



Centro de Ciências Exactas e da Engenharia

**Simulação do Comportamento Espectral de Redes de Período
Longo em Fibra Óptica**



Fábio Darío Vieira Baptista

Novembro 2009



Centro de Ciências Exactas e da Engenharia

**Simulação do Comportamento Espectral de Redes de Período
Longo em Fibra Óptica**

Fábio Darío Vieira Baptista

Dissertação de Mestrado em Engenharia de Telecomunicações e Redes

Orientador: Prof. Dr. Luís Armando de Aguiar Oliveira Gomes

Orientador no INESC Porto: Dr. Paulo Sérgio Amorim Caldas

Novembro 2009

Tempos atrás, uma pequena aldeia gaulesa resistiu bravamente ao poderoso império romano, nunca sendo derrotada. É com esta resistência que motivo as minhas acções e pensamentos no cumprimento do meu dever.

Resumo

Esta tese é dedicada às redes de período longo, LPG's, em fibra óptica, escritas por exposição a radiação ultravioleta (UV) ou por exposição a descargas eléctricas, e às suas aplicações em comunicações ópticas e em sistemas sensores.

Numa primeira fase estudaram-se os aspectos teóricos fundamentais para a compreensão das LPG, nomeadamente os dois modelos matemáticos propostos na literatura, para a transmissão espectral de uma LPG, o modelo de duas camadas e o modelo de três camadas. Em seguida, estudou-se o deslocamento do comprimento de onda ressonante perante mudanças de parâmetros externos. Aqui, verificou-se que para variações da temperatura no exterior da LPG, o deslocamento do comprimento de onda ressonante é linear. Por outro lado, para variações de índice de refração exterior, verificou-se que à medida que o índice exterior se aproxima dos valores do índice de refração da bainha, o comprimento de onda ressonante tende para valores mais baixos. Por último, realizou-se um estudo da transmissão espectral de duas aplicações que envolvem LPG's, nomeadamente dois tipos de interferómetros e filtros ópticos.

Numa segunda fase, foi desenvolvida uma ferramenta de simulação destes modelos, que permitia não só a obtenção dos espectros de transmissão das LPG's mas também a obtenção das curvas de *phase matching* em função do período da rede e do comprimento de onda ressonante. A aplicação permitia também a obtenção das curvas do deslocamento do comprimento de onda ressonante, perante variações do índice de refração exterior ou da temperatura. Para além disso, essa ferramenta realiza a simulação dos espectros de transmissão de filtros ópticos e de interferómetros de Michelson e de Mach-Zehnder construídos com base em LPG's.

A última fase do trabalho, a componente laboratorial, foi realizada na Unidade de Optoelectrónica e Sistemas Electrónicos do INESC Porto, onde foram construídos e testados os dispositivos estudados anteriormente, com o intuito de validar a aplicação desenvolvida.

A ferramenta de simulação demonstrou ser capaz de simular de forma adequada os diversos aspectos do comportamento das LPG's que foram estudados. A comparação dos resultados obtidos permitiu concluir que o modelo mais correcto para o estudo das LPG's é o modelo de três camadas, o que está de acordo com o esperado.

Palavras-chave: LPG; Simulação; Filtro óptico; Interferómetros; Sensores.

Abstract

This thesis refers to long-period gratings, LPGs, in optical fibers, written by exposure to UV radiation or by electrical arc discharge, and to their applications in optical communications and sensor systems.

At first we studied the fundamental theoretical aspects needed for understanding the two mathematic models of LPGs spectral transmission proposed in literature: the two layers and the three layers models. Next, we studied the changes in resonant wavelengths due to changes in external parameters. We observed that changes in temperature cause a linear variation for the resonant wavelengths. For changes in the external refractive index we observed that, as the external index approaches that of the cladding, the resonant wavelength moves towards lower values. We also studied the spectral transmission of two applications involving LPG's, namely interferometers and optical filters.

On the second phase of this project, we developed a simulation tool based on the models studied, which allowed the computation of both the LPGs transmission spectrum and the coupling curves between modes, as a function of the grating period and the resonant wavelength. The software also produces estimations of the resonant wavelength displacement due to changes in external parameters, be it changes in temperature or external refractive index. Furthermore this tool also makes spectral transmission simulations for two LPGs applications, one being an optical filter and the other the interferometers of Michelson and Mach-Zehnder.

The last phase of this work, the experimental portion, was developed at the Optoelectronics and Electronic Systems Unit of INESC Porto, where the previously studied devices were implemented and tested, so the simulation tool could be validated.

The simulation tool developed confirmed it is possible to properly simulate the different aspects of the LPGs behaviour which were previously studied. The comparison of the obtained results allows us to conclude that the correct model for LPGs study is the three layer model, as would be expected.

Keywords: LPG; Simulation, Optical Filters, Interferometers, Sensors.

Agradecimentos

Em primeiro lugar agradeço a Deus, que me deu a oportunidade de viver e que sempre está presente em cada passo da minha vida.

Agradeço a toda a minha família, pela compreensão, pelo carinho, pela motivação e por estarem sempre presentes.

Ao Prof. Dr. Luís Gomes, orientador na UMa (Universidade da Madeira), pela sua competência e apoio que transmitiu ao longo deste trabalho, pelo incentivo científico e moral, bem como pela disponibilidade e acima de tudo pela sua amizade.

Ao Dr. Paulo Caldas, co-orientador e responsável pela formação no INESC Porto, demonstro o meu reconhecimento pelo seu incentivo científico e os muitos ensinamentos que me transmitiu ao longo do meu estágio.

Aos amigos, docentes e funcionários da UMa pelo companheirismo e profissionalismo demonstrado ao longo dos anos. Em especial ao Elder Pinto, Carlos Jesus, Carina Quintal.

À UOSE (Unidade de Optoelectrónica e sistemas electrónicos) do INESC Porto pelas instalações colocados ao meu dispor. Os meus agradecimentos são também dirigidos a todos os colegas e amigos da Unidade de Optoelectrónica do INESC, pelos seus ensinamentos e interesse demonstrado pelo trabalho desenvolvido. Em especial ao Ariel Guerreiro, Sérgio Mendonça, Pedro Jorge, Orlando Frazão, João Ferreira, Jaime Viegas, Diana Viegas, Joel Carvalho e Luís Amaral, pela amizade e ajuda prestada e à Luísa pela sua simpatia e pela magnífica relação pessoal que criámos.

A todos, os meus sinceros agradecimentos e espero poder continuar a contar com todos para trabalhos futuros.

Índice

1	Introdução	1
1.1.	Motivação	1
1.2.	Estado da arte	2
1.3.	Estrutura da tese	5
2	Fundamentação Teórica	7
2.1	Propagação da luz na fibra óptica	7
2.2	Acoplamento de modos	7
2.3	Redes de período longo e condição de <i>phase-matching</i>	9
2.4	Índice de refração efectivo	14
2.4.1	Cálculo do índice efectivo utilizando o modelo de duas camadas	14
2.4.2	Cálculo do índice efectivo da bainha utilizando o modelo três camadas	18
2.5	Coefficiente de acoplamento	21
2.5.1	Cálculo do coeficiente de acoplamento utilizando o modelo de duas camadas	22
2.5.2	Cálculo do coeficiente de acoplamento utilizando o modelo de três camadas	23
2.6	Transmissão espectral das redes de período longo	24
2.7	Caracterização das redes de longo período	25
2.7.1	Índice de refração do meio exterior	25
2.7.2	Temperatura exterior	26
2.8	Aplicações das redes de período longo	26
2.8.1	Interferómetro	27
2.8.2	Filtro óptico	30
3	Algoritmo Desenvolvido	33
3.1	Descrição Genérica do funcionamento dos módulos	33
3.1.1	Descrição dos módulos para o cálculo espectral de uma LPG	33
3.1.2	Descrição dos módulos para o cálculo espectral das aplicações que envolvem LPG	36
3.1.3	Descrição dos módulos para a caracterização da LPG perante modificações de parâmetros externos	37
3.2	Interface entre o utilizador e o processo	38
4	Procedimento e Análise de Resultados	41
4.1	Métodos de fabrico de redes de período longo	41
4.1.1	Escrita de uma LPG por exposição a radiação UV	41
4.1.2	Escrita de uma LPG por arco-eléctrico	44
4.2	Caracterização de LPG's em função de parâmetros da rede	48

4.2.1	Comprimento da Rede.....	48
4.2.2	Periodicidade da Rede	49
4.3	Caracterização de LPG's em função de parâmetros exteriores à rede.....	50
4.3.1	Temperatura.....	51
4.3.2	Índice de refração externo	53
4.4	Aplicações das redes de período longo.....	55
4.4.1	Interferómetro de Mach-Zehnder	56
4.4.2	Interferómetro de Michelson	57
4.5	Filtro óptico	59
5	Conclusões e perspectivas de trabalho futuro	61
	Apêndice A.....	63
	Apêndice B.....	67
	Referências.....	71

Índice de Figuras

Figura 2.1. (a) Esquema de uma fibra óptica; (b) Perfil do índice de refração	8
Figura 2.2. Acoplamento entre os modos do núcleo e modos da bainha numa rede de período longo com período e índice de modulação constante.....	9
Figura 2.3. Esquema da difracção da luz em dois meios distintos.....	10
Figura 2.4. Diagrama da condição de acoplamento entre modo fundamental e um modo da bainha.....	11
Figura 2.5. Diagrama que ilustra a condição de ressonância necessária para o acoplamento ressonante entre dois modos numa rede com período Λ . (i) - (iii) Rede de período curto; (iv) - (vi) Rede de período longo.	12
Figura 2.6. (a) Representação gráfica da intersecção das duas funções presentes na relação de dispersão, para o modo fundamental. (b) Detalhe da intersecção das duas funções. (calculado para a fibra SMF-28 e $\lambda=1.5\mu\text{m}$).....	16
Figura 2.7. (a) Representação gráfica da condição da relação de dispersão para os modos da bainha $LP_{0,m}$, pelo modelo de 2 camadas. (b) Detalhe da intersecção das 2 funções para o modo $LP_{0,2}$. (Dados: fibra SMF-28; $\lambda=1.5\mu\text{m}$).	18
Figura 2.8. Representação geométrica de uma fibra monomodo.	19
Figura 2.9. (a) Representação gráfica da condição da relação de dispersão para os modos da bainha $LP_{0,m}$, pelo modelo de 3 camadas (b) Detalhe da intersecção das 2 funções para o modo $LP_{0,2}$. (Dados: fibra SMF-28; $\lambda=1.5\mu\text{m}$).	21
Figura 2.10. Espectro de transmissão de uma LPG numa fibra SMF-28 para modos da bainha assimétricos e simétricos, com período de $540\mu\text{m}$ e 22mm de comprimento	24
Figura 2.13. Esquema de um interferómetro de Mach-Zehnder utilizando duas LPG em série.....	27
Figura 2.14. Gráfico do padrão de franjas num interferómetro de Mach-Zehnder com duas LPG's	28
Figura 2.15. Esquema de um interferómetro de Michelson utilizando uma LPG. (a) Propagação da luz ao incidir na LPG. (b) Propagação da luz depois da sua reflexão....	29
Figura 2.11. Esquema de um filtro óptico utilizando duas LPG	30
Figura 2.12. Espectro de transmissão de um filtro óptico, onde as LPG foram fabricadas por exposição de radiação UV (Dados: fibra dopada com germânio PFBG-1355-T; $\Lambda=280\mu\text{m}$; $L=2.8\text{cm}$; $n_{ext}=1$).....	31
Figura 3.1. Fluxograma descritivo do procedimento que o algoritmo segue para o cálculo da transmissão espectral de uma LPG.	34
Figura 3.2. Fluxograma referente à rotina utilizada para o cálculo do índice efectivo do núcleo.	35
Figura 3.3. Fluxograma referente ao cálculo do vector do espectro de transmissão de uma LPG.....	36
Figura 3.4. Fluxograma referente ao cálculo dos espectros das aplicações que envolvem LPG.....	37
Figura 3.5. Fluxograma referente ao cálculo do desvio do comprimento de onda ressonante devido a variações de parâmetros externos.	38

Figura 3.6. Diagrama de interacção entre a interface gráfica e os módulos.....	39
Figura 3.7. Diagrama de interacção entre interface gráfica e os módulos típica do MatLab.	40
Figura 4.1. Esquema da escrita de uma LPG por radiação UV através da técnica ponto-a-ponto	41
Figura 4.2. Representação gráfica da condição de <i>phase matching</i> para modos simétricos. (a) Modelo de três camadas; (b) Modelo de duas camadas	42
Figura 4.3. Transmissão espectral de uma LPG induzida por radiação UV.....	43
Figura 4.4. Fotografia de uma parte da montagem experimental para a escrita de arco eléctrico. (a) Detalhe dos eléctrodos e das ranhuras. (b) Máquina de fusão.	45
Figura 4.5. Fotografia da plataforma de translação.....	45
Figura 4.6. Fotografia do sistema completo de escrita de LPG's por arco eléctrico utilizado na UOSE.	46
Figura 4.7. Representação gráfica da condição de <i>phase matching</i> para modos assimétricos. (a) Modelo de três camadas; (b) Modelo de duas camadas	46
Figura 4.8. Transmissão espectral de uma LPG induzida por arco eléctrico.	47
Figura 4.9. Comportamento da transmissão espectral perante variações do comprimento da rede. (a) Simulação do modelo de três camadas; (b) Simulação do modelo de duas camadas; (c) Experimental.	48
Figura 4.10. Comportamento da transmissão espectral perante variações do período da rede. (a) Simulação do modelo de três camadas; (b) Simulação do modelo de duas camadas; (c) Experimental.	50
Figura 4.11. Esquema da montagem utilizada para o estudo da sensibilidade à temperatura exterior de uma LPG.....	51
Figura 4.12. Resposta espectral em transmissão à variação de temperatura. (a) Modelo de três camadas; (b) Modelo de duas camadas; (c) Experimental.....	52
Figura 4.13. Desvio do comprimento de onda ressonante em função da temperatura..	52
Figura 4.14. Esquema da montagem utilizada para o estudo da sensibilidade de uma LPG a variações do índice de refração do meio exterior.....	53
Figura 4.15. Espectro de transmissão das LPG's em função do índice de refração externo. (a) Simulação do modelo de três camadas; (b) Simulação do modelo de duas camadas; (c) Experimental.	54
Figura 4.16. Desvio do comprimento de onda ressonante em função da variação do índice de refração do meio exterior.	55
Figura 4.17. Esquema de montagem utilizada para a visualização do espectro de transmissão do interferómetro de Mach-Zehnder.....	56
Figura 4.18. Resposta espectral do interferómetro de Mach-Zehnder e da LPG que deu à sua origem.....	56
Figura 4.19. Resposta espectral em transmissão, do quarto modo, do interferómetro de Mach-Zehnder.	57
Figura 4.20. Esquema de montagem utilizada para a determinação do espectro de reflexão do interferómetro de Michelson.	57
Figura 4.21. Resposta espectral em transmissão do interferómetro de Mach-Zehnder.	58
Figura 4.23. Esquema de um filtro óptico.	59

Figura 4.22. Resposta espectral das LPG's que deram origem ao filtro óptico.	59
Figura 4.24. Resposta espectral do filtro óptico.	60
Figura B.1. Interface principal: LPG	67
Figura B.2. Interface secundária: Interferómetro	68
Figura B.3. Interface secundária: Filtro óptico.....	69
Figura B.4. Interface secundária: Deslocamento do comprimento de onda ressonante perante variações de parâmetros externos.	70

Lista de Acrónimos

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

GUI – Graphical User Interfaces.
Interfaces gráficas para usuários.

LED – *Light Emitting Diode*.
Díodo Emissor de Luz.

LP – *Linearmente Polarizados*.

LPG – *Long Period Grating*.
Rede de Período Longo.

MS-DOS – *Microsoft Disk Operating System*.
Sistema Operativo de Disco da Microsoft

OSA – *Optical Spectrum Analyzer*.
Analisador de Espectro Óptico.

RAM – *Random Access Memory*.
Memória de acesso aleatório.

SEON – *Symposium on Enabling Optical Networks*.
Simpósio de Tecnologias de Redes Ópticas.

TE – *Transverse Electric*.
Transversal Eléctrico

TM – *Transverse Magnetic*.
Transversal Magnético

UOSE – *Unidade de Optoelectrónica e Sistemas Electrónicos*

UMa – *Universidade da Madeira*.

UV – *Ultraviolet*.
Ultra-Violeta.

1 Introdução

Neste capítulo apresentar-se-á a motivação por detrás deste trabalho, sendo feito um breve historial da evolução das redes em fibra, com especial atenção às LPG's. Em seguida será apresentada a estrutura desta tese.

1.1. Motivação

Ao realizar um determinado projecto é fundamental avaliar o comportamento dinâmico do sistema em estudo, por isso é útil ter uma ferramenta que permita antecipar os problemas, de modo a auxiliar a tomada de decisões. Daí que, actualmente exista um grande interesse em dispor, sempre que possível, das mais recentes técnicas de simulação computacional, nomeadamente na área das comunicações ópticas. Exemplo desse interesse é a procura, por parte dos investigadores da área, de ferramentas que lhes permitam, de forma rápida e simples, simular a transmissão espectral das LPG's.

É neste contexto que surgiu este trabalho, cujo principal objectivo foi desenvolvimento de uma aplicação que permita obter uma simulação espectral das LPG's, escritas por exposição a radiação UV e por arco-eléctrico. O programa foi desenvolvido com rigorosos critérios científicos e é destinado a simulações espectrais cujo resultado seja calculado de uma forma rápida e precisa.

Actualmente, as LPG's têm uma influência crescente nos campos das comunicações ópticas e da tecnologia de sensores em fibra. Por isso, desenvolveram-se também ferramentas para a simulação espectral de transmissão/reflexão de dispositivos que podem ser construídos com LPG, nomeadamente interferómetros de Michelson, interferómetros de Mach-Zehnder e filtros ópticos.

De referir que, para desenvolver o algoritmo deste trabalho foi utilizada a plataforma de programação MatLab. Esta escolha deve-se ao alto desempenho que esta linguagem tem sobre o controlo de processos de sistemas físicos. Posteriormente, utilizando os recursos disponíveis no laboratório da Unidade de Optoelectrónica e Sistemas Electrónicos do INESC Porto, validou-se os algoritmos desenvolvidos.

De referir que os resultados obtidos no desenvolvimento deste trabalho foram aceites para apresentação, em poster, numa conferência:

- ✓ Fábio D. Baptista, Ariel Guerreiro, Paulo Caldas and Luís A. Gomes, “Simulation of Long Period Fibre Gratings”, SEON 2009 – VII Symposium on Enabling Optical Networks, ISBN 9789729836879, Lisboa, Portugal, 2009

1.2. Estado da arte

A formação de redes numa fibra óptica foi demonstrada por Hill *et al* [1], em 1978. Numa das suas experiências, utilizando fibras de silício, para estudos de efeitos não lineares, os autores constataram a possibilidade de modificar o índice de refração do núcleo da fibra óptica pela absorção de radiação de um laser de Árgon. Verificaram ainda que com o aumento da exposição do núcleo da fibra, dopado com germânio, ocorria um aumento da atenuação do sinal transmitido pela fibra, concluindo que a intensidade da luz reflectida pela fibra aumentava. Este novo efeito foi designado de fotossensibilidade, e a rede que deu origem a este efeito foi denominada por *rede de Hill*. Contudo, as *redes de Hill* apenas funcionavam em comprimentos de onda na região do visível e próximos do comprimento de onda da luz utilizada na escrita.

Em 1989, a limitação das *redes de Hill* foi superada por Meltz *et al* [2], que criaram redes que reflectiam qualquer comprimento de onda. Essas redes foram criadas através da exposição lateral da bainha da fibra à luz resultante da intersecção entre dois feixes de luz UV.

Na época, pensava-se que a fotossensibilidade era um fenómeno associado somente às fibras ópticas dopadas com germânio. Lemaire *et al* [3], em 1993, desenvolveram uma técnica para aumentar a fotossensibilidade das fibras não dopadas com germânio. A técnica consiste em manter a fibra sob uma alta pressão e temperatura, numa atmosfera de hidrogénio, por um determinado período de tempo. Surgiram assim uma nova classe de dispositivos em fibras, denominados redes de Bragg (*Fiber Bragg Grating* – FBG). Estas redes consistem numa modulação periódica do índice de refração do núcleo de uma fibra óptica formada através da exposição de um padrão espacial de radiação UV. O período destas redes encontra-se entre 1nm e 200nm.

Em 1995, Vengsarkar *et al* [4] demonstraram outro dispositivo intrínseco numa fibra: as LPG's. O período destas redes encontra-se entre 100 μm e 700 μm . As primeiras LPG's foram gravadas utilizando um laser UV em fibras fotossensíveis. Também, no mesmo ano, Vengsarkar *et al* [4] mostraram a potencialidade deste dispositivo como um filtro de rejeição de banda para aplicações em comunicações ópticas, principalmente na normalização de fontes.

Em 1996, Bhatia *et al* [5] verificaram que a posição do pico de atenuação era dependente do período da rede. Isso permitiu produzir redes em comprimentos de ondas específicos, desde que o sistema de gravação apresente um bom controlo da periodicidade da rede. Esta característica conduziu à utilização das LPG's como equalizadores de ganho em amplificadores em fibra óptica dopada com Érbio.

Relativamente a aspectos teóricos, foi em 1974 que Marcuse desenvolveu um modelo matemático que permite calcular os modos do núcleo e da bainha de forma aproximada [6]. Só em 1995, Vengsarkar *et al* [4] descreveram a transmissão espectral de uma LPG. Este modelo, também conhecido por modelo de duas camadas, simplifica o cálculo dos modos da bainha ao ignorar a presença do núcleo [4].

Em 1997, Erdogan *et al.* [7, 8] desenvolveu um novo modelo, que descreve com maior precisão, e de uma forma mais fácil para programação, a transmissão espectral de uma LPG. Pela primeira vez, e de uma forma mais exacta, é considerado o efeito do meio exterior e faz uma aproximação mais real do espectro de uma LPG. Este método, também conhecido pelo modelo de três camadas, tem em conta três meios distintos: núcleo, bainha e exterior.

A escrita de LPG's pode ser realizada por diferentes processos, entre os quais a exposição a radiação UV [9], a radiação gama [10], a indução mecânica [11], a ablação por exposição à radiação de um laser de CO₂ [12], e a aplicação ponto-a-ponto de um arco eléctrico [13]. De entre estas técnicas, três são mais frequentemente utilizadas para a escrita de LPG's, nomeadamente, a exposição a radiação de um laser UV, a ablação por exposição à radiação de um laser de CO₂ e por arco eléctrico.

A técnica de exposição a radiação UV apresenta problemas relativos à estabilidade do espectro de transmissão da LPG, uma vez que esta técnica necessita que a fibra seja previamente hidrogenada de forma a aumentar a sua fotossensibilidade [14]. Uma vez que a concentração de hidrogénio no interior da fibra se irá reduzindo ao longo do tempo, com a

consequente alteração do índice de refração é necessário realizar a escrita da LPG prevendo as mudanças que ocorrerão no espectro de transmissão [14, 15]. A remoção do hidrogénio contido na fibra pode ser acelerada através do aquecimento da fibra. Uma vantagem deste método de escrita é a flexibilidade, ou seja, o período da rede, o comprimento da rede e a orientação da lente são parâmetros que podem ser ajustados individualmente, de modo a se obterem as características espectrais desejadas [16].

A técnica de escrita de LPG's mediante a exposição à radiação de um laser CO₂ utiliza o método de escrita ponto-a-ponto. A principal vantagem deste sistema é o facto de não serem necessárias fibras especiais [12], no entanto uma vez que a estrutura física da fibra é alterada o dispositivo torna-se muito frágil [12].

A técnica de arco eléctrico é também uma técnica de escrita ponto-a-ponto que resulta da deformação da fibra devido ao forte aquecimento provocado por uma descarga eléctrica transversal à fibra [17]. Esta técnica apresenta a vantagem de não requerer fibras especiais, nem equipamentos de custo elevado, tais como lasers de CO₂ ou de UV, pelo que hoje em dia é uma técnica muito utilizada para as aplicações na área de sensores e na área de telecomunicações [18]. No entanto, esta técnica tem dois factores relevantes que influenciam a sua reprodutibilidade. O primeiro factor tem a ver com a necessidade de se ter um ambiente controlado na região dos eléctrodos, em particular em relação a correntes de ar e à humidade. Para isso, é aconselhável injectar um gás inerte nessa região, para manter as boas condições de descarga de arco. O segundo factor tem a ver com a degradação dos eléctrodos durante as descargas, devido à oxidação, à contaminação e às partículas de sílica que aderem na sua ponta. Por isso, após algum uso é aconselhável o seu polimento ou a sua substituição [13].

Relativamente a aplicações que envolvem LPG's, em 1996, Bhatia *et al* [5] e Vengsarkar *et al* [19] demonstraram o uso das LPG como dispositivos sensoriais, nomeadamente, na medição de tensão, temperatura e índice de refração. As redes foram gravadas com radiação UV, através de uma máscara de amplitude, em fibras hidrogenadas.

Com o avançar das técnicas de fabrico e aproveitando algumas características das LPG's, surgiram alguns dispositivos para sensores que utilizam LPG's. Alguns desses tipos de dispositivos foram os interferómetros em fibra baseados nas configurações clássicas do interferómetro de Michelson e de Mach-Zehnder [20, 21]. Assim, no ano 2002, Allsop *et al* [20] construiu o primeiro interferómetro Mach-Zehnder utilizando duas LPG idênticas, analisando o comportamento deste interferómetro em relação as variações dos parâmetros

exteriores à fibra. Dois anos mais tarde, Swart *et al* [21] realizou um estudo teórico e experimental da reflexão espectral de um interferômetro de Michelson, construído com uma LPG.

Nos últimos anos outras aplicações das LPG's têm surgido tais como, filtros passa-banda. Starodubov *et al* [22] sugeriram a colocação de duas LPG's em série e entre elas duas usar um bloqueador de passagem de luz pelo núcleo. Assim, o espectro de transmissão contém picos passa-banda centrados nos comprimentos de onda ressonantes.

Actualmente, já existe um software que realiza simulações da transmissão espectral de uma LPG, o software *ApolloFiber* [23]. Este software permite ter uma previsão do resultado, contudo é de difícil manuseamento e limitado unicamente à simulação de LPG's, não para dispositivos.

1.3. Estrutura da tese

Este trabalho está organizado em cinco capítulos, incluindo esta introdução. No segundo capítulo é feita uma revisão aprofundada da literatura sobre as LPG's. Inicialmente, são apresentados de uma forma sucinta, os conceitos básicos referentes às fibras ópticas. Em seguida são descritos os modelos de 2 e 3 camadas necessários para o desenvolvimento do algoritmo. Finalmente é apresentada uma breve explicação das aplicações que envolvem LPG's, juntamente com as expressões matemáticas que descrevem esses fenômenos.

No terceiro capítulo é descrito o funcionamento do algoritmo e a estrutura dos módulos do programa desenvolvido. Neste capítulo, também, são enumerados os problemas encontrados e as soluções criadas para um melhor desempenho do programa.

As metodologias seguidas nas experiências, para a validação à posteriori dos modelos implementados, são enunciados detalhadamente no quarto capítulo. Ainda, neste capítulo são apresentados os resultados obtidos nas experiências comparando-os com os resultados obtidos na simulação.

No quinto e último capítulo, é resumido todo o trabalho e são apresentadas as conclusões e perspectivas de trabalhos a serem executados futuramente.

2 Fundamentação Teórica

Neste capítulo será apresentada a teoria fundamental para a compreensão do funcionamento das LPG's.

2.1 Propagação da luz na fibra óptica

A fibra óptica é um guia de onda circular, dentro do qual a luz é confinada, sendo constituída por um fio muito fino de vidro ou plástico, designado por núcleo, envolvido por uma bainha, cujo índice de refração é inferior ao do núcleo [9, 24].

Nas fibras, a análise da propagação da onda electromagnética baseia-se na teoria electromagnética, regida pelas equações de Maxwell [25]. Ao resolverem-se as equações de Maxwell para as condições da fibra encontram-se um certo número de soluções finitas, o que significa que a luz que percorre a fibra óptica não se propaga aleatoriamente, mas é encaminhada em certos “modos” [25].

Os modos de propagação são ondas com uma determinada distribuição de campo electromagnético, que satisfazem as equações de Maxwell, e que transportam uma parcela individual da energia luminosa total [26].

Os modos TM (*Transverse Magnetic*) e TE (*Transverse Electric*) correspondem, respectivamente, a modos em que as componentes E_z e H_z são nulos. Geralmente nas fibras ópticas tanto E_z e H_z são diferentes de zero, daí que os modos mais importantes são híbridos, isto é, modos EH ou HE conforme predomina uma ou outra componente [9, 24].

2.2 Acoplamento de modos

Para compreender as LPG's, é essencial conhecer os modos de propagação na respectiva fibra óptica. Sendo assim, considere-se uma fibra (figura 2.1), onde os raios do núcleo e da bainha são a_{co} e a_{cl} , respectivamente. Os índices de refração do núcleo, da bainha e do exterior são respectivamente: n_{co} , n_{cl} e n_{ext} [17, 26, 27].

