros A_d^D e p_d, o modulador ainda apresenta distorção harmônica considerável, indicando haver ainda uma fonte de distorção harmônica no sistema de modulação.

6.3. Comparação dos resultados experimentais normalizados com variação da fase

Foi considerada para essa comparação os espectros da FBG normalizada com a ASE, uma vez que os resultados haviam apresentado menores valores de distorção. Analisou-se os resultados obtidos experimentalmente com o modelo numérico considerando a variação da fase ϕ, conforme mostra as Figuras 6-9 e 6-10.

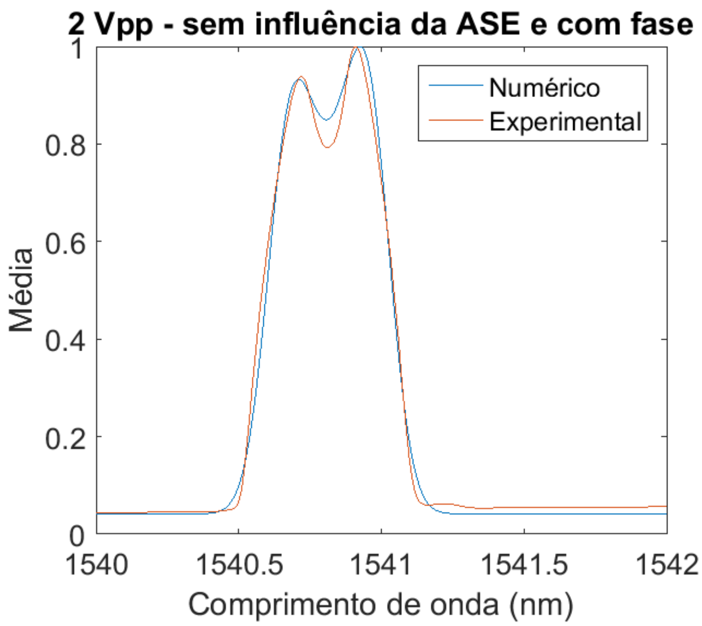


Figura 6-9: Gráfico de comparação do resultado experimental de amplitude elétrica de 2 Vpp normalizado e com a modelagem numérica para variação de fase -π/3 rad.

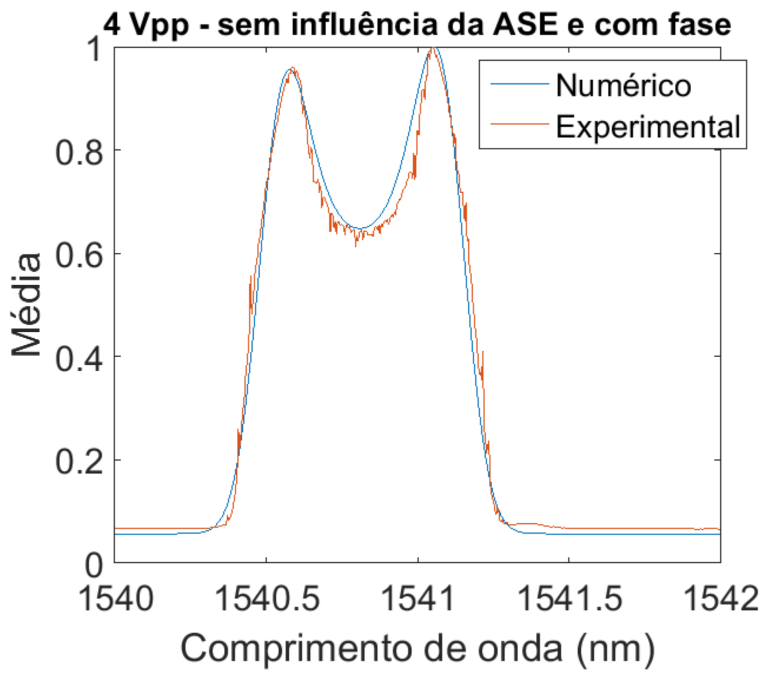


Figura 6-10: Gráfico de comparação do resultado experimental de amplitude elétrica de 4 Vpp normalizado e com a modelagem numérica para variação de fase -5π/18 rad.