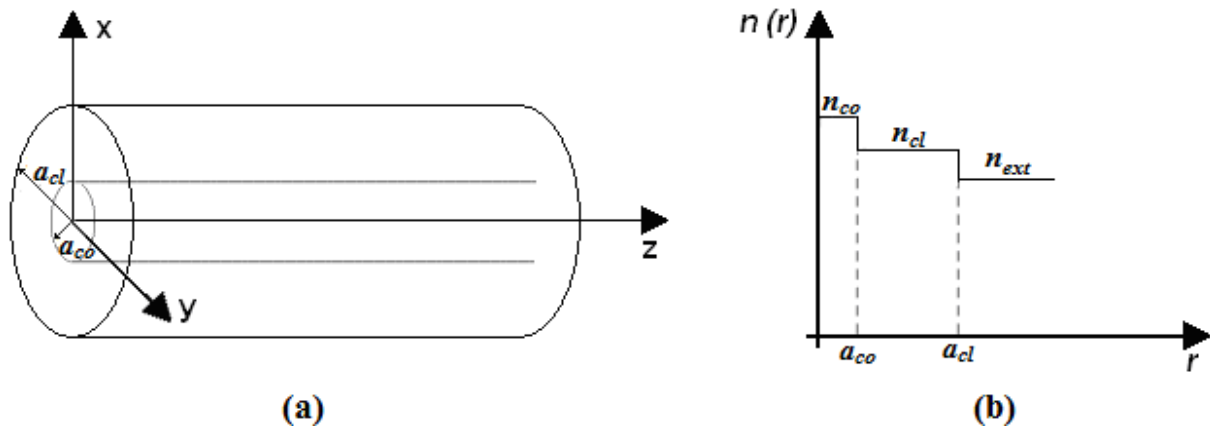


Figura 2.1. (a) Esquema de uma fibra óptica; (b) Perfil do índice de refração [17]

Uma vez que o núcleo é muito pequeno, parte da luz penetra no material fora do núcleo fazendo com que a radiação apresente um índice de refração efectivo menor do que o índice do material do núcleo. Esta questão será discutida em detalhe na secção 2.3, mas de um modo simplista, podemos dizer que a radiação se propaga num material híbrido, composto em parte pelo núcleo e em parte pelo material que envolve o núcleo, sendo que a fracção de luz que está fora do núcleo depende do comprimento de onda da luz. Portanto, o índice de refração efectivo também depende do comprimento de onda da luz [28].

Numa fibra monomodo, a propagação da luz é realizada por um único modo, denominado por fundamental, sendo que a maior parte da energia transportada é confinada no núcleo. Nota-se que numa fibra monomodo, podem existir outros modos, mas que não permitem a propagação eficaz da luz. Esses modos são denominados por modos da bainha, modos de radiação e *leaky modes* [17, 26, 27].

Os modos da bainha ocorrem quando o índice de refração da camada exterior é menor que o da bainha ($n_{ext} < n_{cl}$). Neste caso, os modos propagam-se por meio da reflexão interna total entre a segunda e a terceira camada. Nesses modos, o índice de refração efectivo irá variar entre n_{cl} e n_{ext} [17, 26, 27].

Os modos de radiação surgem quando o índice de refração da segunda camada é igual ao índice de refração da terceira camada ($n_{ext} = n_{cl}$). Neste caso a reflexão interna total não se verifica e, conseqüentemente, os modos da bainha não são transportados ao longo da fibra [17].

Por último, quando o índice de refração da terceira camada é maior do que o índice de refração da segunda camada ($n_{ext} > n_{cl}$), dá-se a saída da radiação para o exterior, o que é

designado por *leaky modes*. Apesar de não se verificar o fenómeno da reflexão interna total, alguma radiação ainda se propaga ao longo da fibra, devido ao mecanismo da reflexão de *Fresnel* na interface interna da fibra [17, 26, 27].

2.3 Redes de período longo e condição de *phase-matching*

As LPG's são dispositivos intrínsecos a fibra [29] formados por uma sequência periódica de perturbações fabricados sobre uma fibra óptica, normalmente empregada para a transmissão de dados [27]. O período da modulação está entre 100 μ m e 1mm [30].

Na presença de uma LPG, a radiação que se propaga no núcleo da fibra é difractada ao incidir na rede, e as componentes que satisfaçam a condição de *phase-matching* (condição de ressonância) são acopladas para modos da bainha. Estes modos são atenuados de uma forma rápida devido às perdas na interface da bainha com o meio externo, originando picos de absorção em regiões bem definidas do espectro de transmissão [29, 31]. A figura 2.2 mostra, numa forma esquemática, este fenómeno.

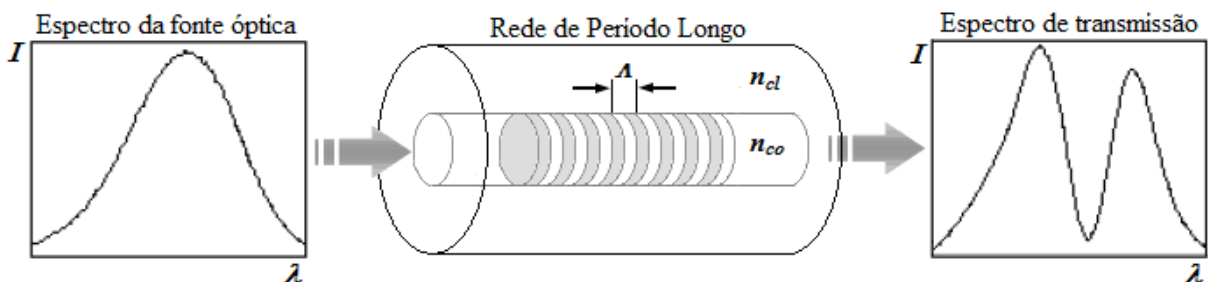


Figura 2.2. Acoplamento entre os modos do núcleo e modos da bainha numa rede de período longo com período e índice de modulação constante [32].

Para uma melhor compreensão do estudo do acoplamento da luz numa LPG, entre o modo fundamental do núcleo e os modos da bainha, considere-se uma onda plana num meio dieléctrico. A componente do vector de propagação da onda plana segundo o eixo x , para um determinado comprimento de onda, é definida pelo ângulo θ_1 , como mostra a figura 2.3. Sendo assim, a constante de propagação é dada pela seguinte expressão [32]:

$$\beta = k_0 n \sin \theta_1 \quad 2.1$$

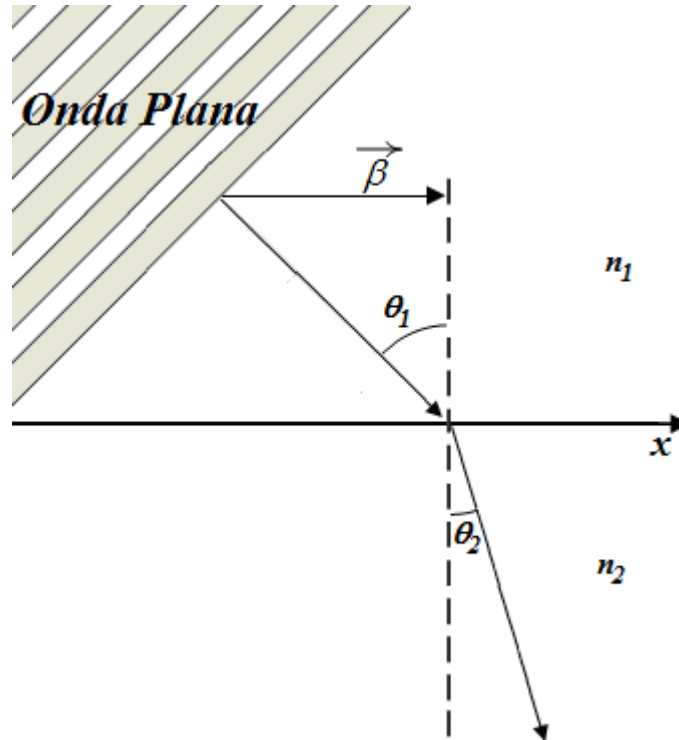


Figura 2.3. Esquema da difração da luz em dois meios distintos [27].

A equação 2.1 pode ser reescrita, considerando a constante de propagação da onda no vácuo e um índice efectivo que resulta das condições de propagação da onda no meio em que se encontra [32, 33]:

$$\beta = k_0 n_{eff} \quad 2.2$$

No que diz respeito a uma fibra monomodo, o raciocínio para determinar as constantes de propagação do núcleo e da bainha é análogo, pelo que as constantes de propagação do núcleo e da bainha podem ser descritas pelas seguintes equações [27, 33]:

$$\beta_{co} = k_0 n_{eff,co} \quad 2.3$$

$$\beta_{cl}^m = k_0 n_{eff,cl}^m \quad 2.4$$

Na expressão 2.4 o índice m indica que para cada modo m da bainha existirá um valor diferente da constante de propagação. Na presença de uma rede, de período Λ , o modo do núcleo é acoplado para os diferentes modos da bainha. A figura 2.4 mostra a condição necessária para ocorrer esse acoplamento.

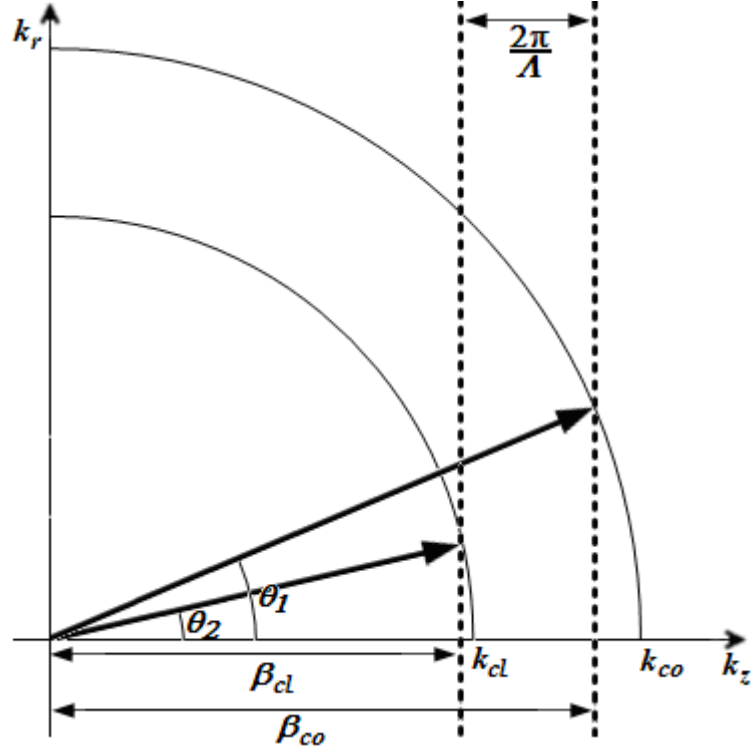


Figura 2.4. Diagrama da condição de acoplamento entre modo fundamental e um modo da bainha.

Da figura 2.4, verifica-se que para haver acoplamento de um determinado comprimento de onda é necessário que a seguinte condição seja respeitada [32]:

$$\Delta\beta = \beta_{co} - \beta_{cl}^m = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad 2.5$$

A condição expressa na equação 2.5 é denominada por *phase matching*. Note-se que esta condição implica que a diferença entre os vetores de onda seja pequena, visto que Λ é grande. Ou seja, numa LPG escrita em fibra monomodo o acoplamento ocorre apenas entre o modo fundamental e modos da bainha, que tenham uma constante de propagação próxima (i.e., um valor de $\Delta\beta$ pequeno)[32]. Ao contrário das LPG's, nas redes de Bragg em fibra óptica, e uma vez que Λ é pequeno, o acoplamento apenas pode ocorrer entre o modo fundamental e modos do núcleo ou da bainha que tenham uma constante de propagação muito diferente (i.e., um valor de $\Delta\beta$ elevado) [34, 35].

No caso das LPG's, para que ocorra o acoplamento co-propagante do modo fundamental, com um ângulo θ_1 , para o modo da bainha, com um ângulo θ_2 , o comprimento de onda ressonante correspondente ao modo m da bainha é dado por [27, 17, 33]:

$$\lambda_{res}^m = [n_{eff,co}(\lambda) - n_{eff,cl}^m(\lambda)]\Lambda \quad 2.6$$

onde, λ_{res}^m é o comprimento de onda ressonante que corresponde ao acoplamento do modo m da bainha, Λ é o período da rede, $n_{eff,co}(\lambda)$ e $n_{eff,cl}^m(\lambda)$ são os índices efectivos do núcleo e do modo m da bainha, respectivamente. Os comprimentos de onda que satisfaçam a condição de ressonância originarão um pico de atenuação no espectro de transmissão. Como geralmente há mais do que um comprimento de onda que satisfaz esta condição, o espectro de transmissão de uma LPG pode conter mais de um pico de atenuação [29, 33, 36].

A equação 2.6 descreve a dependência do comprimento de onda ressonante com o período e os índices efectivos do núcleo e da bainha [29]. Modificações nestes parâmetros originam um deslocamento no comprimento de onda ressonante, o que pode ser explorado por exemplo para o desenvolvimento de sensores. Na figura 2.5 estão representados alguns diagramas que ilustram a condição de ressonância necessária para o acoplamento entre dois modos numa rede com período Λ .

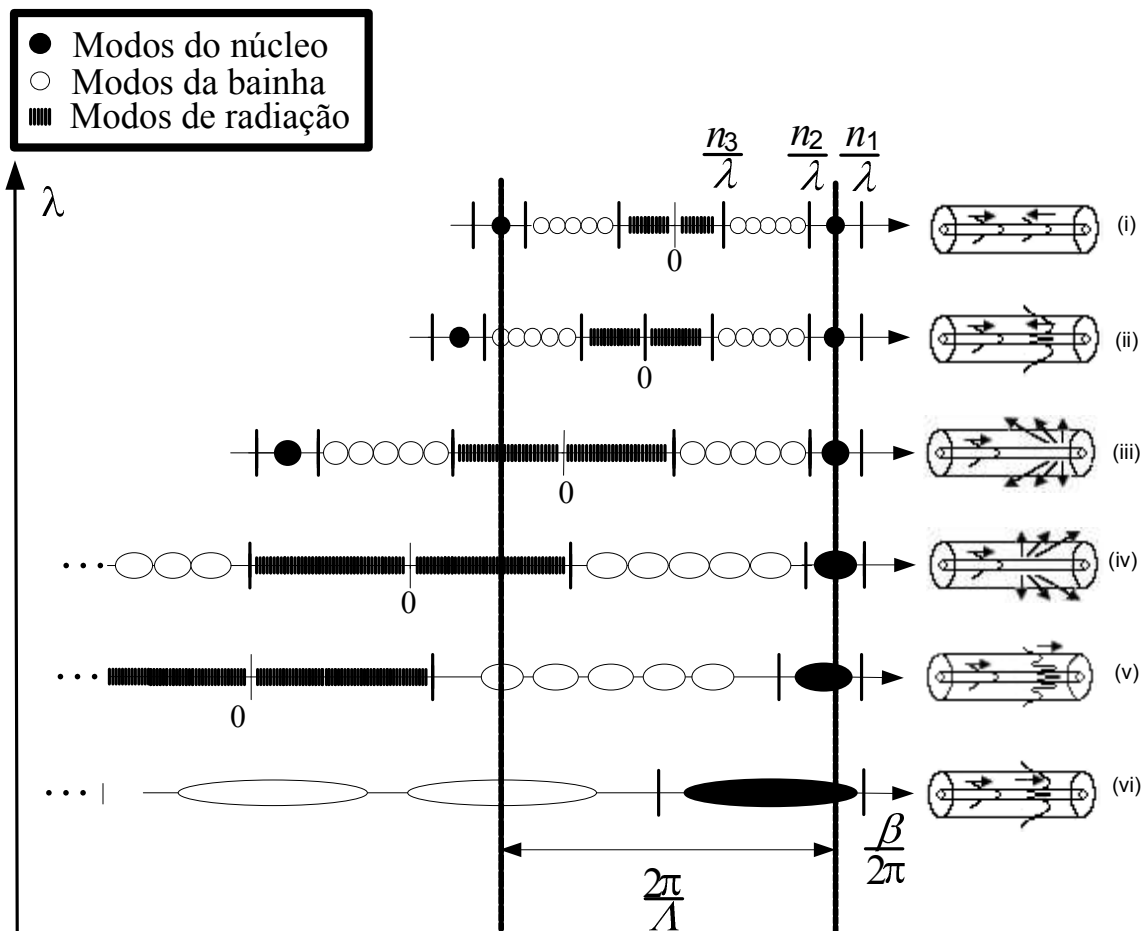


Figura 2.5. Diagrama que ilustra a condição de ressonância necessária para o acoplamento ressonante entre dois modos numa rede com período Λ [18]. (i) - (iii) Rede de período curto; (iv) - (vi) Rede de período longo.

Na figura 2.5, o eixo horizontal refere-se à constante de propagação e no eixo vertical encontra-se a variação em comprimento de onda. Os símbolos fechados representam os modos do núcleo ($n_{cl} \leq n_{eff} \leq n_{co}$), os símbolos abertos representam os modos da bainha ($n_{ext} \leq n_{eff} \leq n_{cl}$) e a região com traços verticais representa os modos de radiação ($n_{eff} \leq n_{ext}$) [18].

Para uma FBG, figura 2.5 (i) – (iii), os diagramas representam [18]:

- i. O acoplamento de um modo do núcleo para o mesmo modo mas propagando-se em sentido oposto.
- ii. O acoplamento de um modo do núcleo para o modo da bainha mais próximo e que se propaga em sentido oposto.
- iii. O acoplamento de um modo do núcleo para um modo da radiação e que se propaga em sentido oposto.

Relativamente à figura 2.5 (iv) – (vi), relativa às LPG's, os diagramas representam [18]:

- iv. O acoplamento de um modo do núcleo para um modo de radiação e que se propaga no mesmo sentido.
- v. O acoplamento de um modo do núcleo para o modo da bainha mais distante e que se propaga no mesmo sentido.
- vi. O acoplamento de um modo do núcleo para o modo da bainha mais próximo e que se propaga no mesmo sentido.

Note-se que os exemplos observados na figura 2.5 (v) e (vi) referem-se ao caso da transmissão espectral das LPG's. Estes exemplos demonstram, de uma forma simples, que dependendo do comprimento de onda e da periodicidade da rede, podemos induzir o acoplamento modal entre o modo fundamental e os diferentes modos da bainha. Por consequente, este acoplamento provoca, no espectro de transmissão, um conjunto de picos de atenuação em diferentes comprimentos de onda [18].

2.4 Índice de refração efectivo

Nesta secção é apresentado o método de cálculo do índice efectivo do modo do núcleo e dos modos da bainha. Serão apresentados dois modelos: o modelo de duas camadas e o modelo de três camadas.

2.4.1 Cálculo do índice efectivo utilizando o modelo de duas camadas

No núcleo de uma fibra monomodo apenas podem estar presentes dois modos (EH e HE), que tem uma distribuição espacial idêntica, mas cujos campos estão desfasados de 90° [37]. Note-se que apesar da fibra ser monomodo podem existir diversos modos da bainha com forte dependência azimutal, ν , pelo que o cálculo analítico dos índices efectivos é um processo matemático muito complexo, que geralmente só pode ser realizado recorrendo a aproximações. Uma dessas aproximações é denominada por aproximação dos modos fracamente guiados (*weakly guided field approximation*), e baseia-se no facto da diferença entre n_{co} e n_{cl} ser habitualmente muito pequena [27]. Isto permite que os parâmetros dos campos electromagnéticos sejam semelhantes para os pares de modo $HE_{\nu+1,m}$ e $HE_{\nu-1,m}$. Isto significa que os modos são degenerados [37]. Por exemplo, nas fibras monomodo, com um perfil de índice em degrau, a diferença entre o índice de refração efectivo dos modos do núcleo e da bainha é aproximadamente 1%. Isto implica que Δ_n seja pequeno [27]:

$$\frac{n_{co}}{n_{cl}} \approx 1 \Rightarrow \Delta_n = \frac{n_{co} - n_{cl}}{n_{co}} \ll 1 \quad 2.7$$

Perante estas condições, Gloge *et al.*[38, 39] explica que a solução 2.7 determina os modos EH ou HE, respectivamente.

$$\frac{J_l(u)}{uJ_{l-1}(u)} = -\frac{K_l(w)}{wK_{l-1}(w)} \quad 2.8$$

onde J_i é a função de Bessel e K_i representa uma função de Bessel modificada de ordem i . As variáveis u e w representam o número de onda normalizado. Portanto, esta aproximação permite calcular todos os modos da mesma forma pois são caracterizados pela mesma equação e designados por modos $LP_{l,m}$ (linearmente polarizados) [37]. O parâmetro l representa a dependência azimutal. Para casos mais específicos, define-se l sendo [37]:

$$l = \begin{cases} \nu + 1, & \text{Modos EH} \\ \nu - 1, & \text{Modos HE} \end{cases} \quad 2.9$$

2.4.1.1 Cálculo do índice efectivo do núcleo

Este modelo, para o cálculo do índice efectivo do núcleo, idealiza geometricamente a fibra. Ou seja, considera a fibra como se fosse constituída por duas camadas [4]. O índice de refração de cada camada é dada por [40]:

$$\begin{aligned} n &= n_{co} & r &\leq a_{co} \\ n &= n_{cl} & r &> a_{co} \end{aligned} \quad 2.10$$

O único modo que se propaga no núcleo é designado por modo LP_{0,1}. Como se pode verificar este modo tem $l=0$ e $m=1$. Portanto, especificando a equação 2.8 para calcular o modo que se propaga no núcleo, temos que [33]:

$$\frac{J_0(u_{co})}{u_{co} J_{-1}(u_{co})} = -\frac{K_0(w_{co})}{w_{co} K_{-1}(w_{co})} \quad 2.11$$

onde J_i é a função de Bessel e K_i representa uma função de Bessel modificada de ordem i . As variáveis u_{co} e w_{co} correspondem ao número de onda normalizado do modo do núcleo, que podem ser escritos em função da frequência normalizada, V , e do índice efectivo normalizado, b . Sendo assim, temos que [41]:

$$u_{co} = V\sqrt{1-b} \quad 2.12$$

$$w_{co} = V\sqrt{b} \quad 2.13$$

em que [42] [33],

$$V = \frac{2\pi a_{co}}{\lambda} \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2} \quad 2.14$$

$$b = 1 - \left(\frac{u_{co}^2}{V^2} \right) \quad 2.15$$

Como se pode verificar através das expressões 2.14 e 2.15, as variáveis u_{co} e w_{co} dependem unicamente do comprimento de onda e dos parâmetros físicos da fibra [33]. Portanto, sabendo u_{co} e w_{co} , a condição da equação 2.11, pode ser vista como a intersecção

das duas funções observadas na figura 2.6. No caso das fibras monomodo, existirá apenas um ponto de intersecção, que corresponde ao modo fundamental [33].

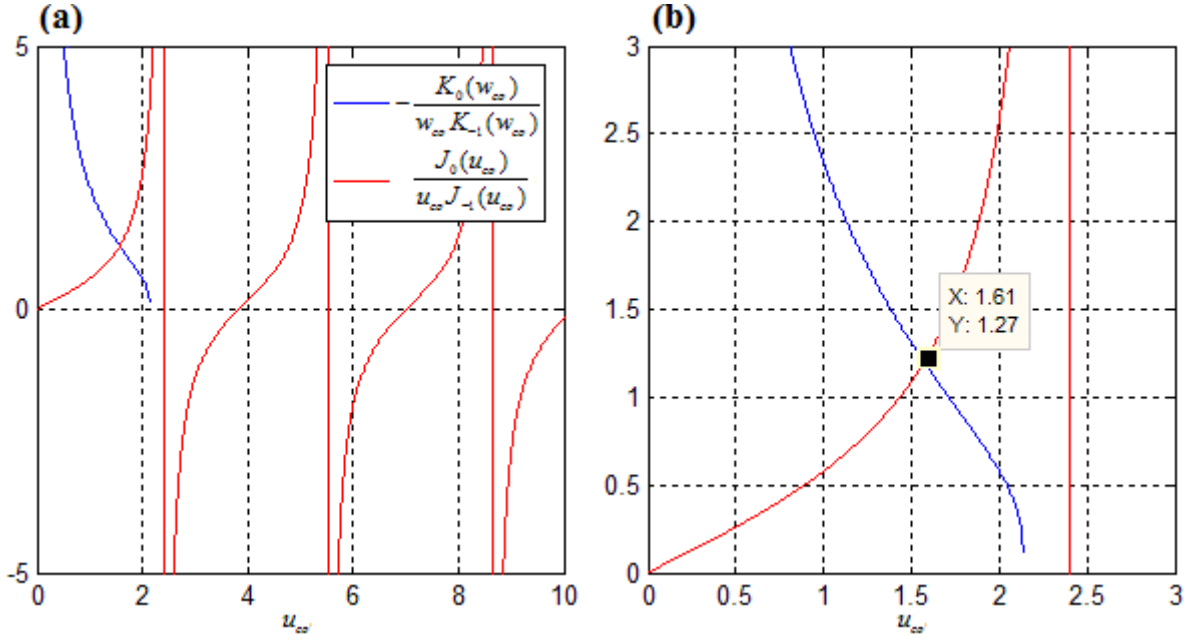


Figura 2.6. (a) Representação gráfica da intersecção das duas funções presentes na relação de dispersão, para o modo fundamental. (b) Detalhe da intersecção das duas funções. (calculado para a fibra SMF-28 e $\lambda=1.5\mu\text{m}$).

Nota-se que, para cada comprimento de onda, temos um valor discreto de u_{co} . Sabendo u_{co} , é possível calcular a constante de propagação do modo fundamental por meio da seguinte expressão [33]:

$$\beta_{co} = \sqrt{(k_0 n_{co})^2 - \left(\frac{u_{co}}{a_{co}}\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_{co}\right)^2 - \left(\frac{u_{co}}{a_{co}}\right)^2} \quad 2.16$$

E sabendo a constante de propagação do modo fundamental, é possível determinar o índice de refração efectivo do núcleo utilizando a equação 2.3 [27, 33], ficando:

$$n_{eff,co} = \frac{\beta_{co}}{k_0} \quad 2.17$$

2.4.1.2 Cálculo do índice efectivo da bainha

Uma primeira aproximação que permite o cálculo do índice efectivo da bainha passa por considerar uma fibra sem núcleo. Por isso, este cálculo é similar ao cálculo do índice efectivo do núcleo, pois são apenas consideradas duas camadas, que neste caso são a bainha e o exterior. O índice de refração de cada camada é dada por [40]:

$$\begin{aligned} n = n_{cl} \quad r \leq a_{cl} \\ n = n_{ext} \quad r > a_{cl} \end{aligned} \quad 2.18$$

Os modos que se propagam na bainha são designados por modos $LP_{l,m}$. Portanto, para o cálculo aproximado do índice efectivo da bainha da fibra recorre-se à expressão 2.8, só que desta vez, as variáveis utilizadas serão u_{cl} e w_{cl} [33, 41], ou seja,

$$u_{cl}^m \frac{J_l(u_{cl}^m)}{J_{l-1}(u_{cl}^m)} = w_{cl}^m \frac{K_l(w_{cl}^m)}{K_{l-1}(w_{cl}^m)} \quad 2.19$$

onde,

$$u_{cl}^m = a_{cl} \sqrt{k^2 n_{cl}^2 - (\beta_{cl}^m)^2} \quad 2.20$$

$$w_{cl}^m = a_{cl} \sqrt{(\beta_{cl}^m)^2 - k^2 n_{ext}^2} \quad 2.21$$

Utilizando as definições para u_{cl} e w_{cl} das expressões 2.20 e 2.21, a condição da equação 2.19 determinará a constante de propagação para o modo m da bainha, para um determinado comprimento de onda [33, 41]. O parâmetro l representa a dependência azimutal. Uma LPG induzida por UV apresenta uma modulação do índice de refração do núcleo uniforme, permitindo apenas que o modo fundamental seja excitado para modos da bainha simétrico ($LP_{0,m}$).

No entanto, uma rede induzida por arco-eléctrico apresenta uma modulação transversal do índice de refração do núcleo, permitindo que o modo fundamental seja acoplado para modos da bainha assimétrico ($LP_{1,m}$). Na figura 2.7 encontra-se a representação gráfica da condição da equação 2.19.

Naturalmente é possível calcular a constante de propagação dos modos da bainha em função de u_{cl} e da constante de propagação em espaço livre, k [33]:

$$\beta_{cl}^m = \sqrt{(k_0 n_{cl})^2 - \left(\frac{u_{cl}^m}{a_{cl}}\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_{cl}\right)^2 - \left(\frac{u_{cl}^m}{a_{cl}}\right)^2} \quad 2.22$$

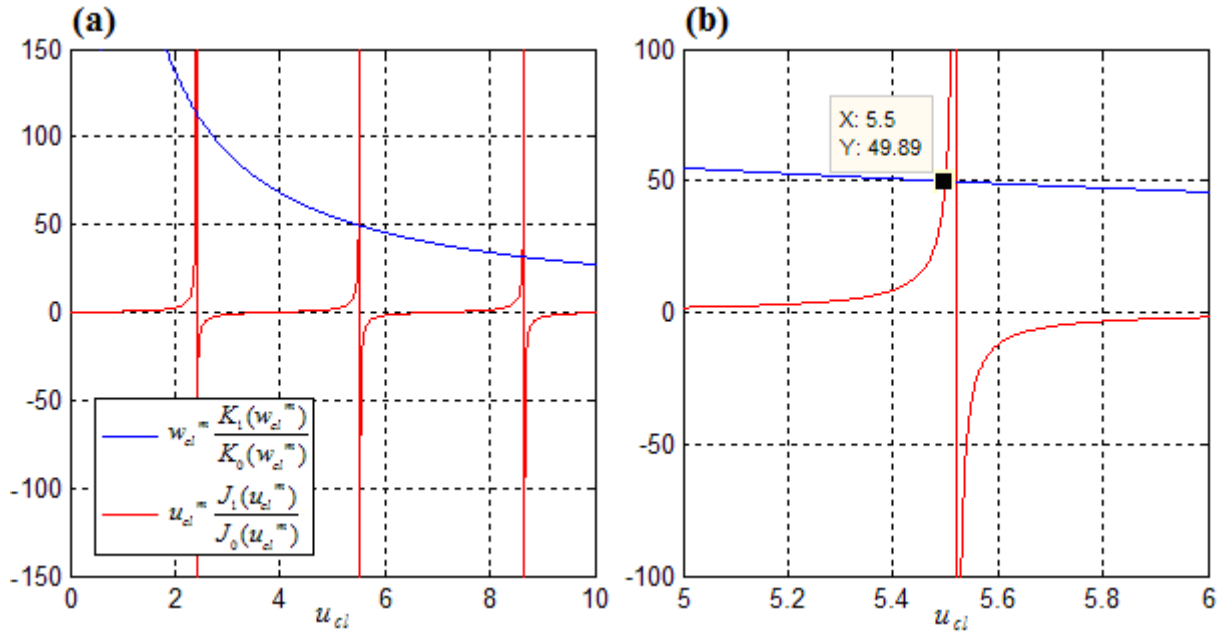


Figura 2.7. (a) Representação gráfica da condição da relação de dispersão para os modos da bainha $LP_{0,m}$, pelo modelo de 2 camadas. (b) Detalhe da intersecção das 2 funções para o modo $LP_{0,2}$. (Dados: fibra SMF-28; $\lambda=1.5\mu\text{m}$).

Uma vez calculada a constante de propagação da bainha é possível determinar o índice de refração efectivo da bainha através da equação 2.4 [27, 33], ficando:

$$n_{eff,cl}^m = \frac{\beta_{cl}^m}{k_0} \quad 2.23$$

2.4.2 Cálculo do índice efectivo da bainha utilizando o modelo três camadas

De acordo com Erdogan *et al.* [7, 8], este modelo utiliza o método anterior para calcular o índice efectivo do núcleo, porque a terceira camada (exterior) tem pouca influência para a propagação deste modo. Relativamente aos modos da bainha, Erdogan *et al.* [7, 8] deduziu uma expressão que permite obter o valor exacto dos modos da bainha. Na dedução da expressão para o cálculo dos modos da bainha são sempre consideradas as três camadas: núcleo, bainha e exterior. Para o cálculo do índice efectivo dos modos da bainha da fibra, supõe-se que o núcleo e a bainha são finitos e a terceira camada (exterior) infinita, tal como mostra a figura 2.8.

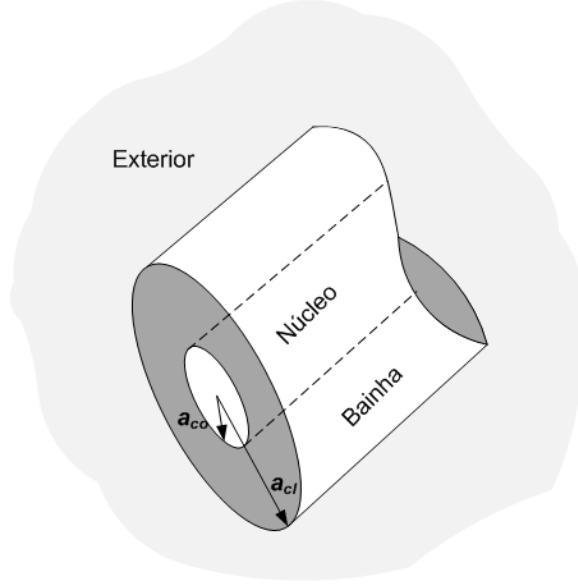


Figura 2.8. Representação geométrica de uma fibra monomodo [33].

O índice de refração de cada camada é dada por [7, 8]:

$$\begin{aligned} n &= n_{co} & r &\leq a_{co} \\ n &= n_{cl} & a_{co} > r \geq a_{cl} \\ n &= n_{ext} & r > a_{cl} \end{aligned} \quad 2.24$$

Como o núcleo não é ignorado, a condição para o cálculo dos modos da bainha é obtida considerando as interfaces entre núcleo-bainha e bainha-exterior. Segundo Erdogan *et al* [7, 8], a relação de dispersão dos modos da bainha para $n_{ext} \leq n_{eff} \leq n_{cl}$, é dada por [7, 8]:

$$\zeta_0 = \zeta_0' \quad 2.25$$

onde [7, 8],

$$\zeta_0 = \frac{1}{\sigma_2} \frac{u_2 \left(JK + \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{n_{cl}^2 a_{co} a_{cl}} \right) p_l(a_{cl}) - K q_l(a_{cl}) + J r_l(a_{cl}) - \frac{1}{u_2} s_l(a_{cl})}{-u_2 \left(\frac{u_{32}}{n_{cl}^2 a_{cl}} J - \frac{u_{21}}{n_{co}^2 a_{co}} K \right) p_l(a_{cl}) + \frac{u_{32}}{n_{co}^2 a_{cl}} q_l(a_{cl}) + \frac{u_{21}}{n_{co}^2 a_{co}} r_l(a_{cl})} \quad 2.26$$

$$\zeta_0' = \sigma_1 \frac{u_2 \left(\frac{u_{32}}{a_{cl}} J - \frac{n_{ext}^2 u_{21}}{n_{cl}^2 a_{co}} K \right) p_l(a_{cl}) - \frac{u_{32}}{a_{cl}} q_l(a_{cl}) - \frac{u_{21}}{a_{co}} r_l(a_{cl})}{u_2 \left(\frac{n_{ext}^2}{n_{cl}^2} JK + \frac{\sigma_1 \sigma_2 u_{21} u_{32}}{n_{co}^2 a_{co} a_{cl}} \right) p_l(a_{cl}) - \frac{n_{ext}^2}{n_{co}^2} K q_l(a_{cl}) + J r_l(a_{cl}) - \frac{n_{cl}^2}{n_{co}^2} \frac{s_l(a_{cl})}{u_2}} \quad 2.27$$

em que [7] [8]:

$$\sigma_1 = \frac{i \ln_{eff}}{Z_0} \quad 2.28$$

$$\sigma_2 = i \ln_{eff} Z_0 \quad 2.29$$

$$u_{21} = \frac{1}{u_2^2} - \frac{1}{u_1^2} \quad 2.30$$

$$u_{32} = \frac{1}{\omega_3^2} + \frac{1}{u_2^2} \quad 2.31$$

e [7] [8]:

$$u_1^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (n_{co}^2 - n_{eff}^2) \quad 2.32$$

$$u_2^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (n_{cl}^2 - n_{eff}^2) \quad 2.33$$

$$\omega_3^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (n_{eff}^2 - n_{ext}^2) \quad 2.34$$

$$J = \frac{\frac{d}{d(u_1 a_{co})} (J_l(u_1 a_{co}))}{u_1 J_l(u_1 a_{co})} \quad 2.35$$

$$K = \frac{\frac{d}{d(u_1 a_{co})} (K_l(\omega_3 a_{cl}))}{\omega_3 K_l(\omega_3 a_{cl})} \quad 2.36$$

$$p_l(r) = J_l(u_2 r) Y_l(u_2 a_1) - J_l(u_2 a_1) Y_l(u_2 r) \quad 2.37$$

$$q_l(r) = J_l(u_2 r) \frac{d}{d(u_1 a_{co})} (Y_l(u_2 a_{co})) - \frac{d}{d(u_1 a_{co})} (J_l(u_2 a_{co})) Y_l(u_2 r) \quad 2.38$$

$$r_l(r) = \frac{d}{d(u_1 a_{co})} (J_l(u_2 r)) Y_l(u_2 a_{co}) - J_l(u_2 a_{co}) \frac{d}{d(u_1 a_{co})} (Y_l(u_2 r)) \quad 2.39$$

$$p_l(r) = \left(\frac{d}{d(u_1 a_{co})} (J_l(u_2 r)) \frac{d}{d(u_1 a_{co})} (Y_l(u_2 a_{co})) \right) - \left(\frac{d}{d(u_1 a_{co})} (J_l(u_2 a_{co})) \frac{d}{d(u_1 a_{co})} (N_l(u_2 r)) \right) \quad 2.40$$

Nas equações 2.37 – 2.40 a notação que indica J e Y representam, respectivamente, à função de Bessel do primeiro e segundo tipo.

Na figura 2.9 está representada graficamente a condição descrita na equação 2.25. Esta condição terá m pontos de intersecção que correspondem aos m modos da bacia [33].

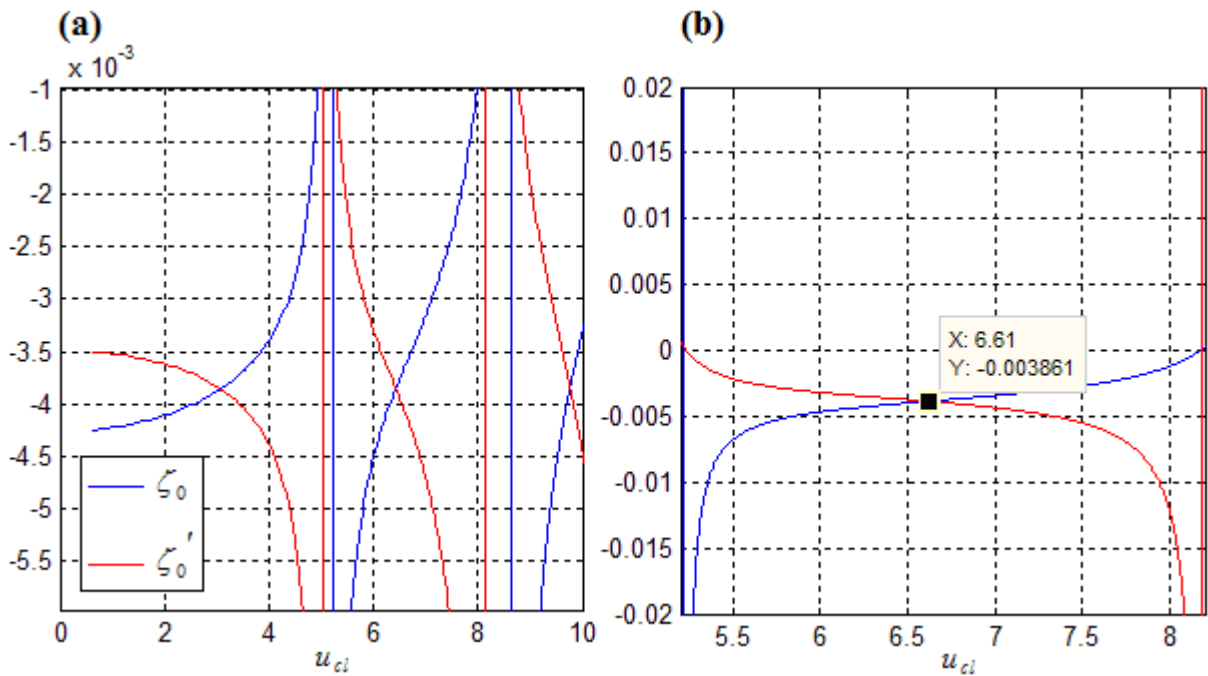


Figura 2.9. (a) Representação gráfica da condição da relação de dispersão para os modos da bacia LP_{0,m}, pelo modelo de 3 camadas (b) Detalhe da intersecção das 2 funções para o modo LP_{0,2}. (Dados: fibra SMF-28; $\lambda=1.5\mu\text{m}$).

Após determinar u_{cl} , é possível calcular os índices efectivos usando a equação 2.22 seguidamente da equação 2.23 [33, 27].

2.5 Coeficiente de acoplamento

Há duas formas de obter o coeficiente de acoplamento entre os modos. A primeira baseia-se no modelo de duas camadas, e a segunda consiste num modelo de três camadas.

O coeficiente de acoplamento do modo do núcleo para os modos da bainha de ordem azimutal l e ordem radial m , é descrito da seguinte forma [7, 33]:

$$k_{lm-0l}^{(cl-co)}(z) = \frac{\omega \epsilon_0 n_{co}^2 \vartheta(z)}{2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{a_{co}} r dr \left(E_r^{(cl)} E_r^{(co)*} + E_\phi^{(cl)} E_\phi^{(co)*} \right) \quad 2.41$$

onde, ϵ_0 é a permissividade eléctrica do espaço livre e ω frequência angular de excitação da onda. Na equação 2.41 observa-se que a constante de acoplamento corresponde ao integral de sobreposição dos campos eléctrico do núcleo e da bainha decompostos nas suas componentes radial e azimutal.

Relativamente ao parâmetro $\vartheta(z)$, descreve à alteração do índice do núcleo normalizado. Uma rede induzida por radiação UV permite uma modulação transversal uniforme do índice de refacção do núcleo, ao longo da fibra. Por isso, $\vartheta(z)$ é constante e está apenas relacionado com a mudança do índice de refacção do núcleo. A equação 2.42 descreve este fenómeno que consiste na razão da modulação do índice de refacção do núcleo com o índice de refacção do núcleo da fibra [33].

$$\vartheta(z) = \vartheta = \frac{\Delta n_{co}}{2n_{co}} \quad 2.42$$

Contudo, se uma fibra for escrita por arco-eléctrico, o índice de refacção do núcleo não se altera de forma constante, isto porque existe uma modulação azimutal não uniforme. Logo, $\vartheta(z)$ torna-se dependente de z [33].

2.5.1 Cálculo do coeficiente de acoplamento utilizando o modelo de duas camadas

Neste modelo o coeficiente de acoplamento pode ser simplificados usando as condições resultantes da aproximação dos campos fracamente guiados, citadas na secção 2.4.1 [33, 43]. Segundo Vengsarkar *et al.* [4], o coeficiente de acoplamento para o modelo de duas camadas pode ser expresso da seguinte forma:

$$k_{lm,01}^{(cl-co)}(z) = \vartheta(z) j\sqrt{2} \times \left[\frac{\gamma(\sqrt{\rho}) J_0(ka_{co}) J_l(\sigma a_{co}) \sqrt{\frac{n_{co}}{n_{cl}} - 1}}{\pi a_{co} \sqrt{|J_{-1}(ka_{co}) J_1(ka_{co})|} \left| \sigma J_{l-1}(\sigma a_{co}) H_l^{(1)}(\rho a_{co}) - \rho J_l(\sigma a_{co}) H_{l-1}^{(1)}(\rho a_{co}) \right|} \right] \quad 2.43$$

Na equação 2.43, $H_i^{(1)}$ e J_i correspondem respectivamente à função de Hankel de primeira espécie e à função de Bessel de ordem i . Quanto aos outros parâmetros, estes são calculados da seguinte forma [33]:

$$\sigma = \sqrt{n_{co}^2 k^2 - (\beta_{cl}^{(m)})^2} \quad 2.44$$

$$\rho = \sqrt{n_{cl}^2 k^2 - (\beta_{cl}^{(m)})^2} \quad 2.45$$

$$k = \sqrt{n_{co}^2 k^2 - \beta_{co}^2} \quad 2.46$$

$$\gamma = \sqrt{\beta_{co}^2 - n_{cl}^2 k^2} \quad 2.47$$

Nas equações 2.44 – 2.47 verifica-se que todos os parâmetros dependem de k , β_{co} , β_{cl} , n_{co} e n_{cl} , que são parâmetros já conhecidos ou calculados anteriormente.

2.5.2 Cálculo do coeficiente de acoplamento utilizando o modelo de três camadas

Segundo Erdogan *et al.* [7, 8], para o cálculo exacto da constante de acoplamento é necessário ter em conta as três camadas. Por esse motivo a expressão para o cálculo do coeficiente de acoplamento, é a seguinte:

$$k_{lm-01}^{(cl-co)}(z) = \vartheta(z) \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\pi b}{Z_0 n_{cl} \sqrt{1+2b\Delta}}} \left[\frac{n_{co}^2 u_1}{u_1^2 - \frac{V^2(1-b)}{a_{co}^2}} \right] \left(1 + \frac{\sigma_2 \zeta_0}{n_{co}^2} \right) \times E_{lm}^{(cl)} \left[\frac{u_1 J_1(u_1 a_{co}) J_0(V\sqrt{1-b})}{J_1(V\sqrt{1-b})} - \frac{V\sqrt{1-b} J_0(u_1 a_{co})}{a_{co}} \right] \quad 2.48$$

O valor da amplitude normalizada, $E_{lm}^{(cl)}$, pode ser calculado recorrendo ao cálculo da potência em cada uma das camadas [7, 8]. A forma de determinar este parâmetro encontra-se no Apêndice A.

2.6 Transmissão espectral das redes de período longo

Como foi referido na secção 2.3, verifica-se que existe uma dependência entre o comprimento de onda ressonante, o período e os índices efectivos do núcleo e da bainha. Devido ao acoplamento para os modos da bainha, o espectro de transmissão de uma LPG irá ter vários picos de atenuação, centrados em diferentes comprimentos de onda, sendo que cada um desses picos ocorre para o comprimento de onda ressonante correspondente ao acoplamento do modo fundamental para o modo m da bainha. A transmissão de cada um desses picos será dada por [27, 33]:

$$T_{co}(\lambda) = \cos^2\left(L\sqrt{k_m^2 + \delta^2}\right) + \delta^2 \left[\frac{\sin^2\left(L\sqrt{k_m^2 + \delta^2}\right)}{k_m^2 + \delta^2} \right] \quad 2.49$$

onde k_m é o coeficiente de acoplamento e δ é o *detuning parameter*, que representa o desvio em relação à condição de *phase-matching* dada por [4]:

$$\delta = \frac{1}{2}(\beta_{co} - \beta_{cl}^{(m)}) - \frac{\pi}{\Lambda} \quad 2.50$$

Na secção 2.4.1 constatou-se que uma LPG poderia excitar os modos da bainha simétricos ou assimétricos, consoante o método de fabrico. Na figura 2.10 (a) e (b) são apresentados, respectivamente, os espectros de transmissão de duas LPG's, escritas em fibra SMF-28, uma para modos da bainha simétricos e outra para modos da bainha assimétricos [27].

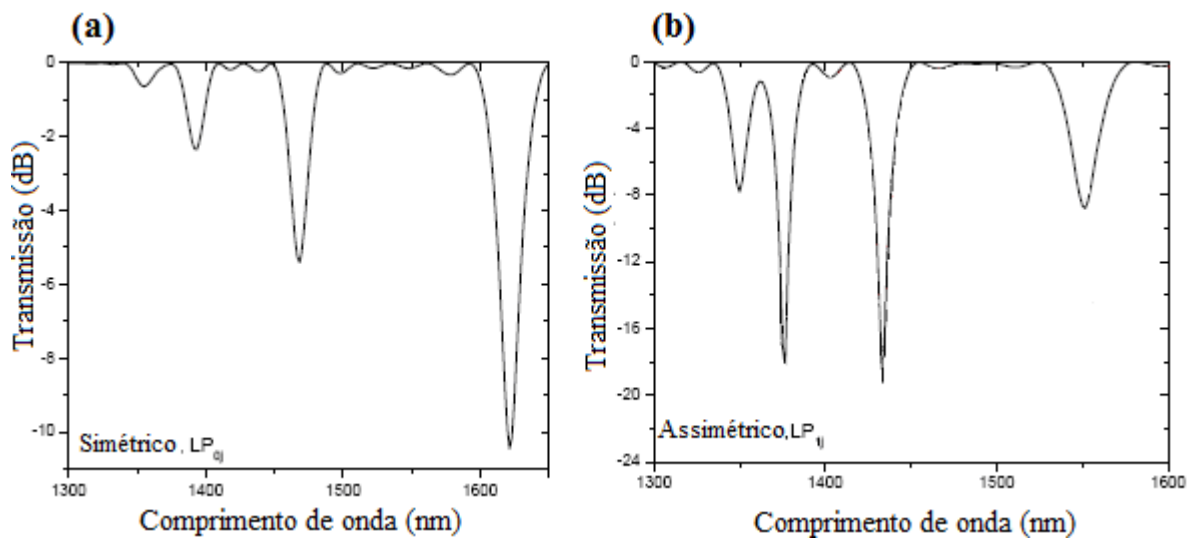


Figura 2.10. Espectro de transmissão de uma LPG numa fibra SMF-28 para modos da bainha assimétricos e simétricos, com período de 540 μ m e 22mm de comprimento [27].

2.7 Caracterização das redes de longo período

Os picos de atenuação do espectro das LPG's são afectados por perturbações externas nomeadamente, variações do índice de refacção externo e da temperatura exterior. Nesta secção é apresentado um estudo teórico da sensibilidade das LPG's a variações de parâmetros externos à rede, demonstrando o seu interesse para a área dos sensores [32].

2.7.1 Índice de refacção do meio exterior

O índice efectivo da bainha, $n_{eff,cl}$, depende do índice de refacção do meio exterior [32]. Portanto, uma alteração no índice de refacção do meio exterior produz uma mudança no valor de $n_{eff,cl}$ [27], e, conseqüentemente, uma alteração do comprimento de onda de ressonância.

A sensibilidade das LPG's a alterações de índice de refacção aumenta para valores próximos do índice de refacção da bainha [27]. É de referir, no entanto, que se o índice de refacção do meio exterior for superior ao índice de refacção da bainha, a luz deixa de estar confinada na bainha e é totalmente libertada para o meio exterior. Caso não se verifique isso então, à medida que o valor do índice de refacção do meio exterior se afasta do valor do índice de refacção da bainha, o comprimento de onda ressonante aumenta ligeiramente. Pelo contrário, à medida que o índice de refacção externo se aproxima do índice da bainha, o comprimento de onda ressonante diminui abruptamente [27].

A expressão analítica que descreve o deslocamento do comprimento de onda ressonante quando o índice de refacção do meio exterior é alterado, mas permanece inferior ao índice refractivo da bainha, é dada por [44]:

$$d\lambda^m \approx \frac{u_\infty^2 (\lambda_{res}^m)^3 A}{8\pi^3 n_{cl} r_{cl}^3} \left[\frac{1}{(n_{cl}^2 - n_{ext0}^2)^{1/2}} - \frac{1}{(n_{cl}^2 - n_{ext}^2)^{1/2}} \right] \quad 2.51$$

A equação 2.51 indica-nos a variação do comprimento de onda ressonante quando o índice de refacção externo varia de n_{ext0} para n_{ext} . O parâmetro u_∞ é o m -ésimo zero da função de Bessel de primeiro tipo [45]:

$$u_{\infty} = \begin{cases} 2,4056; & LP_{0,1} \\ 3,8124; & LP_{1,1} \\ 5,5340; & LP_{0,2} \\ 7,0155; & LP_{1,2} \\ 8,6625; & LP_{0,3} \\ 10,185; & LP_{1,3} \\ 11,790; & LP_{0,4} \\ 13,326; & LP_{1,4} \\ & \vdots \end{cases} \quad 2.52$$

2.7.2 Temperatura exterior

Tal como no caso anterior, os comprimentos de onda ressonantes sofrem desvios quando a rede é submetida a variações de temperatura. Este desvio é devido ao facto dos coeficientes termo-ópticos do núcleo e da bainha serem diferentes, provocando uma alteração nos seus índices de refração, resultando num deslocamento dos comprimentos de onda ressonante [46]. Portanto, o coeficiente termo-óptico estabelece a dependência entre o índice efectivo do material e a temperatura [47].

A expressão analítica que descreve o deslocamento do comprimento de onda ressonante quando a temperatura do meio externo é alterada [47].

$$d\lambda_m = \lambda_{res}^m \Lambda \Delta T \left(\alpha + \frac{\xi_{co} n_{eff,co}^m - \xi_{cl} n_{eff,cl}^m}{n_{eff,co}^m - n_{eff,cl}^m} \right) \quad 2.53$$

onde ΔT é a variação da temperatura, α é o coeficiente de expansão térmica da fibra [48], e ξ_{co} e ξ_{cl} são o coeficiente termo-óptico do núcleo e da bainha, respectivamente [47]. O comportamento desta expressão é linear, onde a medida que a temperatura exterior aumenta, provoca um deslocamento no comprimento de onda ressonante para valores inferiores e vice-versa [46].

2.8 Aplicações das redes de período longo

As LPG's são dispositivos intrínsecos à fibra que têm revolucionado as áreas de comunicações ópticas e de sensores ópticos. Nesta secção abordaremos de uma forma sucinta alguns dispositivos que podem incorporar LPG's nomeadamente, filtros ópticos, interferómetros de Michelson e interferómetros de Mach-Zehnder. Estes dispositivos têm

vindo a permitir avanços importantes em diversas áreas, desde as comunicações ópticas à área dos sensores.

2.8.1 Interferómetro

As LPG's oferecem algumas vantagens como elementos sensores, pois estes tipos de redes são extremamente sensíveis a alterações de parâmetros do meio no qual estão colocadas, uma vez que transferem radiação para a bainha. Embora o uso deste tipo de dispositivos seja vantajoso, a sua aplicação como elemento sensor é limitada, uma vez que a largura dos picos de atenuação não permite obter uma boa resolução [21, 49]. No entanto, em certas situações, em que é necessário uma grande sensibilidade, podem-se construir interferómetros em fibra, usando duas configurações clássicas: o interferómetro de Mach-Zehnder e o de Michelson. Estas configurações permitem melhorar a resolução do sistema, mantendo a sensibilidade.

Nesta secção será feito um estudo teórico destes dois tipos de interferómetros. O interferómetro de Mach-Zehnder em fibra monomodo é constituído por duas LPG's separadas por uma pequena secção de fibra [49]. O interferómetro de Michelson em fibra monomodo é constituído por uma LPG e um espelho [21].

2.8.1.1 Interferómetro de Mach-Zehnder

A configuração do interferómetro de Mach-Zehnder mais usual é aquela em que um dos braços actua como sensor e o outro como referência. Contudo, como mostra a figura 2.11, é possível realizar este tipo de interferómetro utilizando duas LPG's em série. Aqui, o núcleo funciona como braço de referência e a bainha como braço sensor [49].

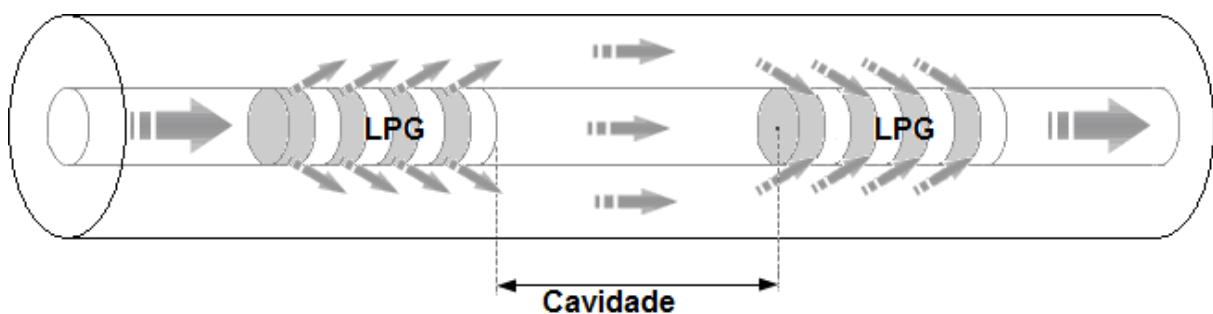


Figura 2.11. Esquema de um interferómetro de Mach-Zehnder utilizando duas LPG em série[49].

O esquema do interferómetro de Mach-Zehnder na figura 2.11 verifica-se que um interferómetro de Mach-Zehnder consiste em duas LPG's idênticas gravadas próximas uma da outra. Quando a luz atravessa a primeira LPG, parte da luz incidente é acoplada para os

modos da bainha. Assim a radiação propaga-se para a segunda LPG através de dois trajectos: núcleo e bainha. Depois, na segunda LPG, a radiação proveniente destes dois caminhos ópticos interfere, criando um padrão de franjas nos picos de atenuação. Na figura 2.12 está representado um padrão de franjas de um interferómetro de Mach-Zehnder [49].