Ao considerar a fase as curvas referentes às amplitudes elétricas de 2 Vpp e 2,5 Vpp continuaram apresentando a diferença na profundidade do vale quando comparado ao resultado experimental. Para as curvas referentes às amplitudes elétricas de 3 Vpp, 3,5 Vpp e 4 Vpp, foram observadas as profundidades dos vales mais próximas do resultado experimental obtido. É importante considerar que, graficamente, as curvas apresentam resultados numéricos mais próximos do experimental quando comparadas com as obtidas nas seções anteriores. Sendo assim, apesar da diferença na característica do vale, os valores dos parâmetros caracterizados são próximos do modulador experimental. As fases caracterizadas junto aos parâmetros do modulador para amplitudes elétricas de 2 Vpp, 2,5 Vpp, 3 Vpp, 3,5 Vpp e 4 Vpp são apresentadas na Tabela 6-4.

Tabela 6-4: Comparação dos resultados obtidos através da técnica utilizando variação de fase.

Amplitude elétrica (Vpp)	A_m^{Pck}	A_d^D	p_d (%)	Φ (rad)
2	0,108	0,0676	7	$-\pi/3$
2,5	0,136	0,0719	5	$-5\pi/18$
3	0,17	0,0412	2,5	$-5\pi/18$
3,5	0,202	0,0432	2,5	$-5\pi/18$
4	0,24	0,0448	2,5	$-5\pi/18$

Após considerar a variação na fase é possível analisar a influência desta nos parâmetros caracterizados. A Tabela 6-5 compara os parâmetros obtidos através da técnica considerando a fase com os da seção 6.2 desta dissertação.

Tabela 6-5: Comparação dos resultados obtidos através da técnica com e sem a normalização do modulador com a ASE.

Amplitude elétrica (Vpp)	Sem fase			Fase variada		
	A_m^{Pck}	A_d^D	p_d (%)	A_m^{Pck}	A_d^D	p_d (%)
2	0,098	0,063	3	0,108	0,0676	7
2,5	0,126	0,056	2,4	0,136	0,0719	5
3	0,162	0,044	1,7	0,17	0,0412	2,5
3,5	0,204	0,047	1,7	0,202	0,0432	2,5
4	0,224	0,048	1,7	0,24	0,0448	2,5

6.4. Comparação dos resultados obtidos em [1] através da técnica de caracterização de moduladores de comprimento de onda

Em 2015, NETO [1] utilizou um modulador baseado em FBG e discos piezoelétricos e apresentou o parâmetro A_m de valor 0,44 nm e percentual de distorção 11,8%. O modulador operava em frequência de 1850 Hz, 4 Vpp de amplitude elétrica e possuía λ_c de 1545,46nm. Ao aplicar a técnica de caracterização, o espectro da FBG do modulador foi ajustado pelo modelo gaussiano.

Para caracterização do modulador utilizado por NETO (2015) foram utilizados o ajuste gaussiano e a variação de fase, mencionada anteriormente neste trabalho. A Figura 6-24 ilustra o resultado numérico obtido pela técnica de caracterização comparado a curva apresentada por NETO (2015).

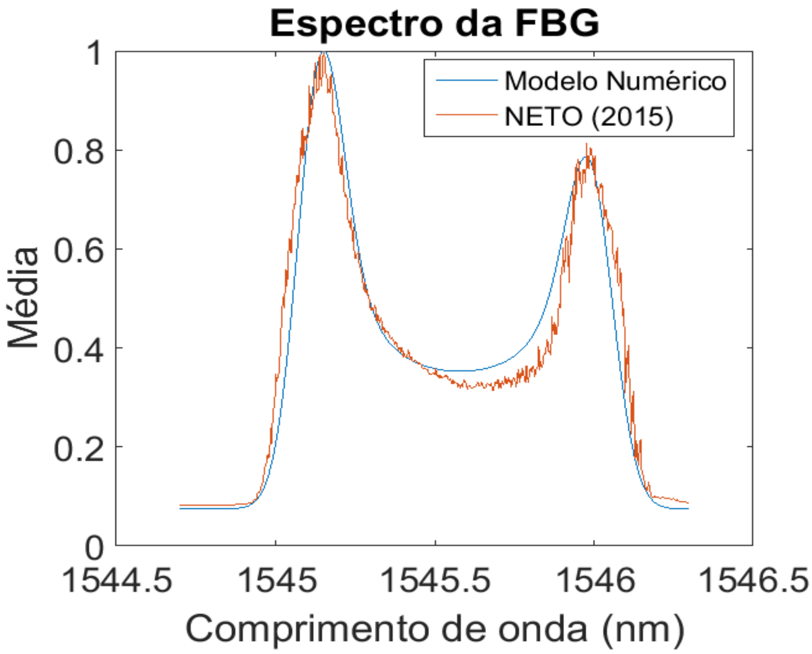


Figura 6-11: Comparação do resultado experimental de NETO [1] com o obtido pela técnica de caracterização.