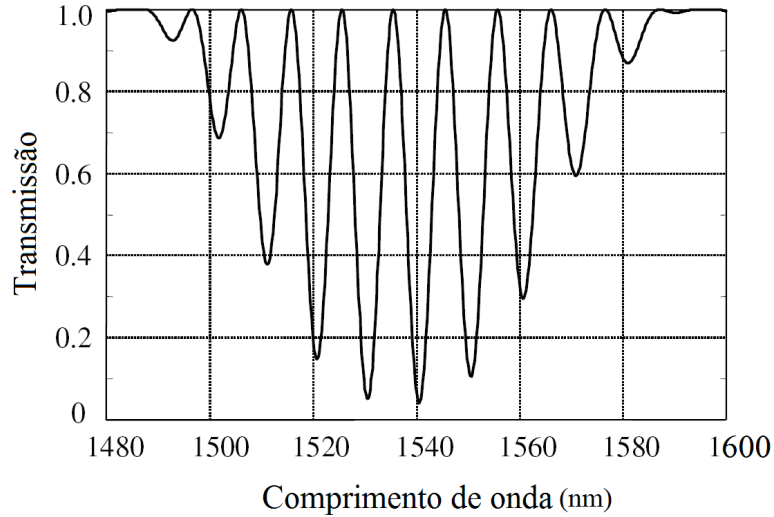


Figura 2.12. Gráfico do padrão de franjas num interferómetro de Mach-Zehnder com duas LPG's [49]

A expressão de transmissão, em função do comprimento de onda, de um interferómetro de Mach-Zehnder em fibra construído com duas LPG's pode ser transcrito através da seguinte expressão [21]:

$$T(\lambda) = (T_{co}^2(\lambda) + T_{cl}^2(\lambda)) \left(1 + \frac{2T_{co}(\lambda)T_{cl}(\lambda)}{T_{co}^2(\lambda) + T_{cl}^2(\lambda)} \cos\left(\frac{2\pi\Delta n L_{cav}}{\lambda} + 2\theta\right) \right) \quad 2.54$$

Se se assumir que as perdas são insignificantes, podemos simplificar a equação anterior da seguinte forma [21]:

$$T(\lambda) = 1 - 4T_{co}(\lambda)T_{cl}(\lambda) \sin^2\left(\frac{\pi\Delta n L_{cav}}{\lambda}\right) \quad 2.55$$

onde, $T_{co}(\lambda)$ é a transmissão do núcleo a saída de uma LPG, dada pela equação 2.41, $T_{cl}(\lambda)$ é a transmissão da bainha a saída de uma LPG, dada por $1 - T_{co}(\lambda)$, e Δn é a diferença de índices efectivos entre o núcleo e a bainha na cavidade. Visto que o percurso que a luz percorre dentro da cavidade é igual à distância entre as duas LPG's ($L_{cav} = L_{fisico}$), então pode-se escrever a expressão 2.55 da seguinte forma [49]:

$$T(\lambda) = 1 - 4T_{co}(\lambda)(1 - T_{co}(\lambda)) \sin^2\left(\frac{\pi\Delta n L_{fisico}}{\lambda}\right) \quad 2.56$$

2.8.1.2 Interferómetro de Michelson

Na figura 2.13 está representado um interferómetro de Michelson compacto, proposto por Swart *et al.* [21], e é implementado através do revestimento da extremidade da fibra, que contém uma LPG, com um dieléctrico ou filme fino de metal, formando desta forma um espelho [21].

Na LPG parte da luz que se propaga no modo fundamental é acoplada para os modos da bainha. Posteriormente, a luz é reflectida no espelho, sendo a luz que se propaga na bainha novamente acoplada para o modo fundamental, quando esta passa novamente pela LPG. É por isso gerada interferência com a luz que ainda se propaga no núcleo (luz essa que não sofreu acoplamento), formando-se um padrão constituído por franjas, dentro das regiões de perdas do espectro de uma LPG isolada [21].

A dupla passagem da radiação através da rede permite a geração de franjas de interferência características das LPG's em série. Esta estrutura simples tem as mesmas propriedades espectrais que um par de LPG's em configuração Mach-Zehnder, contudo oferece vantagens, tais como, operação em reflexão e menor complexidade [21].

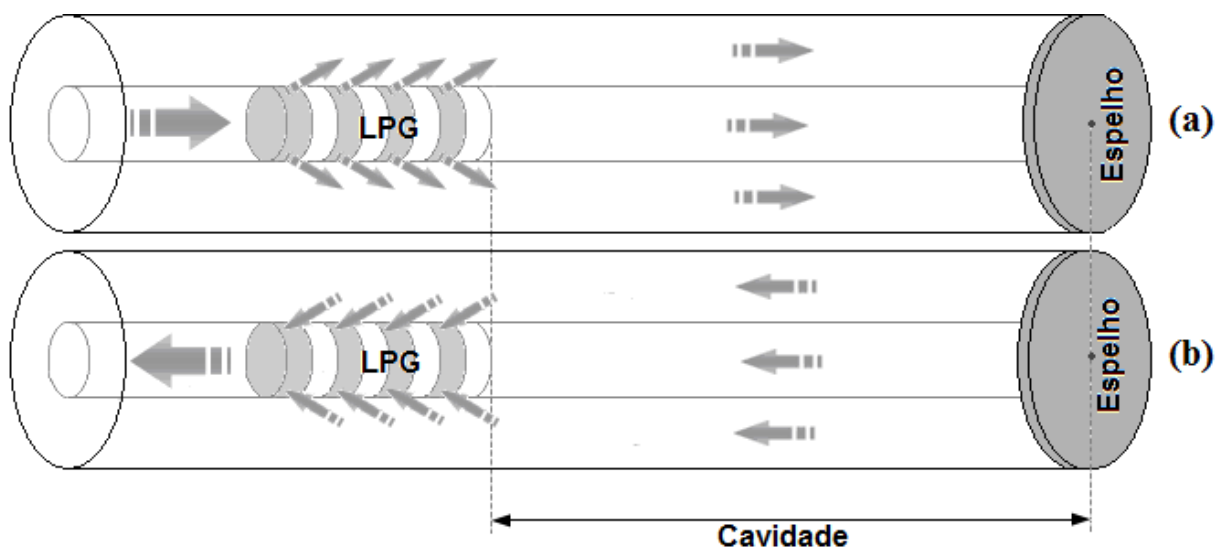


Figura 2.13. Esquema de um interferómetro de Michelson utilizando uma LPG [21].
 (a) Propagação da luz ao incidir na LPG. (b) Propagação da luz depois da sua reflexão.

A expressão da reflexão em função do comprimento de onda de um interferómetro de Michelson em fibra pode ser descrito pela equação 2.55. Note-se que a luz percorre dentro da cavidade uma distância que é o dobro da distância entre o LPG e o espelho ($L_{cav}=2L_{fisico}$), pelo que a expressão da reflexão pode ser escrita da seguinte forma [21]:

$$R(\lambda) = 1 - 4T_{co}(\lambda)(1 - T_{co}(\lambda)) \sin^2 \left(\frac{\pi \Delta n 2L_{físico}}{\lambda} \right) \quad 2.57$$

2.8.2 Filtro óptico

Uma aplicação muito útil das LPG's em comunicações ópticas é o filtro óptico. Um filtro óptico tem como objectivo filtrar a luz, deixando apenas passar a luz com determinados comprimentos de onda [50]. Na figura 2.14 é apresentada uma forma de implementar esse dispositivo colocando um material bloqueador de luz no núcleo entre duas LPG em serie [51].

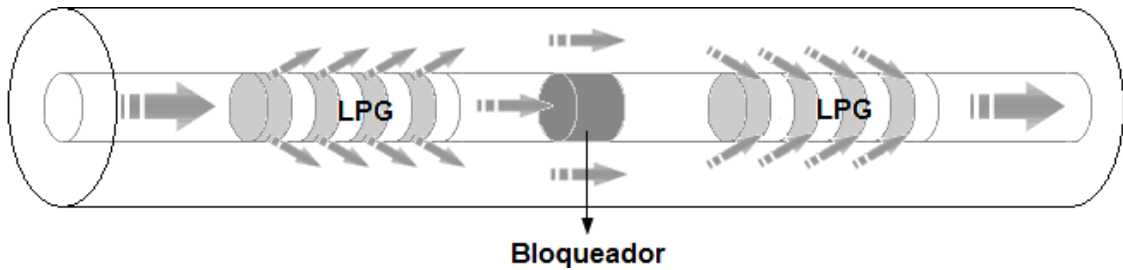


Figura 2.14. Esquema de um filtro óptico utilizando duas LPG [51].

Quando a luz atravessa a primeira LPG, a porção da luz incidente, que se propaga no núcleo e que satisfaz a condição de *phase-matching*, é acoplada para os modos da bainha passando a haver radiação na bainha e no núcleo. Após a LPG, a luz que continua a propagar-se no núcleo é bloqueada e não se propaga até à segunda LPG. Na segunda LPG, os modos da bainha são novamente acoplados para o núcleo. Deste modo, este dispositivo transmite apenas os comprimentos de onda que satisfaçam a condição de *phase-matching*, sendo a expressão da transmissão do filtro óptico [51]:

$$T_{cl}(\lambda) = 1 - T_{co}(\lambda) = \frac{k^2 \sin^2 \left(\sqrt{k^2 + \delta^2} L \right)}{k^2 + \delta^2} \quad 2.58$$

Na figura 2.15 mostra o espectro de transmissão de um filtro óptico. É também apresentada um detalhe desse espectro de transmissão entre 1522 nm e 1530 nm [22].

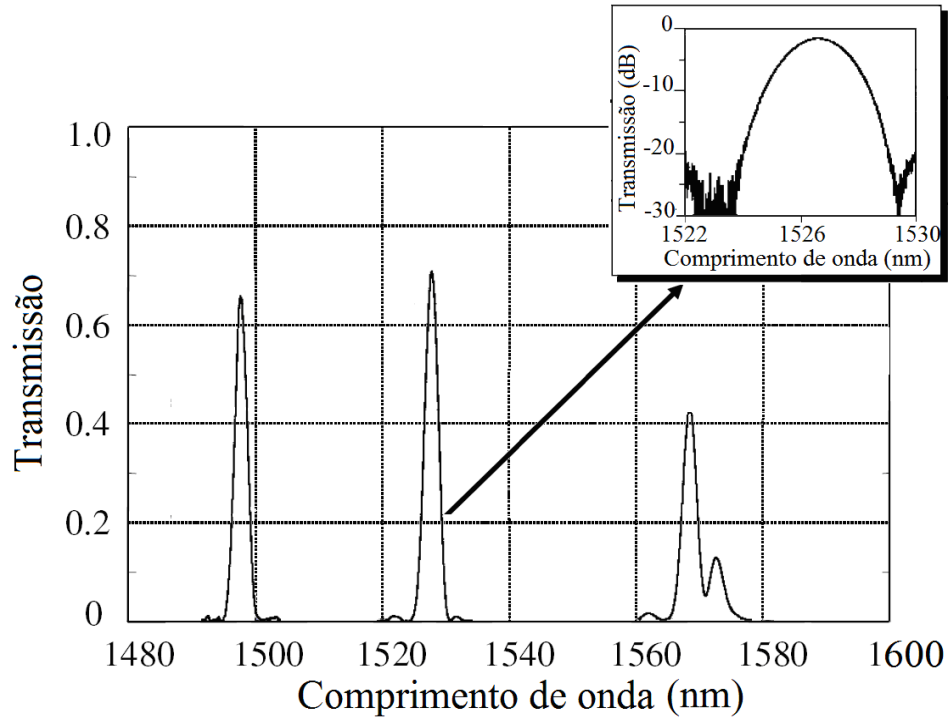


Figura 2.15. Espectro de transmissão de um filtro óptico, onde as LPG foram fabricadas por exposição de radiação UV (Dados: fibra dopada com germânio PFBG-1355-T; $A=280\mu\text{m}$; $L=2.8\text{cm}$; $n_{ext}=1$) [22].

3 Algoritmo Desenvolvido

A linguagem MatLab consiste numa linguagem *script*¹ que se assemelha com a descrição das expressões algébricas, tornando mais simples o seu uso. Além disso, é uma plataforma de programação interactiva de alta performance e está direccionado para a manipulação, processamento e análise de matrizes e vectores. Por estes motivos optamos por desenvolver o algoritmo nesta linguagem.

O desenvolvimento e a execução do código foram realizados num computador com um processador Intel® Core™ 2 Duo T9400 @ 2.53GHz, 4.00GB de RAM e Sistema Operativo Windows Vista™ Home Premium. Para um correcto funcionamento, o programa terá de ser executado num computador com requisitos iguais ou superior aos citados anteriormente.

3.1 Descrição Genérica do funcionamento dos módulos

Nesta secção descreve-se o funcionamento dos módulos, apresentando fluxogramas para uma melhor compreensão. Também são apresentadas as decisões tomadas durante a criação do código para um melhor desempenho.

3.1.1 Descrição dos módulos para o cálculo espectral de uma LPG

O fluxograma apresentado na figura 3.1 descreve de uma forma clara o procedimento que o algoritmo realiza para o cálculo do espectro de uma rede de período longo. No fluxograma verifica-se que, antes do cálculo propriamente dito, os dados introduzidos são sujeitos a um método de validação que verifica se estão correctamente preenchidos. Essa validação é realizada inicialmente, para não ocorrer nenhum erro ao longo da execução do código.

¹ Lista de comandos em determinada linguagem de alto nível, que realiza determinada tarefa de forma automatizada.

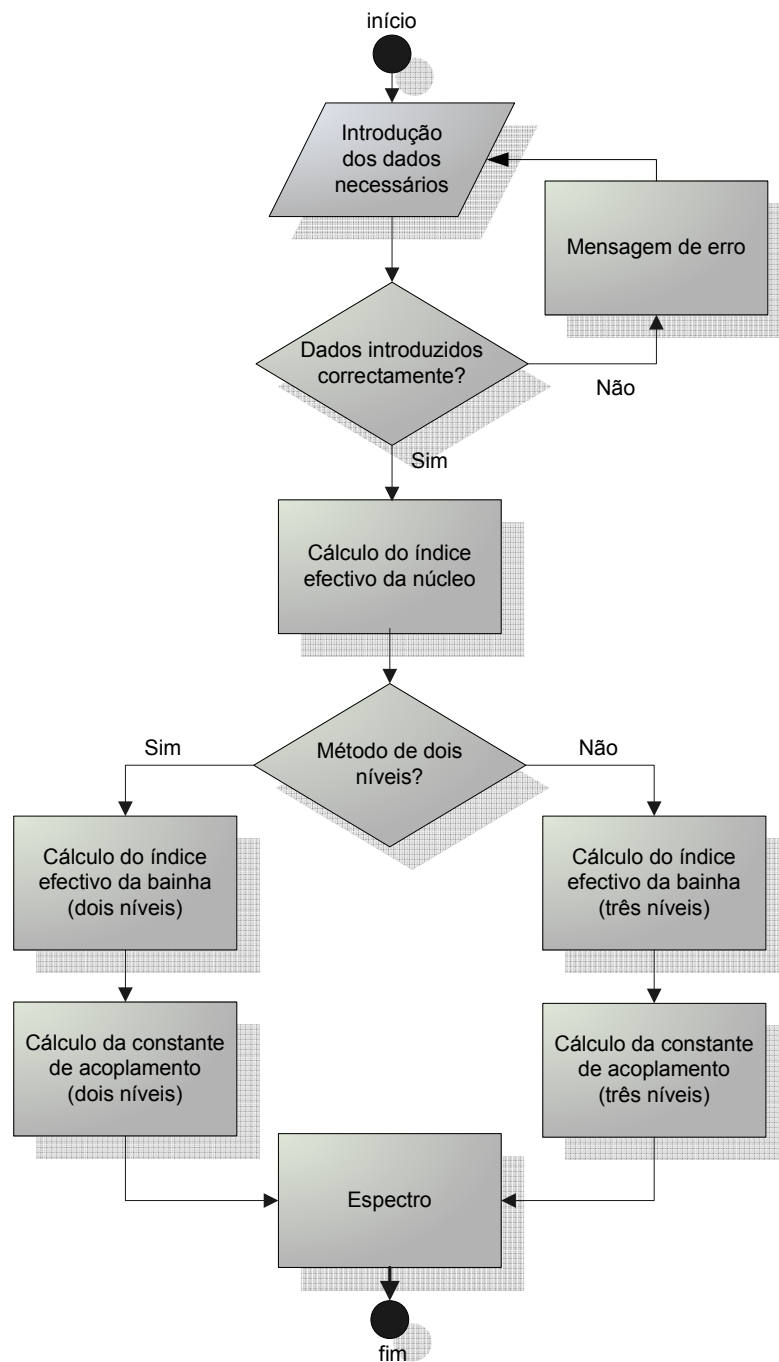


Figura 3.1. Fluxograma descritivo do procedimento que o algoritmo segue para o cálculo da transmissão espectral de uma LPG.

Após esta validação, é calculado o índice efectivo do modo do núcleo para cada comprimento de onda. Na figura 3.2 é descrita a rotina desenvolvida para o cálculo do índice efectivo do modo fundamental para um comprimento de onda. Nesta rotina cada membro da equação 2.11 é convertido num vector. A comparação é realizada entre os elementos dos vectores de igual u_{co} e se forem iguais são guardados numa variável. Este processo é repetido

para 10 comprimentos de onda equidistantes compreendidos entre $1.1\mu\text{m}$ e $1.7\mu\text{m}$, obtendo, deste modo, 10 modos fundamentais.

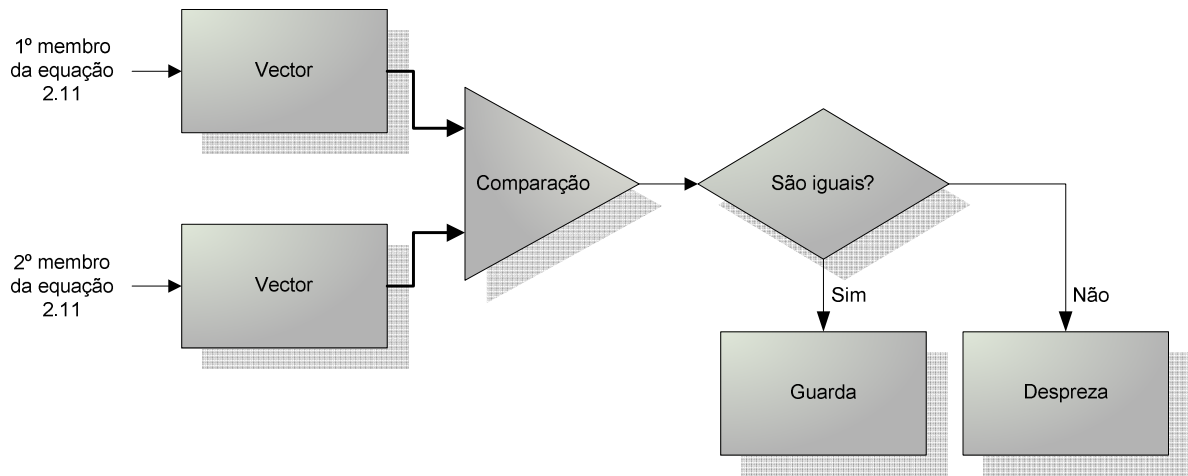


Figura 3.2. Fluxograma referente à rotina utilizada para o cálculo do índice efectivo do núcleo.

Após o cálculo do modo fundamental para estes 10 comprimentos de onda implementaram-se as equações 2.16 e 2.17 de modo a obterem-se, respectivamente, um vector com valores das constantes de propagação, B_{10} , e um vector com os valores dos índices efectivos do núcleo, N_{10} .

Este conjunto de valores do índice efectivo do núcleo não é suficiente para uma representação teórica com suficiente detalhe. Daí que se tenha desenvolvido um código que, a partir do vector N_{10} , gera um vector com 100001 valores de índices efectivos do núcleo, N_{100001} . Estes valores, calculados por interpolação linear, preenchem toda a gama de comprimentos de onda normalmente estudada, entre $1.1\mu\text{m}$ e $1.7\mu\text{m}$, com intervalo de 0.006 nm . Optou-se por este cálculo simplificado, de modo a poder economizar recursos, assegurando uma maior rapidez nos cálculos dos índices efectivos do núcleo, sem no entanto afectar a amostragem.

Prosseguindo na análise do fluxograma da figura 3.1, verifica-se que o passo seguinte é o cálculo do índice efectivo da bainha. A rotina desenvolvida é semelhante a da figura 3.2. A diferença está nas equações usadas: equação 2.19 ou 2.25 para os métodos de duas ou três camadas, respectivamente. O resultado final será uma matriz 9×10 , que corresponde aos 9 primeiros modos para 10 comprimentos de onda equidistantes compreendidos entre $1.1\mu\text{m}$ e $1.7\mu\text{m}$. Após o cálculo dos modos, implementaram-se as equações 2.16 e 2.17 para obter, respectivamente, uma matriz 9×10 com os valores das constantes de propagação dos modos da bainha, $B_{9 \times 10}$, e uma outra matriz com os valores dos índices efectivos da bainha, $N_{9 \times 10}$.

Depois, para cada modo, usou-se o método de interpolação linear, de modo a que fosse possível gerar a partir da matriz $N_{9 \times 10}$ uma matriz 9×100001 , $N_{9 \times 100001}$.

Com os índices efectivos do núcleo e da bainha estarem calculados, é determinado o coeficiente de acoplamento usando o método de duas ou três camadas, equação 2.48 ou 2.43, respectivamente. Finalmente, o espectro de transmissão associado ao acoplamento do modo fundamental para cada um dos modos da bainha é calculado utilizando a equação 2.49, resultando uma matriz T de dimensões 9×100001 . Para a representação gráfica do espectro da transmissão da rede é necessário combinar todos estes espectros, sendo efectuado o seu somatório. O fluxograma da figura 3.3 mostra como o algoritmo executa essa operação.

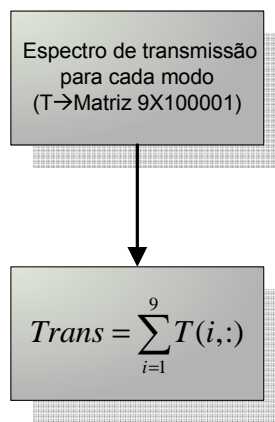


Figura 3.3. Fluxograma referente ao cálculo do vector do espectro de transmissão de uma LPG.

Basicamente o algoritmo desenvolvido irá somar a primeira linha da matriz T com a linha posterior e assim sucessivamente, gerando dessa forma o vector $Trans$. Finalmente, após o vector do espectro de transmissão ter sido calculado, o seu resultado é expresso graficamente.

Se o utilizador desejar visualizar a representação gráfica da condição de *phase-matching*, essa representação poderá ser obtida seleccionando a opção adequada. Para a concretização deste gráfico, o algoritmo utiliza a equação 2.6.

3.1.2 Descrição dos módulos para o cálculo espectral das aplicações que envolvem LPG

O cálculo do espectro de transmissão/reflexão das aplicações que envolvem a LPG, só é possível com o cálculo prévio do espectro de transmissão da LPG. O fluxograma da figura 3.4 descreve o procedimento para este cálculo.

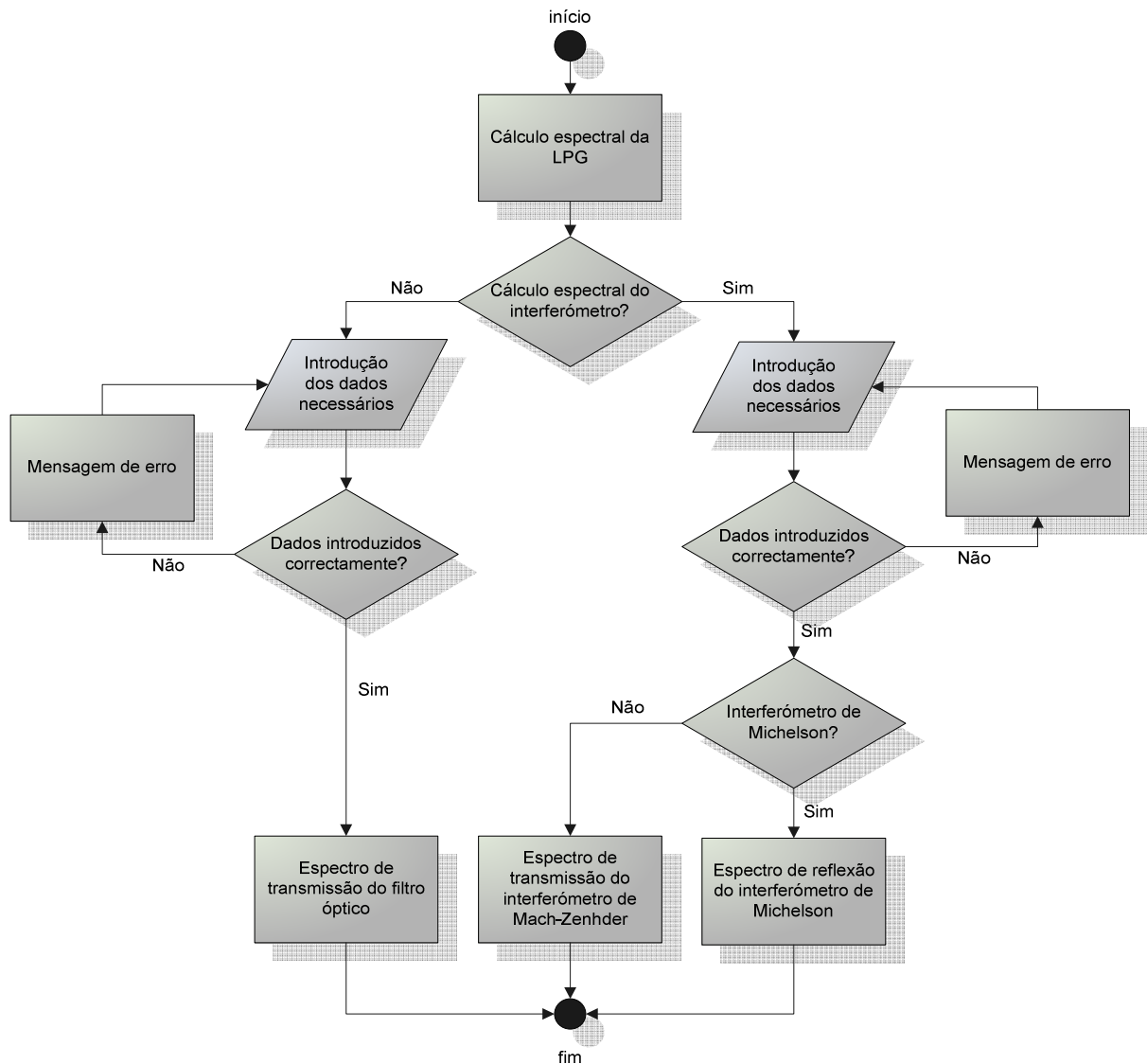


Figura 3.4. Fluxograma referente ao cálculo dos espectros das aplicações que envolvem LPG.

No fluxograma da figura 3.4 verifica-se novamente que os dados são sujeitos a uma validação, em que se verifica se estão correctamente preenchidos. Depois desta validação e do conhecimento da aplicação pretendida, o algoritmo calcula o espectro dessa aplicação.

3.1.3 Descrição dos módulos para a caracterização da LPG perante modificações de parâmetros externos

A figura 3.5 mostra o procedimento de execução do algoritmo para calcular o desvio do comprimento de onda ressonante devido a alterações de parâmetros externos à rede.

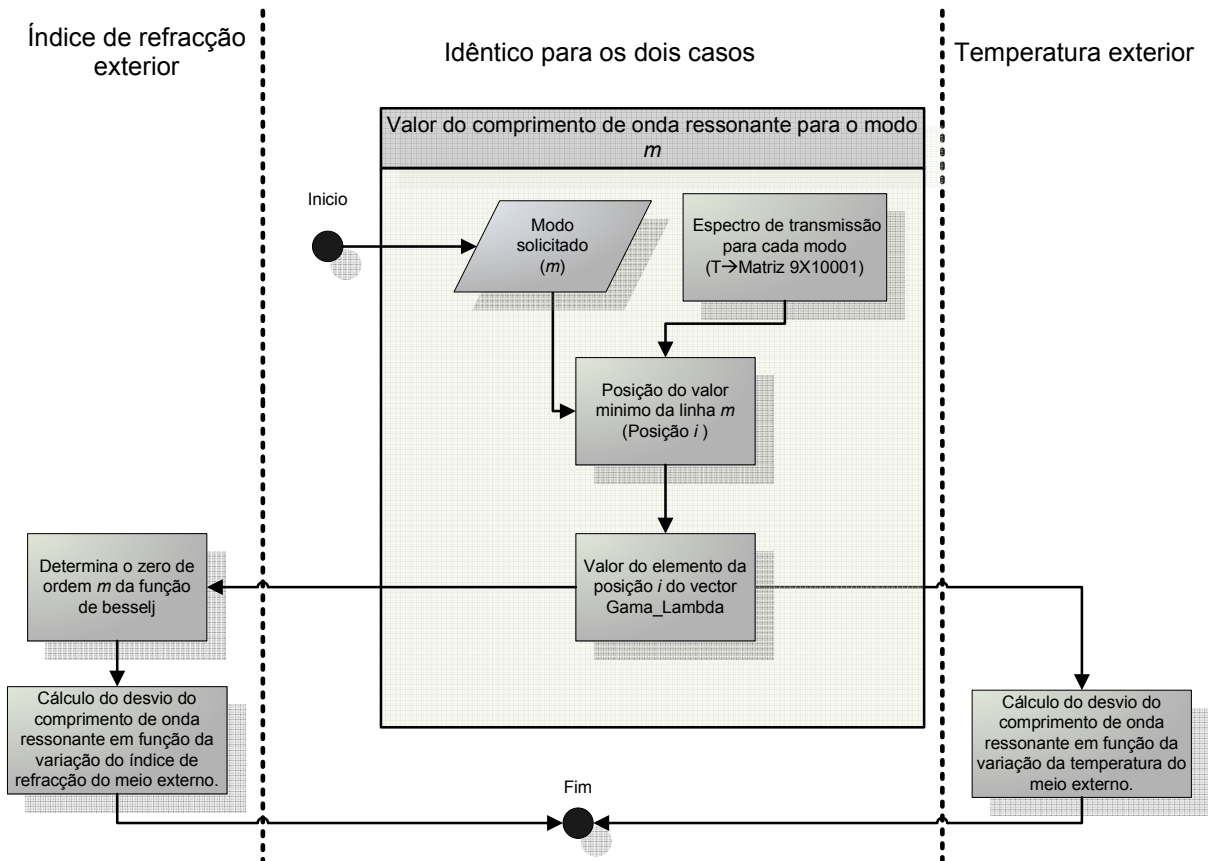


Figura 3.5. Fluxograma referente ao cálculo do desvio do comprimento de onda ressonante devido a variações de parâmetros externos.

No fluxograma da figura 3.5 verifica-se que o cálculo do comprimento de onda ressonante é necessário para ambos os casos. O algoritmo irá solicitar o modo, m , em questão. De seguida, o algoritmo irá procurar na linha m da matriz T a posição do valor mínimo. Este valor será a posição do elemento, no vector $Gama_Lambda$ que contém a gama de valores dos comprimentos de onda. Uma vez conhecido este valor, o algoritmo calcula o deslocamento do comprimento de onda ressonante perante variações de temperatura ou de índice de refração do meio externo.

3.2 Interface entre o utilizador e o processo

Uma interface gráfica é um ponto de interacção entre um utilizador e o processo. A estratégia de implementação consistiu numa interface simples e rápida, através da qual o utilizador pode aceder aos módulos funcionais. Assim, o utilizador apenas terá que ter em consideração o problema a ser resolvido e não quais os comandos da aplicação que deverá empregar.

Ao construir a interface gráfica convém ter uma ideia muito bem definida do que se pretende. Na figura 3.6 está ilustrado o esquema implementado.

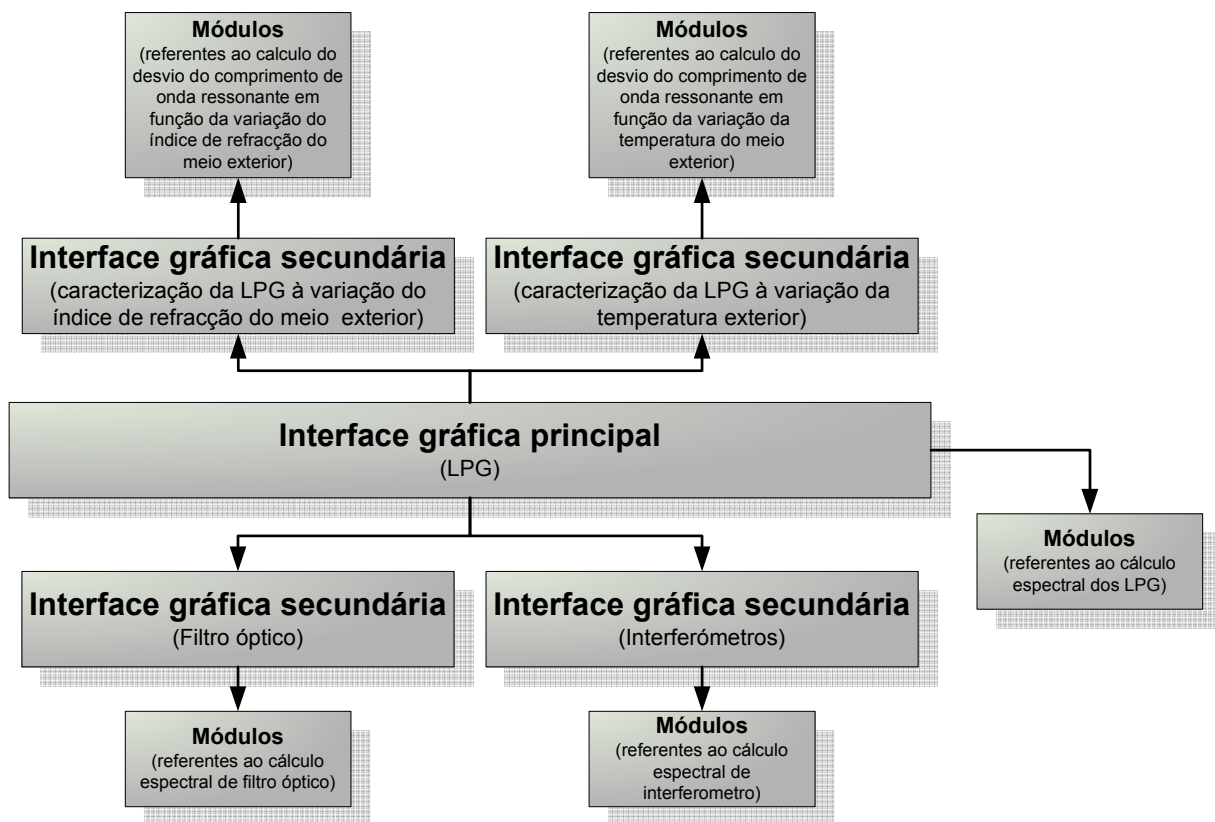


Figura 3.6. Diagrama de interação entre a interface gráfica e os módulos.

A interface principal desenvolvida neste trabalho está encarregue de aceder apenas aos módulos correspondente ao cálculo espectral de LPG e às interfaces secundárias. Estas interfaces têm como finalidade o cálculo espectral de aplicações que envolvem LPG e o cálculo do desvio do comprimento de onda ressonante perante variações de parâmetros externos. Por sua vez, cada uma destas interfaces irá interagir apenas com os módulos correspondentes à função à qual foram destinadas.

No apêndice B são apresentadas as interfaces principal e secundárias. Para o desenvolvimento destas interfaces gráficas usou-se o construtor interativo de interfaces *GUI*. Este construtor, que faz parte das ferramentas disponíveis no MatLab, permite a inclusão de diversos elementos gráficos (*frames, push buttons, axes, popup menus, edit texts, etc*).

Em termos genéricos, ao construir a interface gráfica são gerados dois ficheiros de nomes iguais mas extensões diferentes: um ficheiro de extensão **.fig* e um ficheiro de extensão **.m*. O ficheiro **.fig* contém a definição da *layout* dos objectos contidos na interface.

O ficheiro *.m contém as funções que executam e controlam os diferentes objectos. Este ficheiro, também, contém os comandos para a inicialização do ambiente gráfico e é, após a sua inicialização, que se dá a interacção entre o usuário e o processo (figura 3.7).

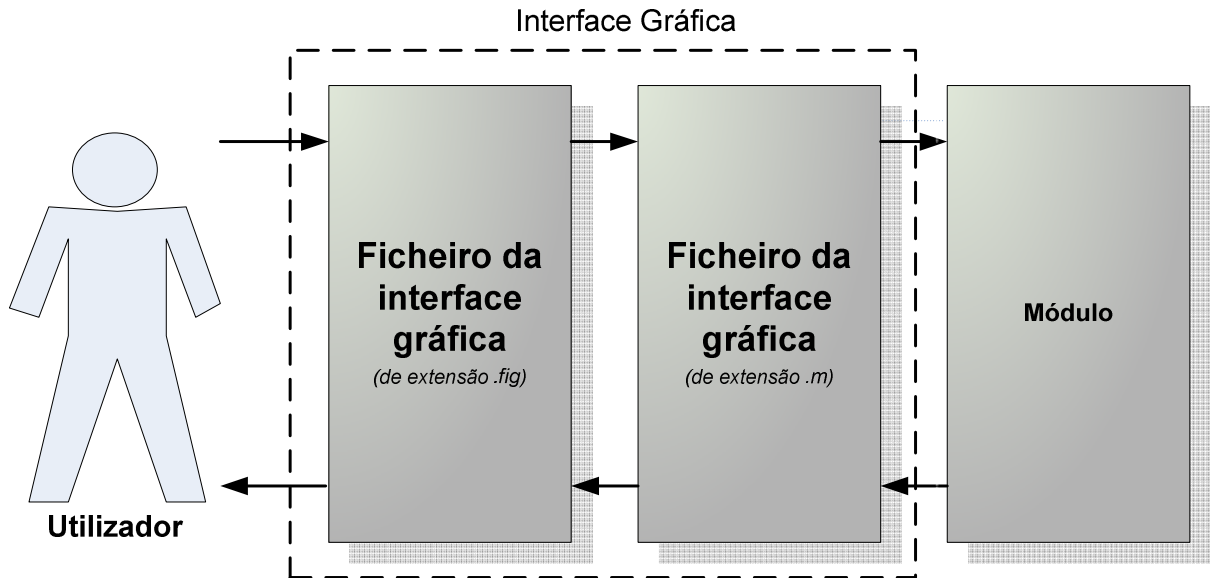


Figura 3.7. Diagrama de interação entre interface gráfica e os módulos típica do MatLab.

Pela figura 3.7, verifica-se que ao executar o software, a gráfica irá interagir directamente com o utilizador. Logo de seguida, este irá interagir com o ficheiro que contém as funções que controla os objectos. Finalmente, este último ficheiro irá interagir com o(s) módulo(s) adequado(s) de modo a obter o cálculo solicitado. Após o cálculo, o processo repete-se mas no sentido oposto de modo a fornecer o resultado ao utilizador.

A plataforma de programação MatLab inclui um compilador chamado MCC, que converte os M-Files² em código fonte C/C++, o qual funcionará em MS-DOS. Uma vez realizada a conversão, é criado o executável LPG.exe. Será a partir deste executável que o utilizador poderá inicializar o programa.

² Ficheiro com código fonte na linguagem MATLAB, extensão “*.m”.

4 Procedimento e Análise de Resultados

A fase mais importante no desenvolvimento de uma qualquer aplicação informática é a sua validação. Neste capítulo são apresentados os procedimentos, montagens e as condições dos equipamentos utilizados. Também, serão comparados os resultados obtidos na simulação com os obtidos experimentalmente, permitindo assim a validação da ferramenta desenvolvida.

4.1 Métodos de fabrico de redes de período longo

De seguida apresenta-se a descrição de dois métodos de escrita de LPG's. A primeira consiste na exposição de uma fibra hidrogenada a luz UV. A segunda, denominada por arco-eléctrico, consiste na exposição sucessiva de uma fibra a descargas eléctricas. Destaca-se o facto que não foi possível a realização de uma LPG induzida por radiação de UV, porque na UOSE do INESC Porto não havia equipamento disponível para esse fim. Contudo, foi descrita a metodologia para escrever LPG por radiação UV pelo método ponto-a-ponto. De referir que o espectro da LPG induzida por radiação UV foi cedido por uma colega do INESC Porto, uma vez que não foi possível a fabricação dessa rede.

4.1.1 Escrita de uma LPG por exposição a radiação UV

Uma das técnicas de escrita por exposição da fibra à radiação UV é o método de escrita ponto-a-ponto ilustrada na figura 4.1 [36].

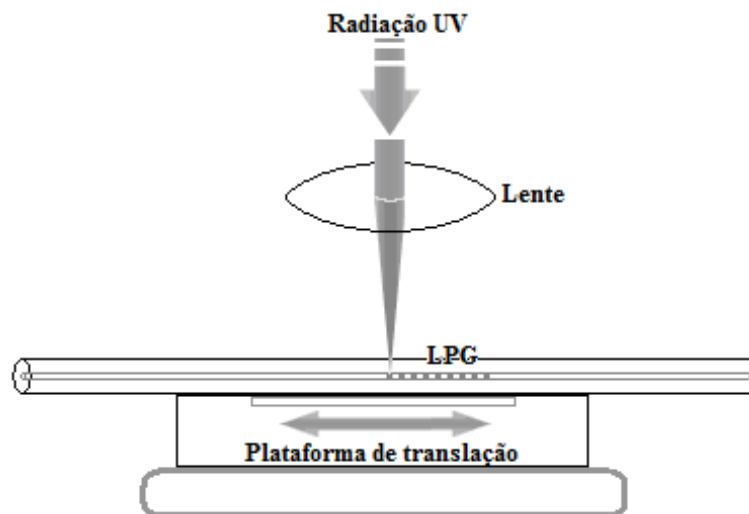


Figura 4.1. Esquema da escrita de uma LPG por radiação UV através da técnica ponto-a-ponto [36].

Para garantir que o processo é eficiente, a radiação UV é focada, por intermédio de uma lente, no núcleo da fibra, que geralmente foi previamente oxigenada. A focagem do feixe também permite reduzir o diâmetro do feixe, o que possibilita um melhor controlo a dimensão das variações de índice criadas no núcleo da fibra [16, 52].

O processo de escrita é, tal como o nome indica, repetido ponto-a-ponto, sendo o período da rede estabelecido pelo deslocamento controlado da plataforma de translação em que a fibra está fixa [36, 52].

De referir que este processo necessita que a fibra seja previamente hidrogenada, para aumentar a sua fotossensibilidade, e requer um tratamento térmico, pós fabrico, para estabilizar a rede. A hidrogenação consiste em difundir moléculas de hidrogénio no núcleo de uma fibra, numa atmosfera de hidrogénio a elevada pressão e temperatura ambiente. O aumento da fotossensibilidade possibilita a redução do tempo de exposição, permitindo ainda a obtenção de amplitudes de modulação do índice de refração mais elevadas [36].

Como já se referiu na secção 2.4, uma LPG induzida por UV apresenta uma modulação no núcleo uniforme. Daí que, para este tipo de rede, os modos de propagação na bainha sejam simétricos (LP_{0m}). A partir dos índices efectivos desses modos da bainha e dos índices efectivos do núcleo é possível determinar os comprimentos de onda ressonantes para um período de rede específico (condição de *phase matching*). Assim, utilizando a nossa aplicação, e de acordo com a equação 3.1, traçaram-se os gráficos da figura 4.2. O gráfico da figura 4.2 (a) foi elaborado seguindo a teoria de três camadas explicada na secção 2.4.2, e o da figura 4.2 (b) foi elaborado seguindo a teoria de duas camadas explicada na secção 2.4.1.

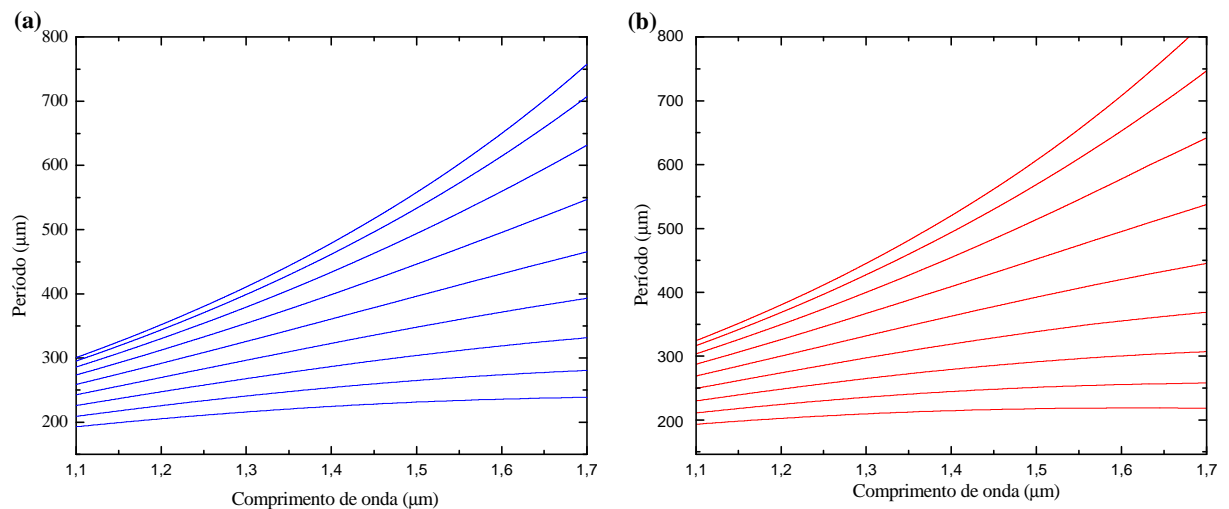


Figura 4.2. Representação gráfica da condição de *phase matching* para modos simétricos.
(a) Modelo de três camadas; (b) Modelo de duas camadas

Na figura 4.2 está representada a condição de *phase-matching* para os primeiros 9 modos da bainha. Os modos de ordem mais baixa correspondem aos períodos da rede mais elevados. Estes gráficos são úteis para a fabricação de LPG's, uma vez que fornecem a indicação do período da rede necessário para se obter um determinado comprimento de onda ressonante. Comparando os dois modelos, verifica-se que o modelo de duas camadas apresenta valores de comprimentos de onda ressonantes mais baixos do que o modelo de três camadas. Isto acontece porque, no modelo de duas camadas, ao calcular-se o índice efectivo da bainha ignoramos o núcleo. A figura 4.2 permite também determinar a separação entre os picos do espectro, para uma rede com um determinado período.

Como já foi dito na secção 2.3, e tal como se pode observar na figura 4.2, vários comprimentos de onda podem satisfazer a condição de ressonância para um mesmo período, correspondendo ao acoplamento para diferentes modos da bainha. Assim, o espectro de transmissão das LPG's é caracterizado por um número discreto de picos em diferentes comprimentos de onda.

Na figura 4.3 pode-se observar o espectro de uma rede induzida por UV, escrita em fibra standard SMF-28, com um período de 240 μ m e um comprimento de 24mm. Na mesma figura podem-se observar os resultados obtidos através de simulação para a transmissão espectral de modos simétricos, utilizando o modelo baseado em dois e três camadas, respectivamente.

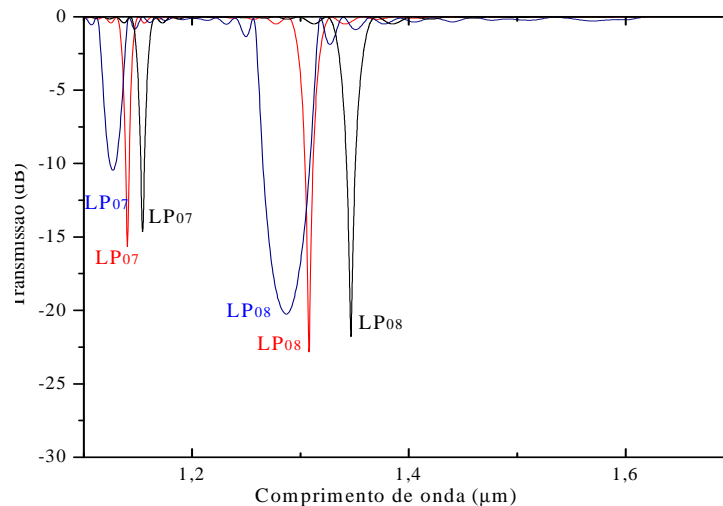


Figura 4.3. Transmissão espectral de uma LPG induzida por radiação UV.

É importante relembrar que a LPG foi escrita por exposição da fibra à radiação UV, tendo a fibra sido previamente carregada com hidrogénio a alta pressão. Daí que o espectro

experimental, observado na figura 4.3, tenha sido obtido com a fibra “dopada” com hidrogénio. Por isso, existe uma diferença entre o espectro obtido experimentalmente e o obtido pela simulação, uma vez que este não considera a diferença nos índices de refração provocada pela presença do hidrogénio [33].

É de referir que não era possível determinar experimentalmente o índice de modulação do núcleo de uma LPG fabricada por exposição à radiação UV. Contudo, sabe-se que esta modulação é realizada de forma uniforme. Daí que o valor da modulação do núcleo usado na simulação seja uma estimativa. A estimativa deste valor foi ajustada, comparando o resultado obtido experimentalmente com os resultados obtidos pelas simulações.

No espectro da simulação referente ao modelo de duas camadas, os picos têm uma largura bastante ampla. Além disso, o índice de modulação do núcleo utilizado tem um valor muito pequeno ($\Delta n_{co} = 1.25 \times 10^{-4}$), o que não está de acordo com os valores estimados para a variação do índice de modulação do núcleo, que segundo diversos investigadores está compreendido entre 3×10^{-4} e 4×10^{-4} [7, 8]. Por estes motivos é fácil concluir que o modelo de três camadas demonstra uma maior precisão no cálculo dos picos da transmissão espectral.

4.1.2 Escrita de uma LPG por arco-eléctrico

As LPG's produzidas por arco eléctrico resultam de um efeito térmico produzido pela passagem da corrente eléctrica. O material de que é constituído o núcleo da fibra é sujeito a um processo de aquecimento e arrefecimento, periódico ao longo do seu comprimento, produzindo alterações nas características da sílica que são responsáveis pelo acoplamento entre os modos. Basicamente este método consiste em posicionar uma fibra monomodo, sem revestimento, entre os eléctrodos de uma máquina de fusão. O alinhamento da fibra é realizado com a ajuda de duas ranhuras que fixa a fibra na mesma posição em relação aos eléctrodos. Na figura 4.4 mostra uma fotografia das duas ranhuras e dos eléctrodos (a) e da máquina de fusão (b).

Uma pequena massa (aproximadamente 5g) é colocada numa das extremidades da fibra, para manter a mesma com uma tensão longitudinal constante, sendo a outra extremidade presa numa plataforma de translação. Numa descarga de arco eléctrico é produzida uma corrente eléctrica de 8,5mA-10,0mA durante 0,5s-2,0s.

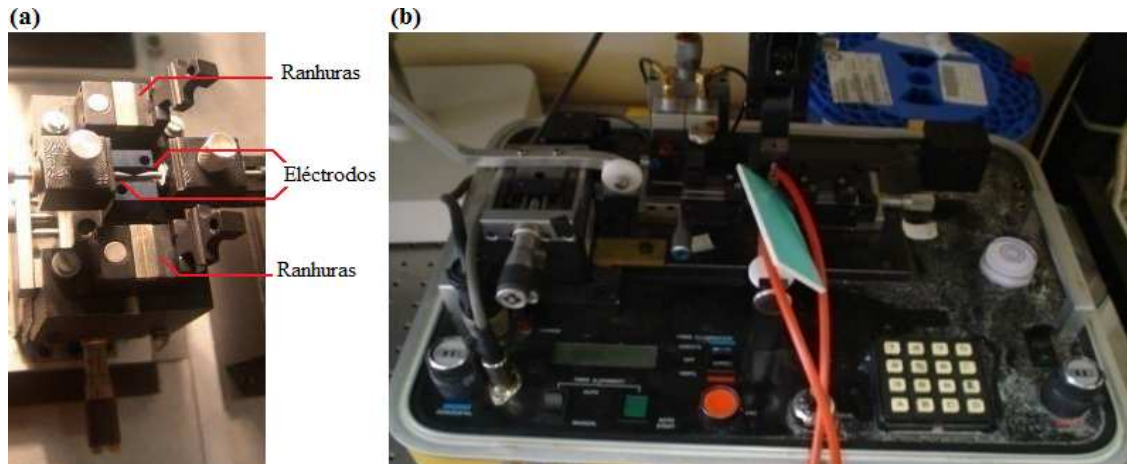


Figura 4.4. Fotografia de uma parte da montagem experimental para a escrita de arco eléctrico. (a) Detalhe dos eléctrodos e das ranhuras. (b) Maquina de fusão.

Depois, a plataforma de translação desloca a fibra um período, tipicamente entre $400\mu\text{m} - 700\mu\text{m}$. Este procedimento é efectuado sucessivamente, até obter um pico com atenuação pretendida. Na figura 4.5 mostra uma fotografia da plataforma de translação utilizada para a fabricação de LPG's.

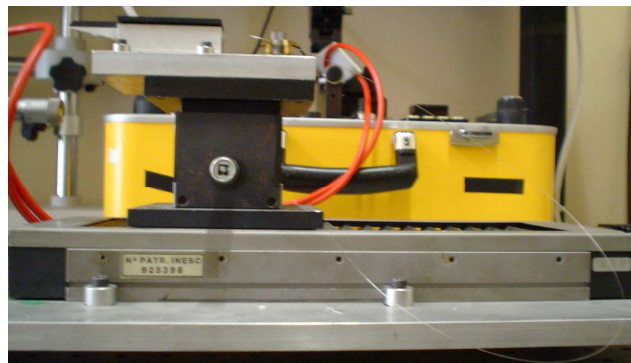


Figura 4.5. Fotografia da plataforma de translação.

À medida que era efectuada a gravação, a fibra era iluminada por uma fonte de luz branca de espectro largo e a evolução do espectro de transmissão era acompanhada com o auxílio de um OSA. Assim é possível observar a resposta espectral e verificar se ocorreu um eventual problema no processo de fabricação. O esquema do sistema de gravação da LPG utilizado na UOSE, sem o OSA e a fonte de luz, pode ser visualizado na figura 4.6.

Todo o processo é controlado a nível computacional, utilizando um programa desenvolvido em LabView. Neste programa é necessário introduzir o número de descargas, o período da rede, a duração e a intensidade das descargas eléctricas. Ainda, em relação ao sistema de gravação da INESCPorto/UOSE, é de referir que os eléctrodos estão separados cerca de 1mm.

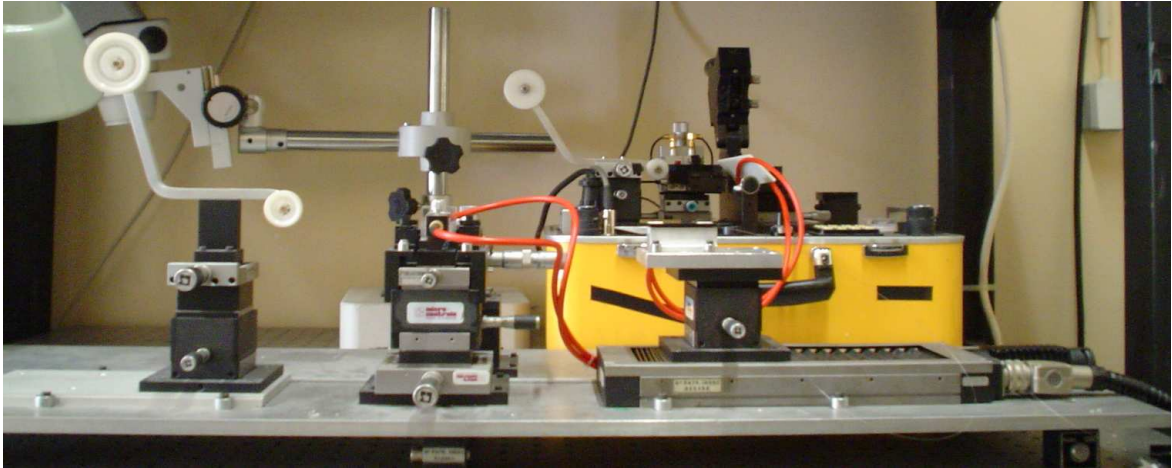


Figura 4.6. Fotografia do sistema completo de escrita de LPG's por arco eléctrico utilizado na UOSE.

Como já se referiu na secção 2.4, uma LPG induzida por arco-eléctrico apresenta uma modulação transversal do índice de refração do núcleo. Por isso, são acoplados os modos assimétricos da bainha (LP_{1m}). Através dos índices efectivos, é possível, da mesma forma que para as LPG's escritas por UV, determinar os comprimentos de onda ressonantes para um determinado período de rede. Partindo da condição de *phase matching* (equação 3.1), realizaram-se através da nossa ferramenta os gráficos da figura 4.7. Novamente, o gráfico da figura 4.7 (a) foi elaborado seguindo a teoria de três camadas explicada na secção 2.4.2, e o da figura 4.7 (b) foi elaborado seguindo a teoria de duas camadas explicada na secção 2.4.1.

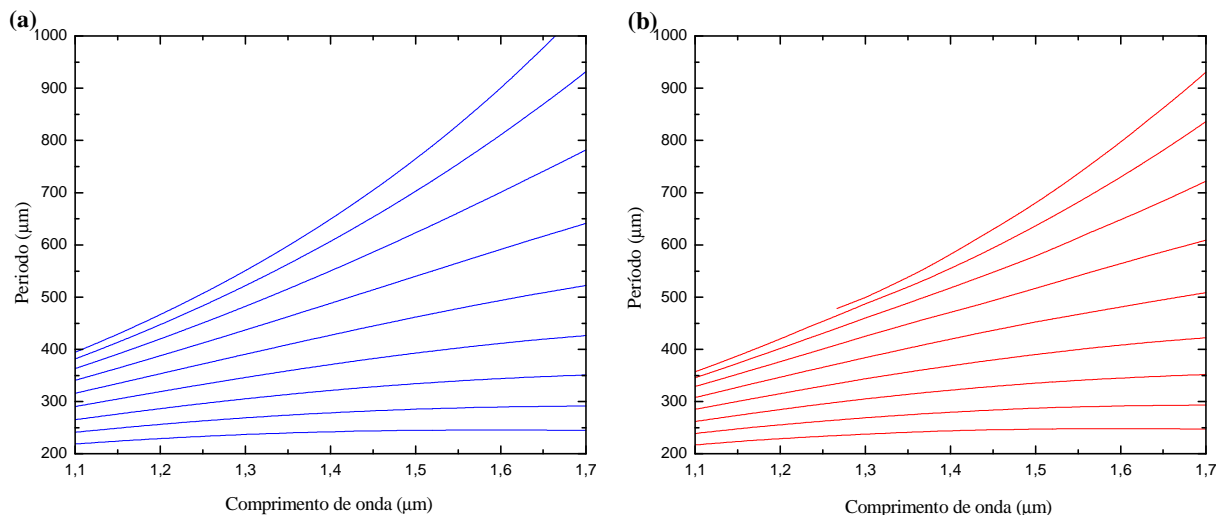


Figura 4.7. Representação gráfica da condição de *phase matching* para modos assimétricos.
(a) Modelo de três camadas; (b) Modelo de duas camadas

Na figura 4.7 (a) pode-se observar que o primeiro modo apenas aparece a partir dos 1.27 µm. Isto acontece devido à condição estipulada na teoria ($n_{\text{eff,cl}} \leq n_{\text{cl}}$). Na figura 4.8

pode-se observar o espectro de uma LPG induzida por arco-eléctrico, escrita em fibra SMF-28, com um período de 395 μm e um comprimento de 33 mm. Também são apresentados as simulações da transmissão espectral para modos assimétricos, utilizando o modelo baseado em dois e três camadas, respectivamente.