A técnica de caracterização obteve para este modulador os parâmetros A_m^{Pck}, A_d^D e p_d nos valores de 0,411 nm, 0,213 nm e 20%, respectivamente. Também foi caracterizado o comprimento de onda central (λ_c) em 1545,53 nm e a fase ϕ de -π/3 rad.

Os parâmetros A_m^{Pck}, p_d e λ_c equivalem respectivamente aos parâmetros A_m, percentual de distorção e λ_c apresentados por NETO [1]. Sendo assim, para melhores resultados utilizando o modulador desenvolvido por NETO [1] deve-se considerar os parâmetros e seus respectivos valores apresentados pela Tabela 6-6 para correção do modelo.

Tabela 6-6: Parâmetros caracterizados para o modulador FBG de NETO (2015).

A_m^{Pck}	A_d^D	p_d	A_m	A_d	Fase ϕ (rad)
0,411 nm	0,213 nm	20%	0,42 nm	0,084	-π/3

REFERÊNCIAS

[1] NETO, P. X. "**Técnica Auto-Referenciável de Interrogação de Sensores Ópticos baseados em LPGs através de Análise Harmônica",** Dissertação. 2015.

CAPÍTULO 7 - CONCLUSÃO

Neste trabalho foi apresentada uma técnica de caracterização para moduladores de comprimento de onda que pode ser aplicada perfeitamente para moduladores sem distorção harmônica. Esta técnica foi capaz de reproduzir os espectros obtidos no Analisador de Espectro e permite identificar os parâmetros óticos amplitude de modulação, comprimento de onda central de um modulador, diferença de altura entre os picos do modulador, percentual de distorção harmônica e fase (radianos).

Não foi possível desenvolver um ajuste analítico que solucione a distorção harmônica do domínio elétrico para o domínio ótico, representada pela diferença da altura entre os picos, entretanto o ajuste analítico desenvolvido para a distância entre os picos se adequou tanto no modulador Fabry-Perot quanto no modulador FBG. Com a análise da variação de fase nos moduladores foi possível perceber que a fase influencia nos valores dos parâmetros caracterizados pela técnica e é preciso ser considerada em trabalhos futuros.

7.1. Sugestões para trabalhos futuros

Como sugestão de melhorias, são propostas para melhorar a precisão na técnica de caracterização em relação as medidas experimentais:

- Desenvolver uma função de transferência para solucionar a distorção do domínio elétrico para o domínio ótico: tendo em vista que a presente técnica é capaz de obter o sinal distorcido do modulador, é possível calcular e aplicar uma função inversa que “elimine” matematicamente a distorção harmônica;