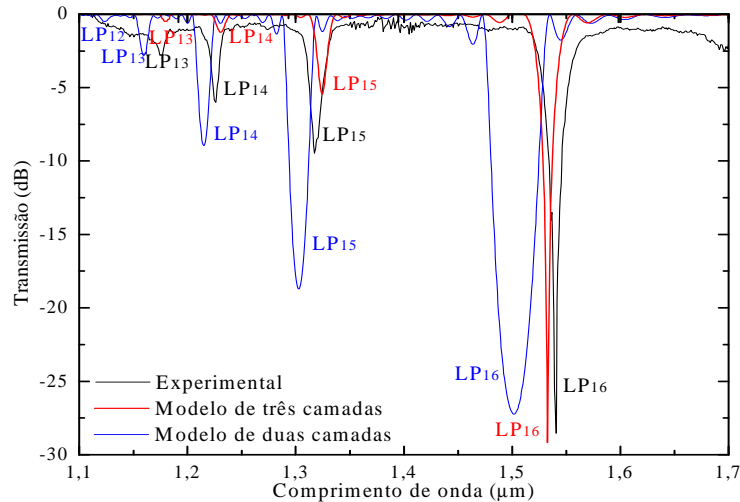


Figura 4.8. Transmissão espectral de uma LPG induzida por arco elétrico.

Como já foi referido, uma LPG induzida por arco-eléctrico não apresenta uma modulação uniforme no núcleo. Ou seja, neste processo de escrita de LPG, para além da modulação longitudinal, existe igualmente uma modulação transversal devido à direcção de descarga do arco eléctrico. Esta modulação transversal provoca um acoplamento do modo fundamental para os modos assimétricos da bainha. A diferença no valor da atenuação que se verifica na figura 4.8 fica a dever-se à forma como se calculou o coeficiente de acoplamento, em que se utilizou o mesmo método de cálculo de $\vartheta(z)$ utilizado no caso dos modos simétricos. Apesar de se saber que a modulação induzida no núcleo apresenta variações transversais, o valor colocado na simulação é uma constante. Este valor foi conseguido ajustando os resultados obtidos pelas simulações aos resultados experimentais, em particular do modo de ordem mais alta na janela entre 1.1 μm e 1.7 μm . Apesar desta aproximação, a simulação obtida neste modelo é satisfatória, verificando-se mais uma vez que o modelo de três camadas apresenta uma maior precisão, principalmente na localização dos comprimentos de onda ressonantes.

Por outro lado, o desvio observado entre os comprimentos de onda ressonantes obtidos experimentalmente e na simulação, com o modelo de três camadas, deve-se à aproximação numérica, que tem que ser efectuada no processo de cálculo dos modos da bainha e do núcleo.

4.2 Caracterização de LPG's em função de parâmetros da rede

Nesta secção apresentam-se os resultados práticos e de simulação do comportamento do espectro de transmissão perante variações dos parâmetros da rede. Comprovar-se-á que o período da rede determina os comprimentos de onda ressonantes, e que a atenuação é determinada pelo comprimento da rede. É de referir que, as LPG's fabricadas foram utilizando o método de escrita por exposição de descarga eléctrica.

4.2.1 Comprimento da Rede

Para o estudo do comportamento espectral perante variações do comprimento da LPG, com um comprimento de 395 μm , foi utilizada a fibra SMF-28. A figura 4.9 mostra os resultados obtidos por simulação e através de uma experiência.

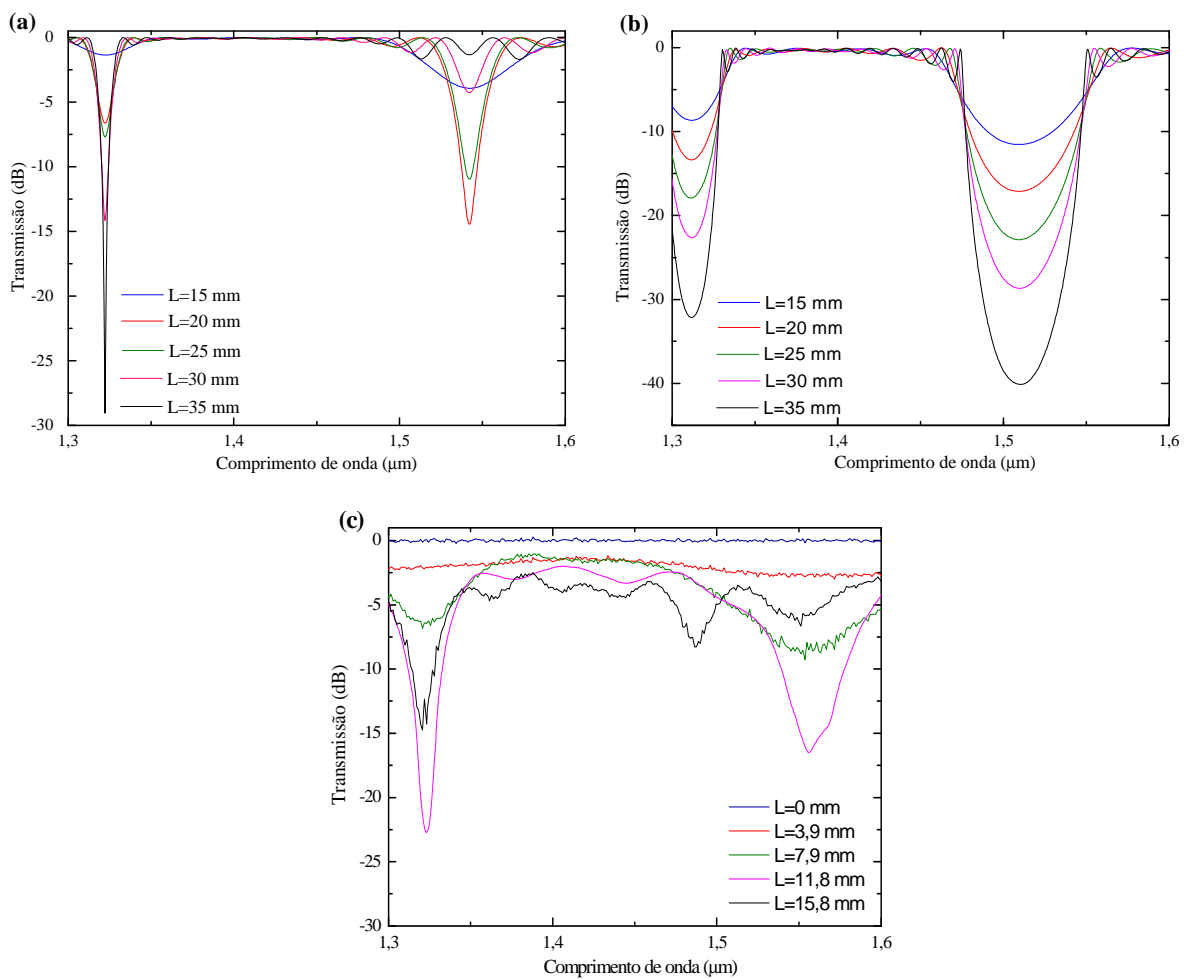


Figura 4.9. Comportamento da transmissão espectral perante variações do comprimento da rede. (a) Simulação do modelo de três camadas; (b) Simulação do modelo de duas camadas; (c) Experimental.

De referir que na simulação não se atribuíram os mesmo valores de comprimento da rede que foram utilizados na experiência. Isto porque, na equação da transmissão espectral da LPG, o parâmetro $\kappa(z)$ é descrito como se não houvesse modulação transversal. Daí que se se tivesse optado pelos mesmos valores de comprimento de rede da experiência, o comportamento espectral obtido na simulação iria ser diferente. Na simulação atribuíram-se valores de comprimentos da rede de modo a visualizar o mesmo efeito obtido experimentalmente, pois, nesta experiência, o objectivo era analisar a alteração dos picos com o aumento do comprimento da rede.

Na figura 4.9 (c) mostra-se a evolução do espectro de uma LPG, cujo comprimento varia entre: 0, 3.9, 7.9, 11.8 e 15.8 milímetros. Na ausência de uma LPG ($L=0$ mm), verifica-se uma transmissão completa do espectro óptico. Na presença da rede, os picos tornam-se mais estreitos e mais profundos com o aumento do comprimento da LPG, até ocorrer *over-coupling*. Teoricamente, designa-se *over-coupling* o re-acoplamento para o núcleo devido ao comprimento da LPG [52]. Na figura 4.9 (a) mostra-se que o fenómeno de *over-coupling* é, também, visualizado na simulação do modelo de três camadas, no pico que se encontra na posição $1.54 \mu\text{m}$. Analisando simultaneamente a figura 4.9 (a) e a figura 4.9 (c), verifica-se que o *over-coupling* ocorre primeiro para os valores de comprimentos de onda ressonantes mais altos. Isto acontece porque o acoplamento dos modos é menor para comprimentos de onda ressonantes pequenos, o que implica que é necessário um maior comprimento de rede para se atingir o *over-coupling*. Na figura 4.9 (b), há um aumento na atenuação dos picos com o aumento do comprimento da rede, mas não existe o fenómeno de *over-coupling*. Portanto, o comportamento espectral mais coerente com as observadas na prática é o do modelo de três camadas.

4.2.2 Periodicidade da Rede

A figura 4.10 apresenta o comportamento espectral de conjunto de redes, induzidas por descargas eléctricas para diferentes valores de periodicidade da rede.

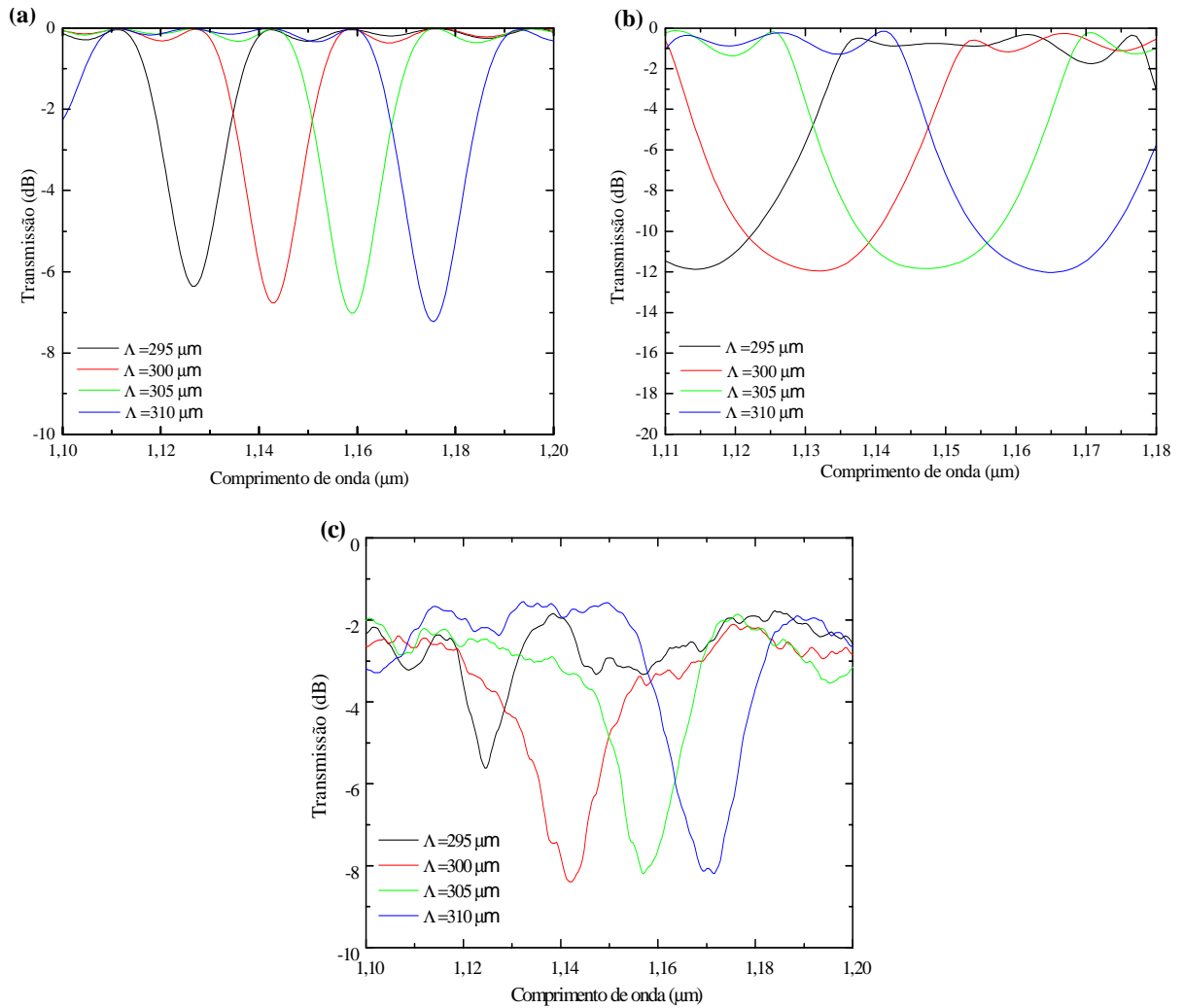


Figura 4.10. Comportamento da transmissão espectral perante variações do período da rede.
 (a) Simulação do modelo de três camadas; (b) Simulação do modelo de duas camadas; (c) Experimental.

Estes resultados demonstram que ao aumentar o período da rede há um deslocamento no comprimento de onda ressonante para comprimentos mais altos. Este facto é explicado através da condição de *phase-matching* que estabelece que, para $n_{eff,co}(\lambda)$ e $n_{eff,cl}^m(\lambda)$ constantes, a alteração no período da rede provoca um deslocamento do comprimento de onda ressonante, tal como foi estudado na secção 2.3

4.3 Caracterização de LPG's em função de parâmetros exteriores à rede

Nesta secção descrevem-se os procedimentos e os resultados das experiências relativos ao comportamento espectral de uma LPG perante variações de parâmetros exteriores, para a caracterização de uma LPG como sensor.

4.3.1 Temperatura

Para a caracterização da sensibilidade à temperatura foi colocado uma LPG dentro do forno cilíndrico. O forno contém dois aquecedores controlados separadamente através de um controlador EuroTher 2216, de forma a controlar as variações de temperatura no seu interior. A sua temperatura foi monitorizada constantemente durante todo o processo de tratamento térmico num mostrador digital do próprio equipamento

A LPG utilizada neste procedimento foi induzida por arco eléctrico, com um período de 335 μm . A LPG é colocada no interior do forno sendo fixa numa das extremidades e tendo uma pequena massa suspensa na outra ($\approx 5\text{g}$), evitando assim a sua curvatura. Numa das extremidades é ligada uma fonte de espectro largo e na outra extremidade liga-se um OSA, de modo a poder observar-se o espectro de transmissão. A figura 4.11 mostra de uma forma esquematizada esta configuração.

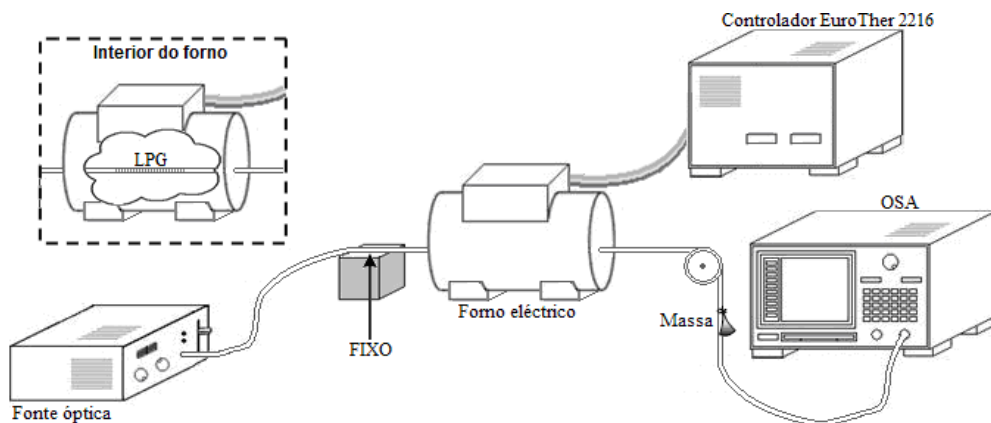


Figura 4.11. Esquema da montagem utilizada para o estudo da sensibilidade à temperatura exterior de uma LPG.

Os procedimentos executados para a instalação da fibra óptica garantem que a tensão longitudinal é mantida constante, mesmo com a dilatação da fibra óptica, garantindo-se assim que este efeito não vai interferir nas medições de sensibilidade à temperatura da LPG. A leitura dos espectros de transmissão é feita utilizando um OSA.

A rede foi submetida a temperaturas compreendidas entre 21°C e 100°C. O tempo entre cada medição foi de aproximadamente 30 minutos, de modo a garantir que toda a LPG estivesse submetida uma temperatura uniforme e constante. Os resultados encontram-se na figura 4.12.

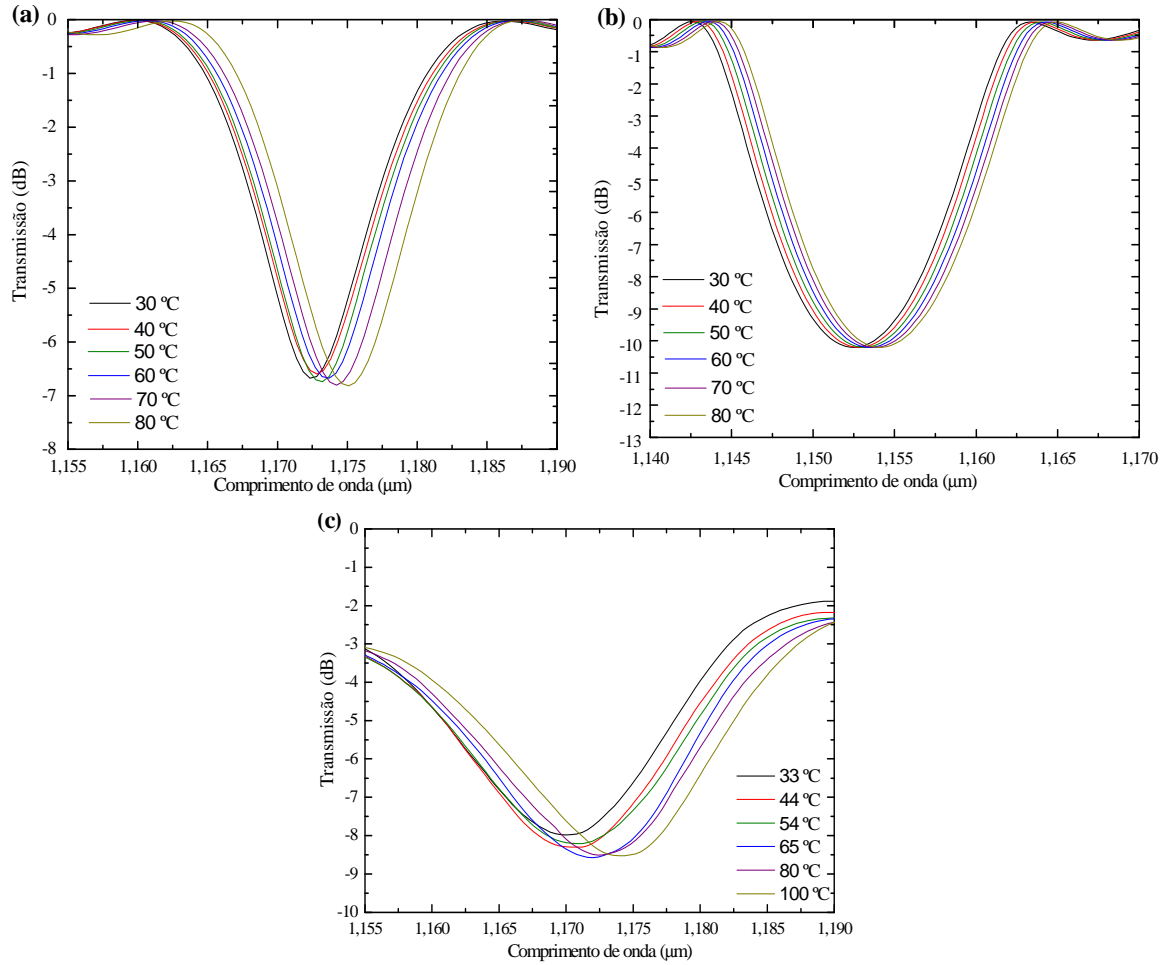


Figura 4.12. Resposta espectral em transmissão à variação de temperatura. (a) Modelo de três camadas; (b) Modelo de duas camadas; (c) Experimental.

Na figura 4.13 mostra o desvio do comprimento de onda ressonante a variações de temperatura dos espectros obtidos na figura 4.12. Ainda, na figura 4.13 mostra o ajuste dos pontos mediante a equação que descreve este comportamento (equação 2.53).

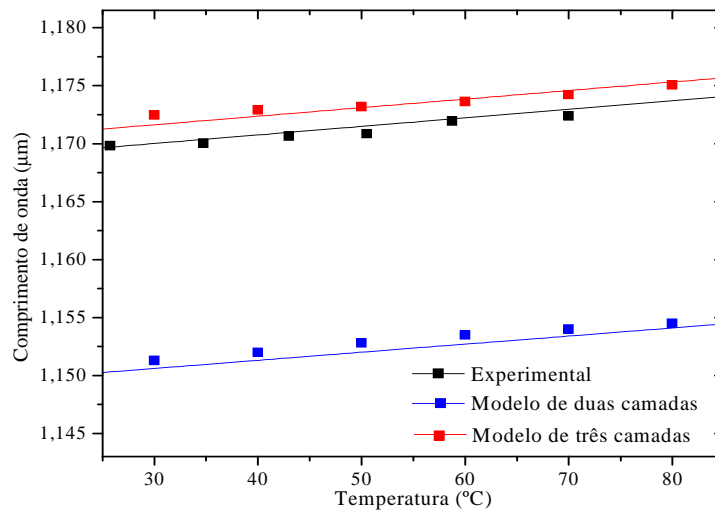


Figura 4.13. Desvio do comprimento de onda ressonante em função da temperatura.

Como se pode observar este comportamento é linear, sendo o declive do desvio do comprimento de onda ressonante de 55 pm/°C.

Com o aquecimento da fibra, a diferença entre os índices efectivos aumenta, devido aos diferentes coeficientes termo-ópticos do núcleo e da bainha. Ao haver uma um aumento na diferença dos índices efectivos há um deslocamento do comprimento de onda ressonante para valores mais elevados. Este conceito é claramente ilustrado na condição *phase-matching* onde, para um período fixo e um aumento na variação dos índices efectivos provoca um aumento do comprimento de onda ressonante.

4.3.2 Índice de refração externo

A montagem experimental utilizada para o estudo da sensibilidade de uma LPG à variação de índice de refração do meio exterior consiste num recipiente com três orifícios, dois dos quais para a inserção da fibra e a última para introduzir e retirar a solução que se deseja analisar. A rede é fixa nas extremidades do recipiente, de forma a garantir que permaneça imersa durante a aquisição dos diferentes espectros. Uma fonte óptica de espectro largo, em simultâneo com um OSA, permitem monitorizar a evolução da resposta espectral em transmissão da rede de período longo. Na figura 4.14 está esquematizada a montagem.

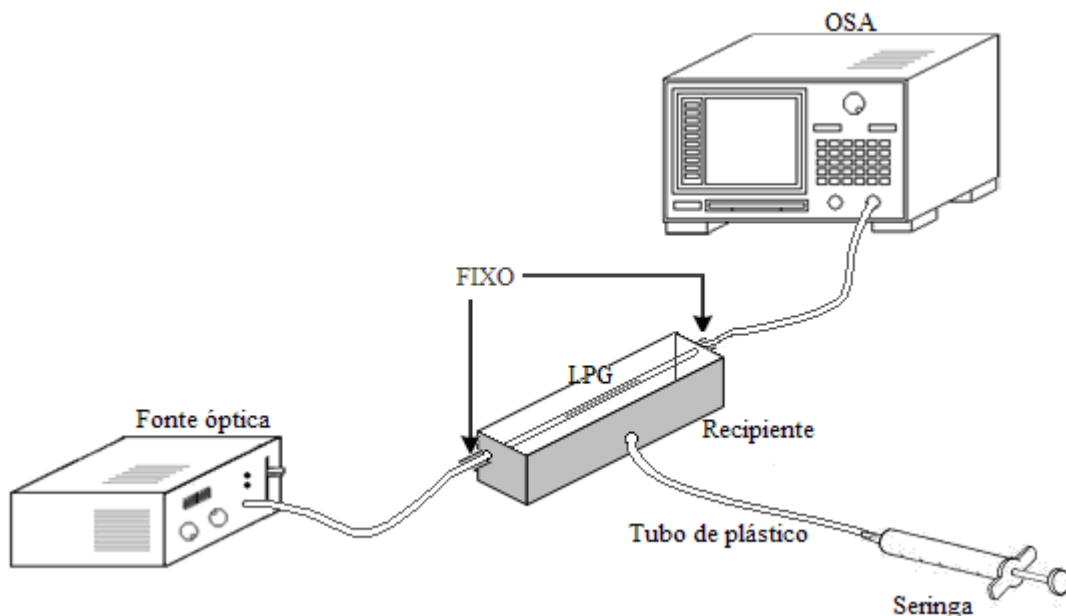


Figura 4.14. Esquema da montagem utilizada para o estudo da sensibilidade de uma LPG a variações do índice de refração do meio exterior.

As medições do espectro de transmissão foram adquiridas quando a mesma se encontravam imersa em soluções com diferentes índices de refração. As soluções utilizadas

neste estudo consistiam numa mistura de água e etileno glicol puro, formando um conjunto de diferentes índices de refacção. Através de um refractómetro de *Abbe* [53] era possível determinar os valores de índice de refacção das diferentes soluções utilizadas neste estudo.

A rede utilizada para este estudo foi induzida por arco eléctrico, tendo sido escrita em fibra SMF-28, com um período de $395\mu\text{m}$. Nesta actividade experimental foi estudada a resposta da transmissão espectral a variações de índice de refacção externo entre 1.33 e 1.41. Os resultados encontram-se na figura 4.15.

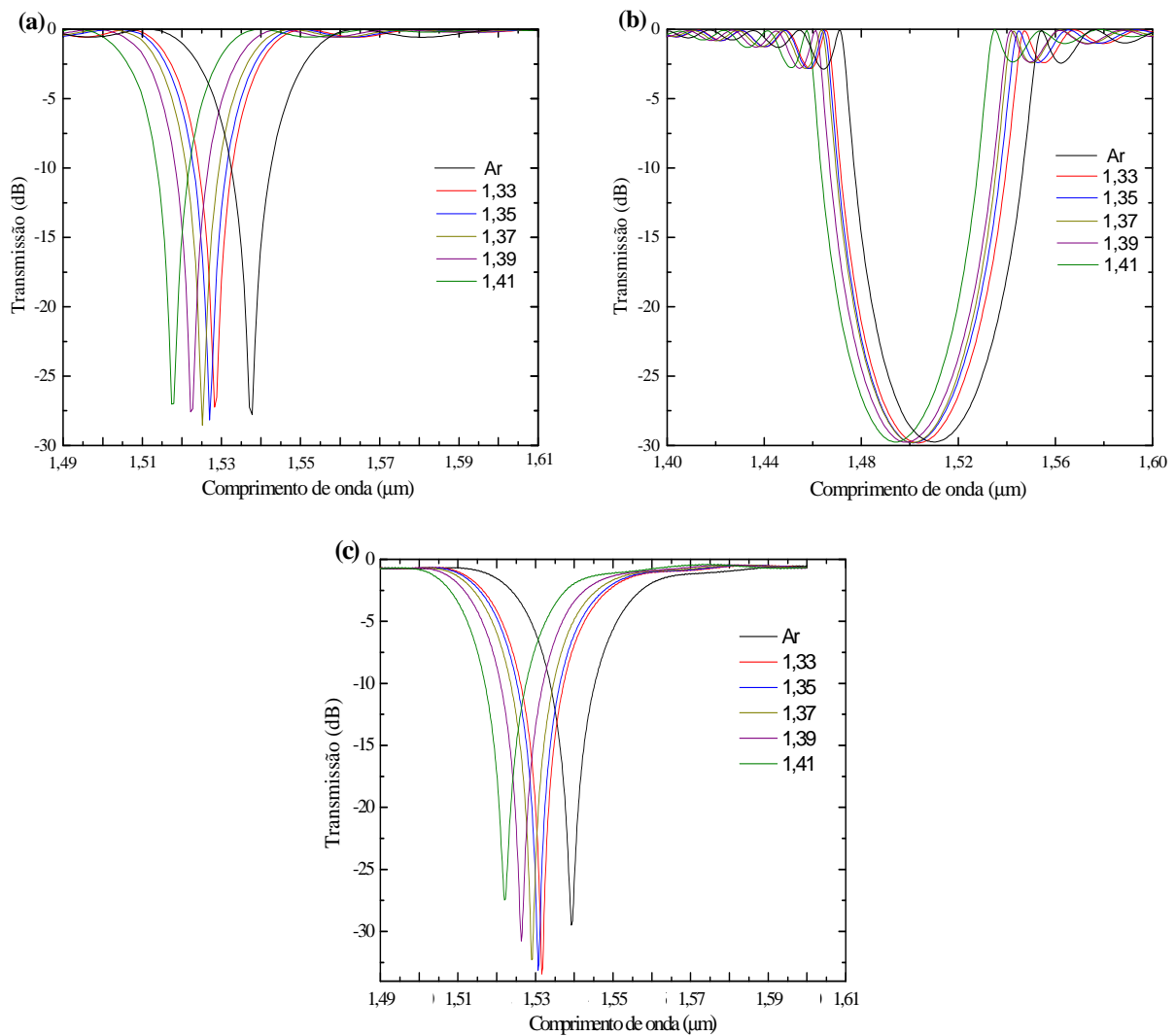


Figura 4.15. Espectro de transmissão das LPG's em função do índice de refacção externo. (a) Simulação do modelo de três camadas; (b) Simulação do modelo de duas camadas; (c) Experimental.