APÊNDICE A – COMPARAÇÃO DA MODELAGEM NUMÉRICA COM A MODELAGEM TEÓRICA

```
%% UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE – RJ
%% Autora: Natália de Almeida Soares
%
%% MODELAGEM  NUMÉRICA – Comparação modelo numérico e modelo matemático%%
% ajuste da curva - fittinglorentz

clear
clc
%-------------------------------------------------------------------%

np=501;                    %numero de pontos da amostragem
li=1544;                   %comprimento de onda inicial do espectro
lf=1548;                   %comprimento de onda final do espectro
deltalambda=(lf-li)/(np-1);  %variação entre cada lambda no espectro
l = [li:deltalambda:lf];     %comprimentos de onda central no espectro

Am = 0.5;
freq = 50;                 %frequencia
T= 1/freq;   %período de tempo total
tmax = 0.5/freq;
tp = 20;
deltat = tmax/(tp);          %variação entre amostras de tempo %grafico sem variações no centro do grafico de medias
t= [0:deltat:tmax];        %tempo da varredura
w = 2*pi*freq;
P0 = 0.1353;               %parametro da abertura do Fabry-Perot
dl = 0.1451;               %largura espectral Fabry-Perot
y0=0;
lambdac = 1546;

for j = 1:length(t)
t(j);
lambdact(j) = Am*cos(2*pi*freq*t(j))-lambdac; %cos em radianos %lambda central no tempo %com deformação

for g = 1:10
fori = 1:np
l(i);
FP(j,i)  = (2*P0/pi)*((dl/(4*(l(i)+lambdact(j)).^2 + dl^2))); %modulação no tempo da curva lorentz
FPl(g,i,j) = (2*P0/pi)*((dl/(4*(l(i)+lambdact(j)).^2 + dl^2))); %modulação no tempo da curva lorentz

end
end
end

FPt = FP';
mediat = mean(FPt');
% mediat = mediat/max(mediat);
```

```
%
% l = 1544:0.01:1548;
m = 4.306732760066688*(((0. + 0.0011253953727924466i)*...
atanh(((9.83895759451982*10.^9 - 461867.60769511055i) - ...
        6.366197084775037*10.^6*l)./...
sqrt((-2.3901157447364978*10.^6 + ...
         224.3246044657674i) + (3092. - 0.1451000028885947i)*l - ...
1.*l.^2)))./...
sqrt((-1.195057872368249*10.^6 + ...
112.16230223288373i) + (1546.0000000000005 - ...
0.07255000144429737i)*l - 0.5000000000000001*l.^2) - ...
     ((0. + 0.0011253953727924466i)*...
atanh((4.87199816846465*10.^-11 - 3.1523766861628273*10.^-14*l)./...
sqrt((-2.3901157447364978*10.^6 + ...
         224.3246044657674i) + (3092. - 0.1451000028885947i)*l - ...
        1.*l.^2)))./...
sqrt((-1.195057872368249*10.^6 + ...
112.16230223288373i) + (1546.0000000000005 - ...
0.07255000144429737i)*l - 0.5000000000000001*l.^2) - ...
     ((0. + 0.0011253953727924466i)*...
atanh(((-9.838957599846537*10.^9 + 461867.6079451612i) + ...
6.366197088221635*10.^6*l)./...
sqrt((-2.3901157447364978*10.^6 + ...
         224.3246044657674i) + (3092. - 0.1451000028885947i)*l -...
        1.*l.^2)))./...
sqrt((-1.195057872368249*10.^6 + ...
112.16230223288373i) + (1546.0000000000005 - ...
0.07255000144429737i)*l - 0.5000000000000001*l.^2) - ...
     ((0. + 0.0011253953727924466i)*...
atanh(((9.83895759451982*10.^9 + 461867.60769511055i) - ...
6.366197084775037*10.^6*l)./...
sqrt((-2.3901157447364978*10.^6 - ...
         224.3246044657674i) + (3092. + 0.1451000028885947i)*l -...
        1.*l.^2)))./...
sqrt((-1.195057872368249*10.^6 - ...
112.16230223288373i) + (1546.0000000000005 + ...
0.07255000144429737i)*l - 0.5000000000000001*l.^2) + ...
     ((0. + 0.0011253953727924466i)*...
atanh((4.87199816846465*10.^-11 - 3.1523766861628273*10.^-14*l)./...
sqrt((-2.3901157447364978*10.^6 - ...
         224.3246044657674i) + (3092. + 0.1451000028885947i)*l - ...
        1.*l.^2)))./...
sqrt((-1.195057872368249*10.^6 - ...
112.16230223288373i) + (1546.0000000000005 + ...
0.07255000144429737i)*l - 0.5000000000000001*l.^2) + ...
     ((0. + 0.0011253953727924466i)*...
atanh(((-9.838957599846537*10.^9 - 461867.6079451612i) + ...
6.366197088221635*10.^6*l)./...
sqrt((-2.3901157447364978*10.^6 - ...
         224.3246044657674i) + (3092. + 0.1451000028885947i)*l - ...
        1.*l.^2)))./...
sqrt((-1.195057872368249*10.^6 - ...
       112.16230223288373i) + (1546.0000000000005 + ...
        0.07255000144429737i)*l - 0.5000000000000001*l.^2));

%-------------------------------------------------------------------%

figure(1);hold on
```

```
plot(l,mediat);
%      plot(l,m)
xlabel('Comprimento de onda (nm)')
ylabel('Média')
legend('Numérico','Analítico');
```