Mais uma vez, a condição do *phase-matching* explica o comportamento observado na figura 4.15. O aumento do índice de refacção externo provoca um aumento do índice efectivo

da bainha e, conseqüentemente, um deslocamento no comprimento de onda ressonante para comprimentos de onda mais curtos.

Na figura 4.16 mostra o comportamento do comprimento de onda ressonante em função do índice de refração externo, para os espectros representados na figura 4.15. Ainda, na figura 4.16 apresentam-se as linhas de ajuste dos pontos mediante a equação 2.51, que descreve esse comportamento.

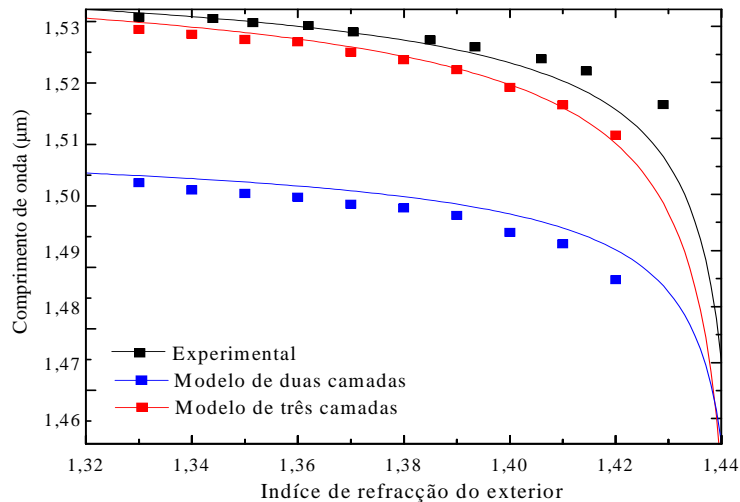


Figura 4.16. Desvio do comprimento de onda ressonante em função da variação do índice de refração do meio exterior.

Verifica-se que a variação do comprimento de onda ressonante é maior quando o índice exterior à fibra se aproxima do índice de refração da bainha. Este facto traduz-se num aumento da sensibilidade da rede ao índice de refração exterior, quando este se aproxima do índice da bainha. Contudo, este aumento da sensibilidade é limitado a uma pequena gama de valores de índice externo, próximo do índice da bainha.

4.4 Aplicações das redes de período longo

Nesta última secção descrevem-se os procedimentos e apresentam-se os resultados da transmissão/reflexão espectral de aplicações que envolvem LPG's. No algoritmo desenvolvido existe a possibilidade de escolher o modelo matemático que descreve a LPG. Contudo, nesta secção apenas serão apresentados os resultados do modelo de três camadas, uma vez que este é o modelo que apresenta uma maior precisão no estudo da transmissão espectral de uma LPG.

4.4.1 Interferómetro de Mach-Zehnder

A montagem experimental utilizada para a medição espectral de um interferómetro de Mach-Zehnder está representada na figura 4.17.

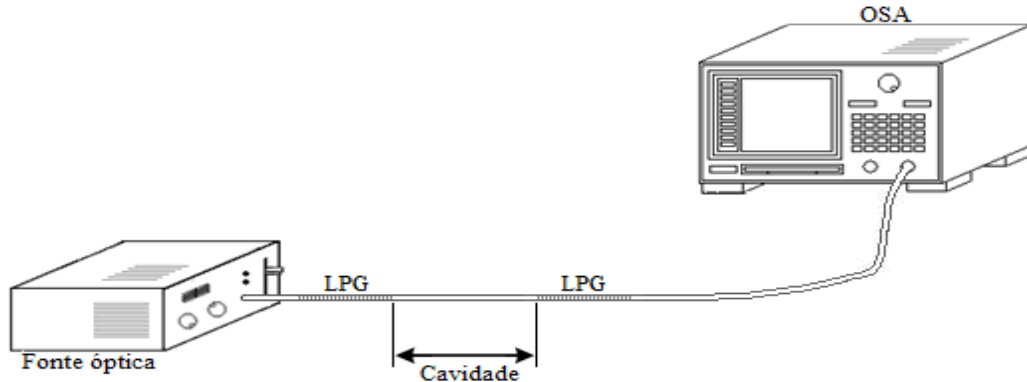


Figura 4.17. Esquema de montagem utilizada para a visualização do espectro de transmissão do interferómetro de Mach-Zehnder.

Como se pode verificar pela figura 4.17, é necessário utilizarmos duas LPG's iguais, separadas por uma distância de 180 mm. As LPG's utilizadas neste procedimento foram escritas por arco-eléctrico numa fibra SMF-28 com um período de 480 μm . Uma das extremidades dessa fibra é conectada a uma fonte óptica com uma determinada largura de banda, e a outra extremidade é conectada a um OSA. Na figura 4.18(a) mostra os espectros, obtidos por simulação, da LPG e do interferómetro de Mach-Zehnder. A figura 4.18 (b) mostra os espectros, obtidos em laboratório, da LPG e do interferómetro de Mach-Zehnder.

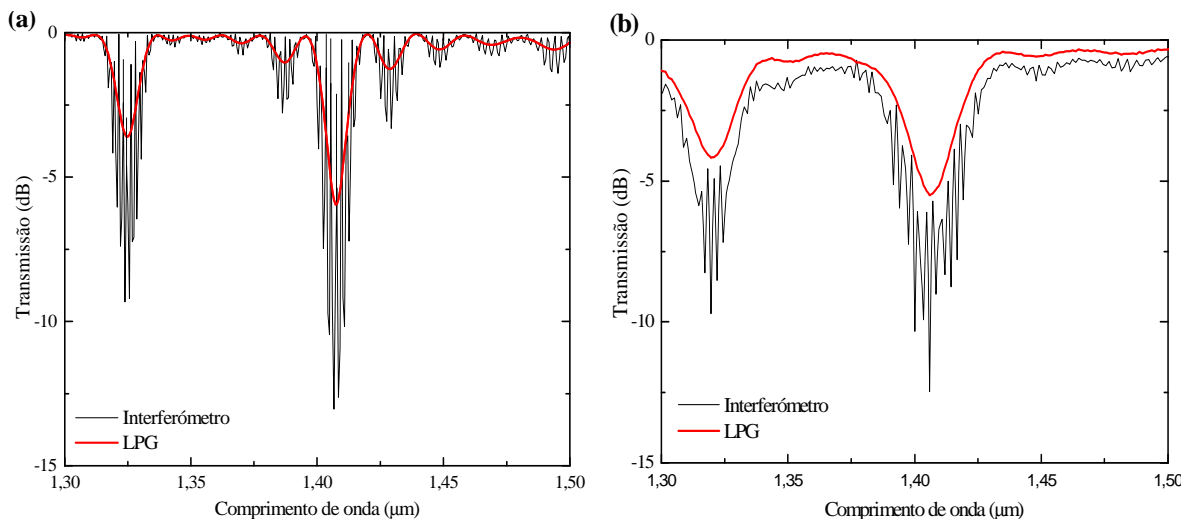


Figura 4.18. Resposta espectral do interferómetro de Mach-Zehnder e da LPG que deu à sua origem.

Observa-se, nas bandas de atenuação da LPG um padrão de franjas que resulta do efeito do interferómetro. Esse efeito tem origem nas diferentes constantes de propagação da radiação que se propaga no núcleo e na bainha, devido à diferença de índices entre o modo do núcleo e os modos da bainha.

A figura 4.19 mostra os espectros experimentais e simulados, do quarto modo, para uma melhor comparação.

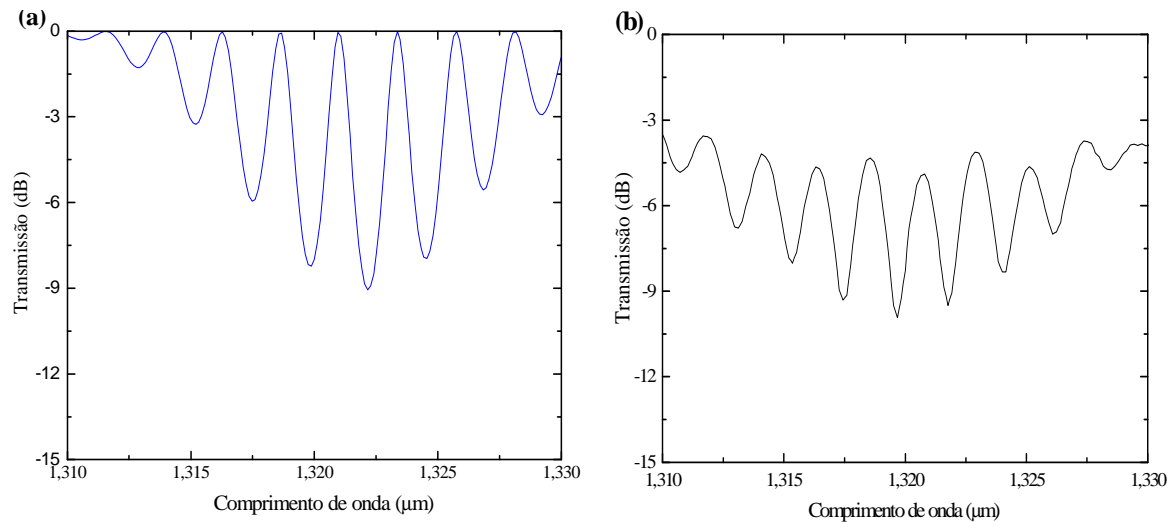


Figura 4.19. Resposta espectral em transmissão, do quarto modo, do interferómetro de Mach-Zehnder.

Experimentalmente verifica-se que o espectro do interferómetro apresenta algumas perdas. Para explicar estas perdas é necessário recordar que parte da luz, entre as duas LPG's, se propaga na bainha, estando por isso sujeita a perdas na interface bainha-exterior.

4.4.2 Interferómetro de Michelson

A montagem experimental utilizada para a medição de um interferómetro de Michelson pode ser visualizada na figura 4.20.

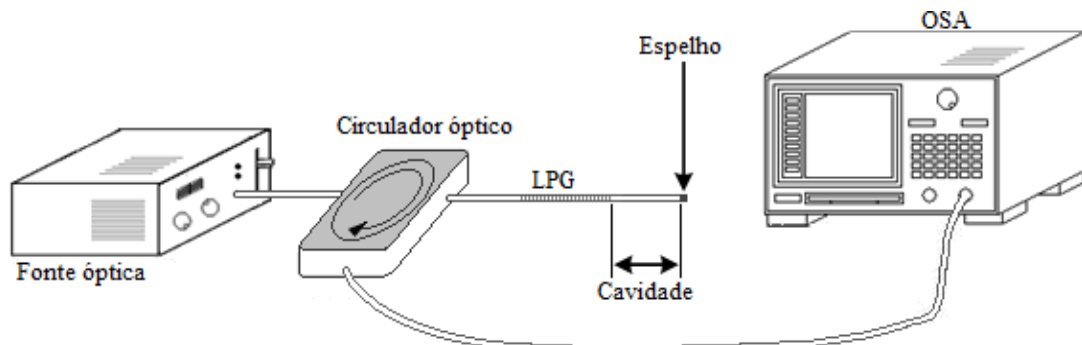


Figura 4.20. Esquema de montagem utilizada para a determinação do espectro de reflexão do interferómetro de Michelson.

Na figura 4.20 verifica-se que a luz de uma fonte óptica, com uma determinada largura de banda (e.g. LED – diodo emissor de luz) é introduzida na entrada do circulador óptico. Por sua vez, o circulador óptico reencaminhará a luz para o interferómetro. De seguida, a luz reflectida pelo interferómetro é direccionada para o OSA, através do circulador óptico, onde é observado o espectro do interferómetro. A cavidade do interferómetro testado tinha um comprimento de 180 mm. A LPG utilizada na construção do interferómetro foi escrita por arco-eléctrico numa fibra SMF-28 com um período de 480 μm .

Constatou-se que o espectro deste interferómetro apresenta características semelhantes às observadas no espectro do interferómetro de Mach-Zehnder. Ou seja, o padrão de franjas situa-se nas bandas de atenuação do espectro de uma LPG e as atenuações das franjas são mais acentuadas comparando com os picos de atenuação do espectro de uma LPG.

A figura 4.21 mostra o espectro de transmissão do interferómetro. Verifica-se que, tal como no interferómetro de Mach-Zehnder, há perdas de potência óptica nas franjas. A justificação para este facto é que parte da potência óptica da bainha é perdida durante a sua travessia pela cavidade do interferómetro.

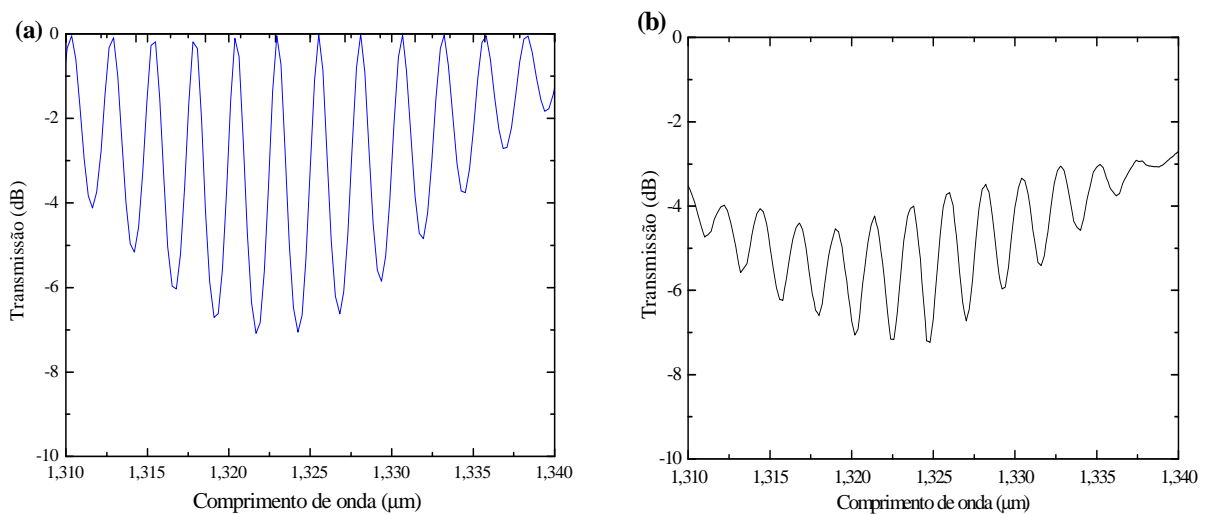


Figura 4.21. Resposta espectral em transmissão do interferómetro de Mach-Zehnder.

Ao comparar a figura 4.21 com a figura 4.19 verifica-se que, apesar do comprimento da cavidade, de ambos interferómetros, ser igual, o espectro de transmissão do interferómetro de Michelson apresenta um maior número de franjas do que o do interferómetro de Mach-Zehnder. Este efeito deve-se ao facto da diferença de fase, para interferómetros com o mesmo comprimento, ser no interferómetro de Mach-Zehnder metade da diferença de fase do interferómetro de Michelson.

4.5 Filtro óptico

Na construção de um filtro óptico há que colocar um bloqueador entre as duas LPG's de modo a eliminar a transmissão espectral do núcleo da primeira LPG. Para isso é necessário separar as duas LPG's e colocar entre elas uma fibra óptica, cujo núcleo seja oco. No caso do filtro óptico estudado, as duas LPG's, escritas por arco eléctrico em fibra SMF-28, têm um período igual a $540\mu\text{m}$ e o comprimento do bloqueador é de 0.5 mm , tal como mostra figura 4.22.

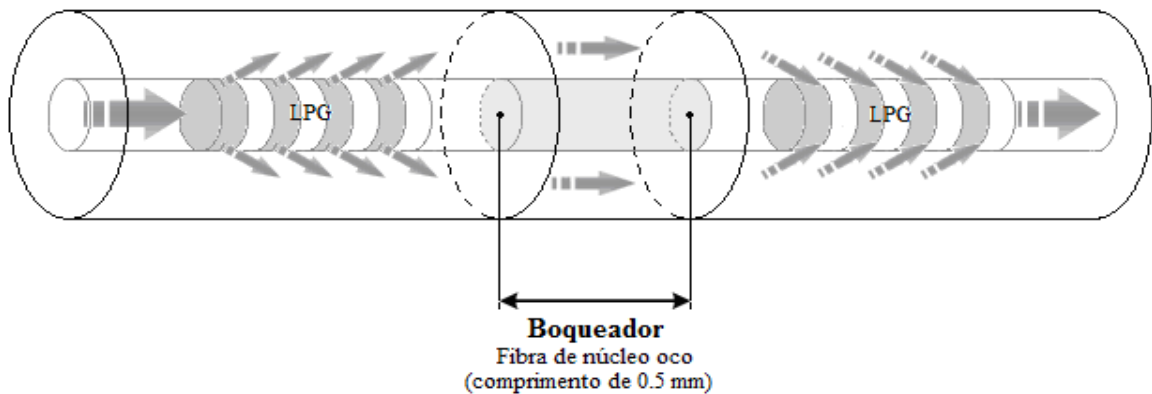


Figura 4.22. Esquema de um filtro óptico.

Os espectros de transmissão experimentais das duas LPG's e a de simulação da LPG podem ser observados na figura 4.23.

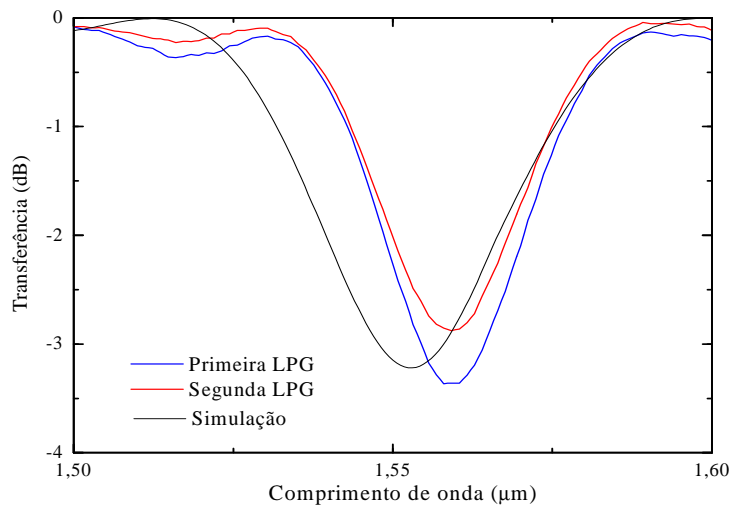


Figura 4.23. Resposta espectral das LPG's que deram origem ao filtro óptico.

Na figura 4.23 observa-se que o comprimento de onda ressonante obtido na simulação tem um desvio de $0.005\mu\text{m}$ em relação ao comprimento de onda ressonante obtido na prática.

Após a criação do filtro óptico, basta conectar numa das suas extremidades uma fonte óptica e na outra extremidade um OSA, de modo a podermos observar o espectro transmitido. A figura 4.24 apresenta o espectro de transmissão do filtro óptico.

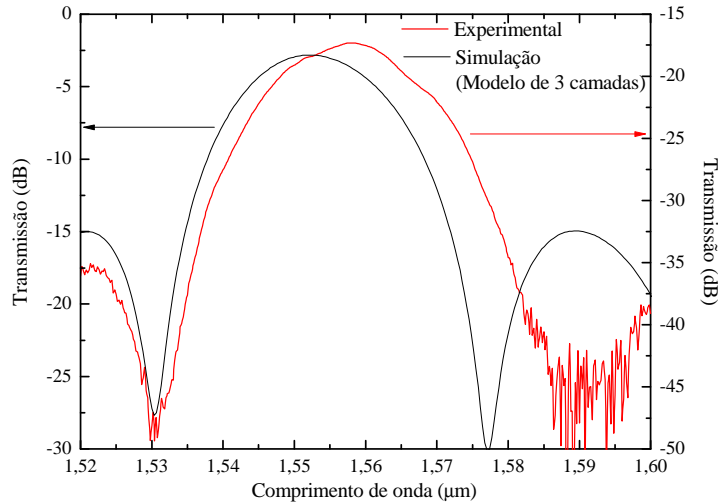


Figura 4.24. Resposta espectral do filtro óptico.

A principal diferença observada na comparação das duas curvas é o elevado nível de perdas significativas no dispositivo real. Pensa-se que estas perdas se devem essencialmente a defeitos resultantes da necessidade de fundir o “bloqueador” do núcleo entre as duas LPG’s. Estas perdas não são incluídas no modelo utilizado para simular o dispositivo, sendo no entanto óbvia a semelhança em termos de comportamento do espectro de transmissão em função do comprimento de onda. De destacar ainda o facto do isolamento deste filtro ser da ordem dos 25 dB.

5 Conclusões e perspectivas de trabalho futuro

Este trabalho iniciou-se com o estudo do comportamento das LPG's, tendo-se estudado a condição de *phase-matching* entre o modo fundamental e os modos de bainha. Os comprimentos de onda que satisfazem essa condição geram picos de atenuação no espectro de transmissão destes dispositivos, devido ao acoplamento de parte da luz para a bainha.

Neste trabalho foram estudados dois modelos matemáticos, propostos na literatura, para descrever a transmissão espectral das LPG's escritas por exposição à radiação UV e arco eléctrico. Em termos espectrais, a diferença entre estes dois tipos de redes resulta do facto do primeiro tipo de rede realizar o acoplamento apenas para modos simétricos da bainha, enquanto que o segundo tipo de redes realiza o acoplamento para modos assimétricos da bainha.

A comparação realizada entre os resultados obtidos experimentalmente e os obtidos através da simulação desenvolvida demonstra que, o modelo de três camadas é mais exacto do que o modelo de duas camadas. O modelo de duas camadas apresenta dois tipos de falhas. A primeira refere-se à localização dos valores dos comprimentos de onda ressonantes, que de acordo com o modelo deveriam situar-se em comprimentos de onda mais baixos do que os valores obtidos experimentalmente. A segunda falha reside na amplitude dos picos de atenuação, que é invulgarmente elevada para pequenos valores de modulação do índice do núcleo. O motivo para o aparecimento destas falhas prende-se com o facto do modelo de duas camadas ignorar o núcleo, para calcular os índices efectivos da bainha e o coeficiente de acoplamento.

Relativamente ao estudo das redes assimétricas, verificou-se que este é bastante mais complexo, uma vez que implica o conhecimento dos parâmetros da modulação transversal do índice de refacção do núcleo. Parâmetros estes que são de determinação muito difícil, mesmo a nível teórico.

Na caracterização da sensibilidade das LPG's a alterações dos parâmetros da rede, verificou-se que com o aumento do comprimento da rede o espectro de transmissão apresenta picos mais estreitos e mais profundos. Observou-se também a possibilidade da ocorrência de *over-coupling*, que consiste na diminuição dos picos de atenuação, quando se começa a verificar o re-acoplamento da radiação da bainha para o núcleo. Por outro lado, ao aumentar-

se o período da rede verificou-se que há um aumento no comprimento de onda ressonante. Este deslocamento resulta da condição de *phase-matching*.

A caracterização da sensibilidade das redes a parâmetros externos demonstrou-se a forte influência que esses parâmetros possuem no posicionamento dos comprimentos de onda ressonantes, quer seja a temperatura quer seja o índice de refração exterior. Relativamente à sensibilidade térmica, verificou-se que alterações de temperatura provocam alterações nos índices de refração, devido aos coeficientes termo-ópticos e, conseqüentemente, variações nos índices efectivos. Por esse motivo, a resposta espectral a variações da temperatura consiste no deslocamento do comprimento de onda ressonante. Para uma LPG, induzida por arco-eléctrico numa fibra SMF-28 e com um período $310\mu\text{m}$, verificou-se que o deslocamento do comprimento de onda ressonante foi de $55\text{ pm}/^\circ\text{C}$. Quanto à sensibilidade ao índice de refração do meio exterior, verificou-se que ao aumentar o índice de refração externo para valores próximos do índice de refração da bainha, o deslocamento do comprimento de onda ressonante decai de forma exponencial.

Das experiências com o interferómetro de Mach-Zehnder e com o interferómetro de Michelson, concluiu-se que a transmissão espectral de ambos interferómetros é limitada pela transmissão espectral da LPG. Ao realizar-se uma comparação entre os dois interferómetros concluiu-se que, devido à diferença de caminho óptico, o espectro de transmissão do Michelson apresenta um maior número de franjas do que o do Mach-Zehnder.

Em resumo, este trabalho permitiu avaliar os modelos teóricos existentes sobre a transmissão espectral de LPG's e sobre algumas das aplicações que as envolvem. Concluiu-se, assim, que o modelo de três camadas proposto pelo Erdogan *et al.* [7, 8] apresenta uma maior fiabilidade. Contudo, verificou-se que o método de cálculo do coeficiente de acoplamento não é adequado para as LPG's escritas por arco-eléctrico. Fisicamente, ao realizar uma LPG por arco eléctrico, esta sofre uma modelação transversal no núcleo, o que origina um acoplamento para modos assimétricos da bainha. Portanto é necessário encontrar uma solução matemática que seja capaz de descrever essa modulação. Como trabalho futuro sugere-se um estudo teórico mais pormenorizado do coeficiente de acoplamento para modos assimétricos, mais concretamente relacionado com o parâmetro $\vartheta(z)$.

Apêndice A

Introdução: Neste apêndice é explicado o método de cálculo da constante de normalização $E_{1m}^{(cl)}$, para os modos de bainha.