APÊNDICE B – MODELAGEM NUMÉRICA DO FABRY-PEROT COM VARIAÇÃO DE A_m E AJUTE MATEMÁTICO

```
%% UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE – RJ
%% Autora: Natália de Almeida Soares
%
%% MODELAGEM  NUMÉRICA - Comparação das curvas do FP %%
% ajuste da curva - fittinglorentz
% Am_picos
clearall
closeall
clc
%-----------------------------------------------------------------%

li=1544; %comprimento de onda inicial do espectro
lf=1548; %comprimento de onda final do espectro
deltalambda=0.002; %variação entre cada lambda no espectro
l = li:deltalambda:lf; %comprimentos de onda central no espectro
np = length(l); %numero de pontos

Am = 0.5:.02:2; %amplitude de modulação de comprimento de onda
% Am = 0.5;
freq = 50; %frequencia
T= 1/freq;  %período de tempo total
tmax = 0.5/freq;
tp = 100;
deltat = tmax/(tp-1); %variação entre amostras de tempo %grafico sem variações no centro do grafico de
medias
t= 0:deltat:tmax;   %tempo
w = 2*pi*freq;

P0 = 0.1353; %valor de A
% dl = 0.1:0.01:0.4;
dl=0.1451;
y0=0;
lambdac = 1546;

Am_picos = zeros(length(Am),length(dl));
Am_erro = zeros(length(Am),length(dl));
lambdact = zeros(1,length(t));
FP = zeros(length(t),np);
for w=1:length(dl)
for k=1:length(Am)
for j = 1:length(t)
%   lambdact(j) = Am*cos(2*pi*freq*t(j))+Am*0.12*cos(2*2*pi*freq*t(j))+lambdac; %cos em radianos
%lambda central no tempo %com deformação
lambdact(j) = Am(k)*cos(2*pi*freq*t(j))+lambdac; %modulador perfeito(sem deformação)
for i = 1:np
    FP(j,i)  = (2*P0/pi)*((dl(w)/(4*(l(i)-lambdact(j)).^2 + dl(w)^2))); %modulação no tempo da curva
lorentz
end
end
```

```
FPt = FP';

%%%%% média dos comprimentos de ondas centrais em fução do tempo (calcula a média de cada linha
na matriz FBGt (1000x41) resultando num vetor linha (1x1000)
mediat = mean(FPt');
holdon
plot(l,mediat);

mediat = mediat/max(mediat);

[pks,locs] = findpeaks(mediat);
dist_picos = l(locs(2)) - l(locs(1));

Am_picos(k,w) = dist_picos/2;
Am_erro(k,w) = Am(k) - Am_picos(k,w);

end
end

a = -11527.1111*(dl^6) + 18389.33333*(dl^5) - 11884.84444*(dl^4) + 3966.17333*(dl^3) -
716.25984*(dl^2) + 66.10423*(dl) - 2.36736;
b = 1.0039 - 0.00302*exp((dl - 0.15279)/0.17374) -  0.00302*exp((dl - 0.15279)/0.17374);
Am_ajuste = a + b*Am_picos;

%-------------------------------------------------------------------%

figure(1); hold on
plot(Am, Am)
plot(Am, Am_picos)
%-------------------------------------------------------------------%

figure(2)
plot(Am, Am_erro)
```

APÊNDICE C – MODELAGEM NUMÉRICA DO FABRY-PEROT COM DISTORÇÃO

```
%% UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE – RJ
%% Autora: Natália de Almeida Soares
%
%% MODELAGEM  NUMÉRICA - Comparação das curvas do FP %%
% ajuste da curva - fittinglorentz - com distorção
% comparação com a curva de resolução 0,136 (0,2) e 501 pontos
% Amplitude 50 mVpp
clear
clc
%------------------------------------------------------------------%

np=501;                    %numero de pontos da amostragem
li=1544;                   %comprimento de onda inicial do espectro
lf=1548;                   %comprimento de onda final do espectro
deltalambda=(lf-li)/(np-1);  %variação entre cada lambda no espectro
l = [li:deltalambda:lf];     %comprimentos de onda central no espectro

Am = 0.24; %com distorção
freq = 50;                 %frequencia
T= 1/freq;   %período de tempo total
tmax = 0.5/freq;
tp = 100;                  %média de termos
deltat = tmax/(tp);          %variação entre amostras de tempo %grafico sem variações no centro do grafico
de medias
t= [0:deltat:tmax];        %tempo da varredura
w = 2*pi*freq;

P0 = 0.1353;               %parametro da abertura do Fabry-Perot
dl = 0.1451;               %larguraespectral Fabry-Perot
lambdac = 1545.6; % 20



lambdact = zeros(1,length(t));
FP = zeros(length(t),np);

for j = 1:length(t)
t(j);
lambdact(j) = Am*cos(2*pi*freq*t(j))+0.2*Am*cos(2*2*pi*freq*t(j))-lambdac; %cos em radianos
%lambda central no tempo %com deformação

for g = 1:10
fori = 1:np
l(i);
FP(j,i)  = (2*P0/pi)*((dl/(4*(l(i)+lambdact(j)).^2 + dl^2))); %modulação no tempo da curva lorentz
FPl(g,i,j) = (2*P0/pi)*((dl/(4*(l(i)+lambdact(j)).^2 + dl^2))); %modulação no tempo da curva lorentz

end
end
```

```
end

FPt = FP';
%------------------------------------------------------------------%

figure(1);plot(l,FPt);
xlabel ('Comprimento de onda (nm)');
ylabel ('');

mediat = mean(FPt');

mediat = mediat/max(mediat);%normalização

%------------------------------------------------------------------%
figure(2);hold on
plot(l,mediat);
xlabel ('Comprimento de onda (nm)');
ylabel ('Média');
```

APÊNDICE D – ALGORITMO PARA EMULAR O SINAL DE DISTORÇÃO NO GERADOR DE SINAIS (ARBITRARY / FUNCTION GENERATOR - AFG3252)

```
%% UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE – RJ
%% Autora: Natália de Almeida Soares
%
clearall
clearvars
%-------------------------------------------------------------------%

[DAC] = connect_USB('USB0::0x0699::0x0345::C022370::0::INSTR');
f1= 50;
f2= 50;
Fs_wfm=2000*f2;
t=0:1/Fs_wfm:1/f2;
t=t(1:end-1);
A = 0.1; %amplitude da tensão no gerador de sinais em V (tensão de H1)
B = 0.37*A %amplitude da tensão no gerador de sinais em V (tensão de H2)
wfm1= A*cos(2*pi*f1*t); %forma de onda cossenoidal de H1
wfm2= B*cos(2*pi*2*f1*t);%forma de onda cossenoidal de H2
wfm=wfm1+wfm2;
f_DAC=Fs_wfm/length(wfm); %DAC;
Vpp = max(wfm)+abs(min(wfm));
send_to_AWG(DAC,wfm,f_DAC,Vpp);
```

APÊNDICE E–MODULADOR FBG UTILIZANDO A TÉCNICA DE CARACTERIZAÇÃO PROPOSTA

```
%% UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE – RJ
%% Autora: Natália de Almeida Soares
%
%% MODELAGEM  NUMÉRICA - Curva do modulador FBG-PZT %%
% ajuste da curva - fitting Gauss (com distorção)
% comparação com a curva de resolução 0,136 (0,2) e 501 pontos
% curva normalizada com a ASE
clear
clc
%-------------------------------------------------------------------%

np=501;                    %numero de pontos da amostragem

li=1540;                   %comprimento de onda inicial do espectro
lf=1542;                   %comprimento de onda final do espectro
deltalambda=(lf-li)/(np-1);  %variação entre cada lambda no espectro
l = [li:deltalambda:lf];     %comprimentos de onda central no espectro

Am = 0.285; %amplitude de modulação fbg

freq = 1850;                 %frequencia
T= 1/freq;   %período de tempo total
tmax = 0.5/freq;
tp = 100;                  %média de termos
deltat = tmax/(tp);          %variação entre amostras de tempo %grafico sem variações no centro do grafico
de medias
t= [0:deltat:tmax];       %tempo da varredura
w = 2*pi*freq;

P0 = 6.46819E-4;   %parametro da abertura FBG
dl = 0.0739;                %largura espectral FBG

lambdac = 1540.82; % lambda central

lambdact = zeros(1,length(t));
FBG = zeros(length(t),np);

for j = 1:length(t)
t(j);
lambdact(j) = Am*cos(2*pi*freq*t(j))+0.017*Am*cos(2*2*pi*freq*t(j))-lambdac; %cos em radianos
%lambda central no tempo %com deformação

for g = 1:10
fori = 1:np
l(i);
FBG(j,i) = 1.23463E-5+P0*exp(-0.5*((l(i)+lambdact(j))/dl).^2); %fit gaussAmp
```

```
end
end
end

FBGt = FBG';
mediat = mean(FBGt');

mediat = mediat/max(mediat); %normalização da curva

[pks,locs] = findpeaks(mediat);

lpico1 = l(locs(1));
lpico2 = l(locs(2));
dist_picos = lpico2 - lpico1; %distância entre os picos

dist_alt = mediat(locs(2)) - mediat(locs(1)); %diferença de altura entre os picos

Am_picos = dist_picos/2;
AmD = dist_alt;
%-------------------------------------------------------------------%

figure(1);hold on
plot(l,mediat);
xlabel ('Comprimento de onda (nm)');
ylabel ('Média');
```