A potência total (P) é o somatório da potência que transita no núcleo (P_1), na bainha (P_2) e no exterior da fibra (P_3) [17], isto é:

$$P = P_1 + P_2 + P_3 \quad (\text{A.1})$$

A potência que percorre em cada uma das camadas pode ser calculada realizando o seguinte integral [17] [8]:

$$P_j = \frac{1}{2} \text{Re} \int_0^{2\pi} d\phi \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r dr (E_r^{cl} H_\phi^{cl*} - H_r^{cl*} E_\phi^{cl}) \quad j = 1, 2, 3 \quad (\text{A.2})$$

Considerando o núcleo ($r \leq a_{co}$), ao desenvolver a expressão anterior, obtém-se o seguinte resultado [17]:

$$P_1 = (E_{1m}^{(cl)})^2 \frac{\pi a_{co}^2 u_1^2}{4} \left\{ \left[\frac{n_{eff}}{Z_0} - \frac{n_{eff} Z_0 \zeta_0}{n_{co}^2} + \left(1 + \frac{n_{eff}^2}{n_{co}^2} \right) \text{Im}(\zeta_0) \right] \left[J_2^2(u_1 a_{co}) - J_1(u_1 a_{co}) \right. \right. \\ \left. \left. \times J_3(u_1 a_{co}) \right] + \left[\frac{n_{eff}}{Z_0} - \frac{n_{eff} Z_0 \zeta_0^2}{n_{co}^2} + \left(1 + \frac{n_{eff}^2}{n_{co}^2} \right) \text{Im}(\zeta_0) \right] \left[J_0^2(u_1 a_{co}) - J_1^2(u_1 a_{co}) \right] \right\} \quad (\text{A.3})$$

Em seguida, considerando a região da bainha ($a_{co} \leq r \leq a_{cl}$), a potência é dada por [17]:

$$P_2 = (E_{1m}^{(cl)})^2 \frac{\pi^3 a_{co}^2 u_1^4 u_2^2 J_1^2(u_1 a_{co})}{16} \left\{ \left(\frac{n_{eff}}{n_{co}} F_2^2 - \frac{n_{eff} Z_0}{n_{co}^2} G_2^2 \right) (Q + \tilde{Q}) + \frac{1}{u_2^2} \left(\frac{n_{eff}}{Z_0} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{n_{eff} Z_0 n_{cl}^2 \zeta_0^2}{n_{co}^4} \right) (R + \tilde{R}) + \left(1 + \frac{n_{eff}^2}{n_{cl}^2} \right) F_2^2 \text{Im}(G_2) (Q - \tilde{Q}) + \left(1 + \frac{n_{eff}^2}{n_{cl}^2} \right) \frac{n_{cl}^2}{n_{co}^2 u_2^2} \right. \\ \left. \times \text{Im}(\zeta_0) (R - \tilde{R}) - \left(1 + \frac{n_{eff}^2}{n_{cl}^2} \right) \left[\frac{n_{cl}^2 \text{Im}(\zeta_0)}{n_{co}^2 u_2} F_2 + \frac{1}{u_2} \text{Im}(G_2) \right] (S - \tilde{S}) + \frac{2n_{eff}}{u_2} \right. \\ \left. \left(\frac{Z_0 \zeta_0}{n_{co}^2} G_2 - \frac{1}{Z_0} F_2 \right) (S + \tilde{S}) \right\} \quad (\text{A.4})$$

As novas variáveis utilizadas na equação anterior ($Q, \tilde{Q}, R, \tilde{R}, S$ e \tilde{S}) são definidos da seguinte forma [17]:

$$Q \equiv \theta_J N_1^2(u_2 a_{co}) + \theta_N J_1^2(u_2 a_{co}) - 2\theta_{JN} J_1(u_2 a_{co}) N_1(u_2 a_{co}) \quad (\text{A.5})$$

$$\tilde{Q} \equiv \tilde{\theta}_J N_1^2(u_2 a_{co}) + \tilde{\theta}_N J_1^2(u_2 a_{co}) - 2\tilde{\theta}_{JN} J_1(u_2 a_{co}) N_1(u_2 a_{co}) \quad (\text{A.6})$$

$$R \equiv \frac{1}{4} \theta_J [N_2(u_2 a_{co}) - N_0(u_2 a_{co})]^2 + \frac{1}{4} \theta_N [J_2(u_2 a_{co}) - J_0(u_2 a_{co})]^2 - \frac{1}{2} \theta_{JN} [N_2(u_2 a_{co}) - N_0(u_2 a_{co})][J_2(u_2 a_{co}) - J_0(u_2 a_{co})] \quad (\text{A.7})$$

$$\tilde{R} \equiv \frac{1}{4} \tilde{\theta}_J [N_2(u_2 a_{co}) - N_0(u_2 a_{co})]^2 + \frac{1}{4} \tilde{\theta}_N [J_2(u_2 a_{co}) - J_0(u_2 a_{co})]^2 - \frac{1}{2} \tilde{\theta}_{JN} [N_2(u_2 a_{co}) - N_0(u_2 a_{co})][J_2(u_2 a_{co}) - J_0(u_2 a_{co})] \quad (\text{A.8})$$

$$S \equiv \frac{1}{2} \theta_J N_1(u_2 a_{co}) [N_0(u_2 a_{co}) - N_2(u_2 a_{co})] + \frac{1}{2} \theta_J J_1(u_2 a_{co}) [J_0(u_2 a_{co}) - J_2(u_2 a_{co})] - \frac{1}{2} \theta_{JN} \{N_1(u_2 a_{co}) [J_0(u_2 a_{co}) - J_2(u_2 a_{co})] + J_1(u_2 a_{co}) [N_0(u_2 a_{co}) - N_2(u_2 a_{co})]\} \quad (\text{A.9})$$

$$\tilde{S} \equiv \frac{1}{2} \tilde{\theta}_J N_1(u_2 a_{co}) [N_0(u_2 a_{co}) - N_2(u_2 a_{co})] + \frac{1}{2} \tilde{\theta}_J J_1(u_2 a_{co}) [J_0(u_2 a_{co}) - J_2(u_2 a_{co})] - \frac{1}{2} \tilde{\theta}_{JN} \{N_1(u_2 a_{co}) [J_0(u_2 a_{co}) - J_2(u_2 a_{co})] + J_1(u_2 a_{co}) [N_0(u_2 a_{co}) - N_2(u_2 a_{co})]\} \quad (\text{A.10})$$

em que [17]:

$$\theta_J \equiv a_{cl}^2 [J_2^2(u_2 a_{cl}) - J_1(u_2 a_{cl}) J_3(u_2 a_{cl})] - a_{co}^2 [J_2^2(u_2 a_{co}) - J_1(u_2 a_{co}) J_3(u_2 a_{co})] \quad (\text{A.11})$$

$$\theta_N \equiv a_{cl}^2 [N_2^2(u_2 a_{cl}) - N_1(u_2 a_{cl}) N_3(u_2 a_{cl})] - a_{co}^2 [N_2^2(u_2 a_{co}) - N_1(u_2 a_{co}) N_3(u_2 a_{co})] \quad (\text{A.12})$$

$$\begin{aligned} \theta_{JN} \equiv & a_{cl}^2 \left\{ J_2(u_2 a_{cl}) N_2(u_2 a_{cl}) - \frac{1}{2} [J_1(u_2 a_{cl}) N_3(u_2 a_{cl}) + J_3(u_2 a_{cl}) N_1(u_2 a_{cl})] \right\} \\ & - a_{co}^2 \times \left\{ J_2(u_2 a_{co}) N_2(u_2 a_{co}) - \frac{1}{2} [J_1(u_2 a_{co}) N_3(u_2 a_{co}) + J_3(u_2 a_{co}) N_1(u_2 a_{co})] \right\} \end{aligned} \quad (A.13)$$

$$\tilde{\theta}_J \equiv a_{cl}^2 [J_2^2(u_2 a_{cl}) + J_1^2(u_2 a_{cl})] - a_{co}^2 [J_2^2(u_2 a_{co}) + J_1^2(u_2 a_{co})] \quad (A.14)$$

$$\tilde{\theta}_N \equiv a_{cl}^2 [N_2^2(u_2 a_{cl}) + N_1^2(u_2 a_{cl})] - a_{co}^2 [N_2^2(u_2 a_{co}) + N_1^2(u_2 a_{co})] \quad (A.15)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\theta}_{JN} \equiv & a_{cl}^2 [J_0(u_2 a_{cl}) N_0(u_2 a_{cl}) + J_1(u_2 a_{cl}) N_1(u_2 a_{cl})] \\ & - a_{co}^2 [J_0(u_2 a_{co}) N_0(u_2 a_{co}) + J_1(u_2 a_{co}) N_1(u_2 a_{co})] \end{aligned} \quad (A.16)$$

Finalmente, a potência no exterior da fibra ($r \geq a_{cl}$) é dada por [17]:

$$\begin{aligned} P_3 = & (E_{1m}^{(cl)})^2 \frac{\pi^3 a_{co}^2 a_{cl}^2 u_1^4 u_2^4 J_1^2(u_1 a_{co})}{16 \omega_3^2 K_1^2(\omega_3 a_{cl})} \\ & \times \left\{ \left[\frac{n_{eff} Z_0}{n_{ext}^2} G_3^2 - \frac{n_{eff}}{Z_0} F_3^2 - \left(1 + \frac{n_{eff}^2}{n_{ext}^2} \right) F_3 \operatorname{Im}(G_3) \right] [K_2^2(\omega_3 a_{cl}) - K_1(\omega_3 a_{cl}) K_3(\omega_3 a_{cl})] \right. \\ & \left. + \left[\frac{n_{eff} Z_0}{n_{ext}^2} G_3^2 - \frac{n_{eff}}{Z_0} F_3^2 + \left(1 + \frac{n_{eff}^2}{n_{ext}^2} \right) F_3 \operatorname{Im}(G_3) \right] [K_0^2(\omega_3 a_{cl}) - K_1^2(\omega_3 a_{cl})] \right\} \end{aligned} \quad (A.17)$$

Substituindo na equação A.1 os parâmetros P_1 , P_2 e P_3 pelas equações A.3, A.4 e A.17, é possível obter o valor da constante de normalização $E_{1m}^{(cl)}$.

Apêndice B

Introdução: Neste apêndice apresenta-se as interfaces que realizam a interacção entre um utilizador e o processo

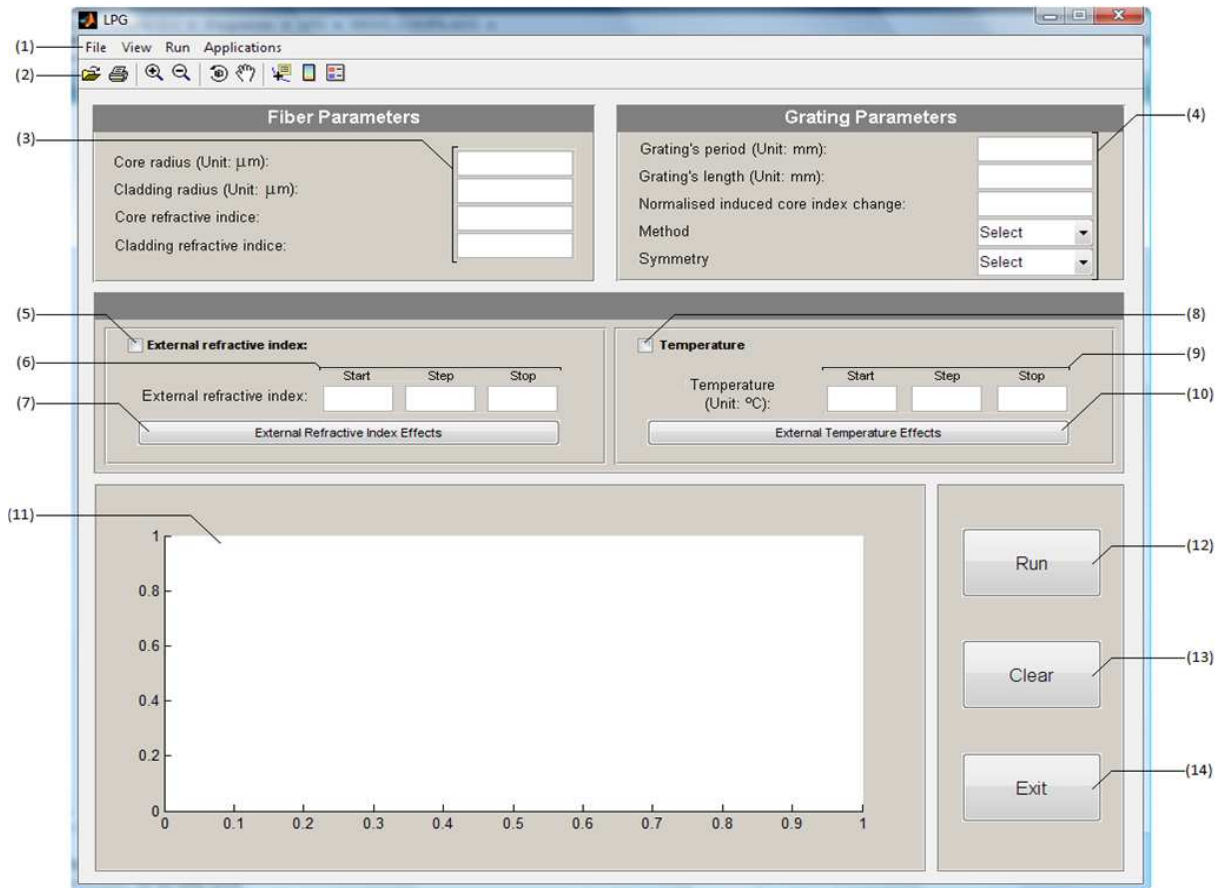


Figura B.1. Interface principal: LPG

Legenda

- (1) Barra de menus (nesta barra encontram-se os botões para aceder às interfaces secundárias)
- (2) Barra de ferramentas.
- (3) Campo para a inserção dos parâmetros da fibra.
- (4) Campo para a inserção dos parâmetros da LPG.
- (5) Seleccionar para o estudo do comportamento do espectro em relação à variação do índice de refacção exterior.
- (6) Campo para inserção do intervalo de índices de refacção exteriores em estudo.
- (7) Botão para aceder à interface que realiza a representação gráfica do desvio do λ_{res}^m perante variações do índice de refacção externo.
- (8) Seleccionar para o estudo do comportamento do espectro em relação à variação da temperatura.
- (9) Campo para a inserção do intervalo de temperatura em estudo.
- (10) Botão para aceder à interface que realizar a representação gráfica do desvio do λ_{res}^m perante variações de temperatura.
- (11) Campo para o resultado da representação gráfica do espectro de transmissão da LPG.
- (12) Botão para executar a simulação.
- (13) Botão para limpar todos os campos.
- (14) Botão para sair do programa.

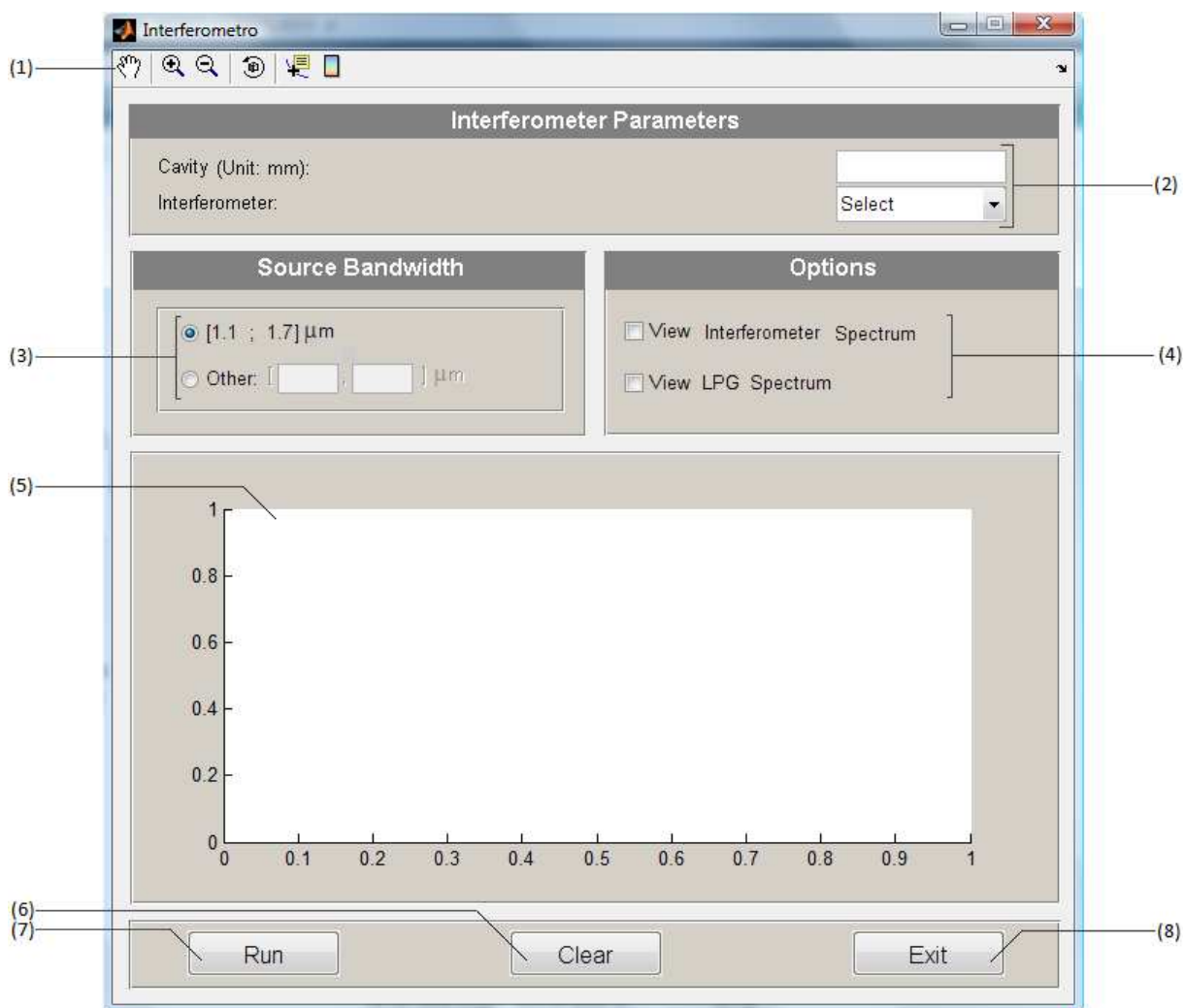


Figura B.2. Interface secundária: Interferómetro

Legenda

- (1) Barra de ferramentas.
- (2) Campo para a inserção dos parâmetros do interferómetro.
- (3) Opção para seleccionar a largura de banda da fonte óptica.
- (4) Opções.
- (5) Campo para o resultado da representação gráfica do espectro de transmissão do interferómetro e/ou LPG.
- (6) Executar a simulação.
- (7) Limpar todos os campos da interface.
- (8) Sair desta janela.

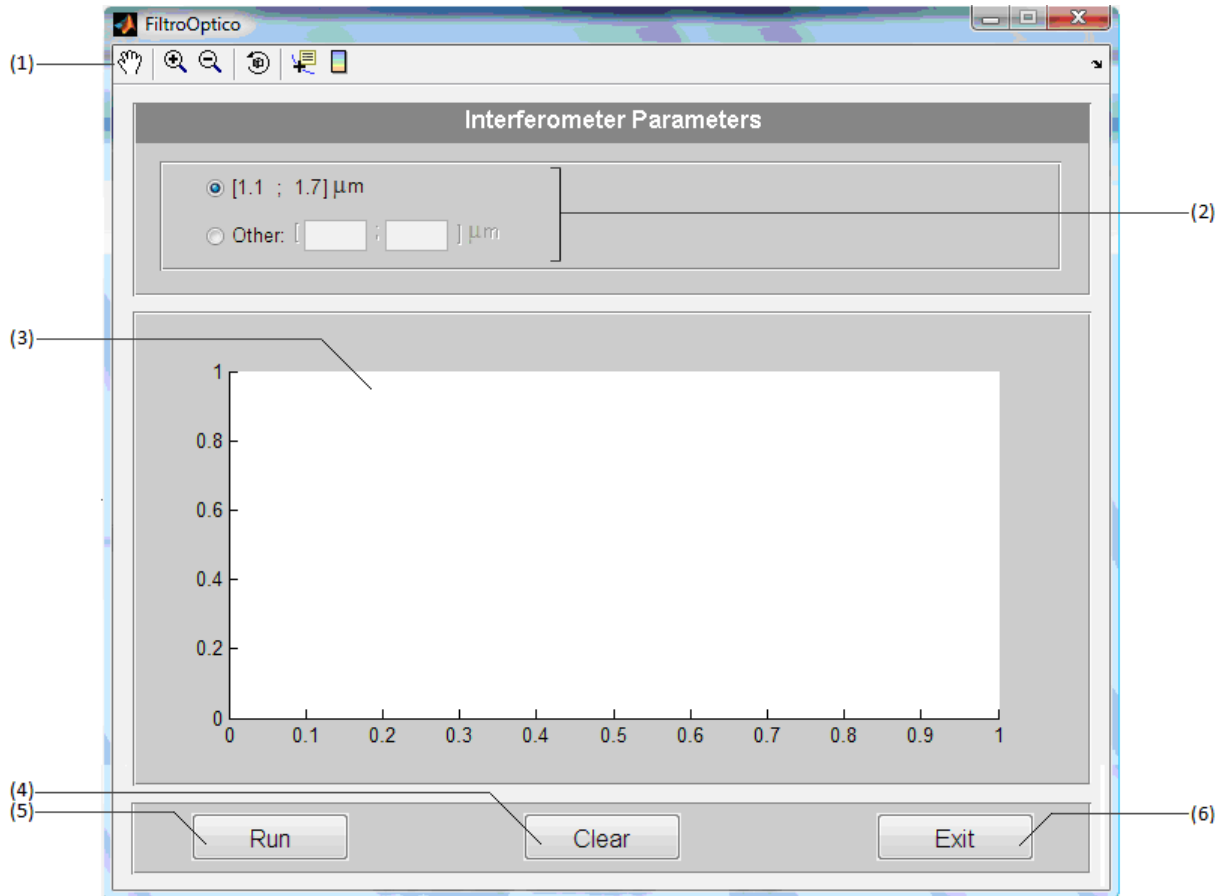


Figura B.3. Interface secundária: Filtro óptico

Legenda

- (1) Barra de ferramentas.
- (2) Opção para seleccionar a largura de banda da fonte óptica.
- (3) Campo para o resultado da representação gráfica do espectro de transmissão do filtro óptico.
- (4) Limpar todos os campos da interface.
- (5) Executar a simulação.
- (6) Sair desta janela.

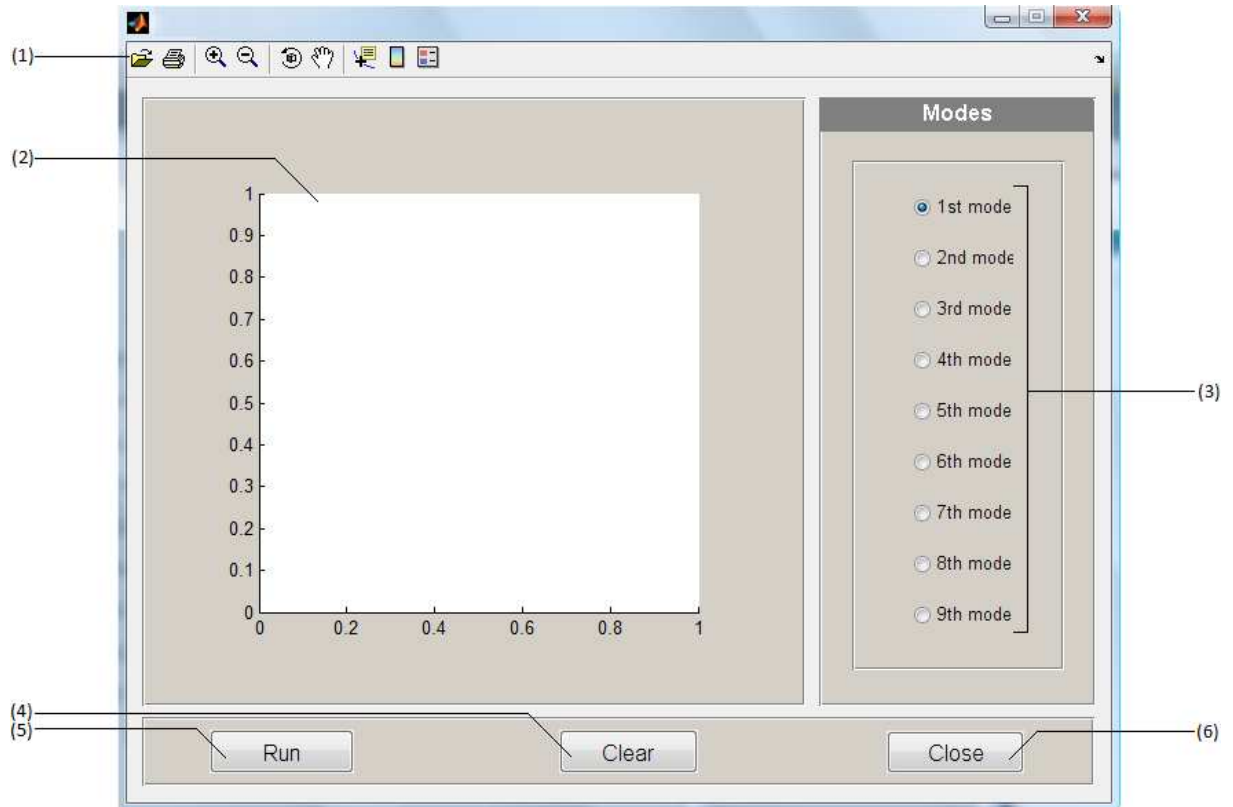


Figura B.4. Interface secundária: Deslocamento do comprimento de onda ressonante perante variações de parâmetros externos.

Legenda

- (1) Barra de ferramentas.
- (2) Campo para o resultado da representação gráfica.
- (3) Selecção do modo.
- (4) Limpar todos os campos da interface.
- (5) Executar a simulação.
- (6) Sair desta janela.

Referências

1. K. O. Hill, Y.F., D.C. Johnson, B.S. Kawasaki, *Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication*. Appl. Phys. Lett 1978. **32**.
2. G. Meltz, W.W.M., W.H. Glenn, *Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method*. Opt. Lett, 1989. **14**.
3. P.J. Lemaire, R.M.A., V. Mizrahi, W.A. Rced, *High pressure H₂ loading as a technique for achieving ultrahigh UV photosensitivity and thermal sensitivity in GeO₂ doped optical fibres*. IEEE Electronics letters, 1993. **29**.
4. Vengsarkar, A.M., et al., *Long-period fiber gratings as band-rejection filters*. Journal of Lightwave Technology, 1996. **14**(1): p. 58-65.
5. Bhatia. V, V.A.M., *Optical fiber long-period grating sensors*. Optics Letters, 1996. **21**.
6. Marcuse, D., *Theory of Dielectric Optical Waveguide*. 1974, Holmdel, New Jersey: Academic Press, Inc.
7. Erdogan, T., *Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters*. Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision, 1997. **14**(8): p. 1760-1773.
8. Erdogan, T., *Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters:errata*. Journal of the Optical Society of America a-Optics Image Science and Vision, 2000. **17**(11): p. 2113.
9. Falate, R., *Redes de período longo fabricadas com arco eléctrico como sensores de parâmetros físico-químicos*. 2006, Universidade Tecnológica Federal de Paraná: Brasil.
10. S. A. Vasiliev, E.M.D., K.M. Golant, O.I. Medvedkov, A.L. Tomashuk, V.I. Karpov, M.V. Grekov, A.S. Kurkov, B. Leconte, P.Niay, *Performance of Bragg and Long-Period Gratings Written in N- and Ge-Doped Silica Fibers under γ -Radiation*. IEEE Transactions on Nuclear Science 1998. **45**.
11. Savin, S., et al., *Tunable mechanically induced long-period fiber gratings*. Optics Letters, 2000. **25**(10): p. 710-712.
12. C. Narayanan, H.M.P., A.M. Vengsarkar, *Band-rejection fibre filter using periodic core deformation*. IEEE Photonics Tecnology Letters, 1997. **33**.
13. Palai, P., et al., *Characterization of long period gratings fabricated using electric discharge*. Optics Communications, 2001. **193**(1-6): p. 181-185.
14. O. Duhem, M.D., *Effect of UV-induced birefringence on long-period-grating coupling characteristics*. IEEE Photonics Tecnology Letters, 2000. **36**.
15. Jang, J.N., et al., *Effects of hydrogen molecule diffusion on LP_{0m} mode coupling of long-period gratings*. Journal of Non-Crystalline Solids, 1999. **259**: p. 156-164.
16. Zhang, L., et al., *Design and realization of long-period grating devices in conventional and high birefringence fibers and their novel applications as fiber-optic load sensors*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1999. **5**(5): p. 1373-1378.
17. Rego, G.M., *Arc-Induced Long-Period Fibre Gratings. Fabrication and Their Applications in Optical Communications and Sensing in Department of Electrical and Computer Engineering*. 2005, Faculty of Engineering, University of Porto, Porto.

18. Falate, R., *Produção e caracterização de redes de período longo para aplicações em sensoriamento*. 2002, Centro Federal de educação tecnológica do Paraná. CEFET-PR. : Brasil.
19. Vengsarkar A. M., P.H.J., Williams G. M., Kersey A. D., Pedrazzani J. R., *Hybrid Fiber Bragg Grating/ Long Period Fiber Grating Sensor for Strain/Temperature Discrimination*. IEEE Photonics Technology Letters, 1996. **8**.
20. Allsop, T., et al., *A high sensitivity refractometer based upon a long period grating Mach-Zehnder interferometer*. Review of Scientific Instruments, 2002. **73**(4): p. 1702-1705.
21. Swart, P.L., *Long-period grating Michelson refractometric sensor*. Measurement Science & Technology, 2004. **15**(8): p. 1576-1580.
22. Starodubov, D.S., V. Grubsky, and J. Feinberg, *All-fiber bandpass filter with adjustable transmission using cladding-mode coupling*. IEEE Photonics Technology Letters, 1998. **10**(11): p. 1590-1592.
23. Photonics, A., *ApolloFiber*. 2003, Apollo Photonics: Canada.
24. Azevedo, J.A.R., *Radiação e Propagação*. 2005, Universidade da Madeira, Departamento de Matemática e Engenharia, Funchal.
25. Frenkel, J., *Princípios de Electrodinâmica Clássica*. 2005, EdUSP: Brasil.
26. Riveira, V.A.G., *Fabricação e Caracterização de Guias de onda para amplificadores ópticos Curtos com vidros Germano-Teluritos*, in *Departamento de Electrónica Quântica, Laboratórios de Novos Materiais de Vítreos*. 2005, Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física Gleb Wataghin: Brasil.
27. Mendes, C.J.E.S., *Estruturas sensoras em fibra óptica para monitorização ambiental baseado em redes de período longo*, in *Departamento de Física*. 2007, Faculdade de sensoras, Monitorização de Porto: Porto.
28. Sachs, A.C., *Conceitos utilizados na comunicação óptica numa visão cronológica do desenvolvimento da tecnologia* in *Ciência & Ensino*. 2006: Brasil.
29. Kamikawachi, R.C., *Dispositivos Sensores em fibra para uso em refratometria*, J.L. Fabris, Editor. 2007, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, Campus Curitiba: Brasil.
30. Federico C. Freitas, C.K.S., *Emprego de Técnicas de microfabricação de Silício na Fabricação de Sensores baseados em fibras ópticas*. 2005, UFPR/TN, Departamento de Física: Brasil.
31. Freitas, F.C., *Emprego de Técnicas de Microfabricação de Silício na Fabricação de Sensores Baseados em Fibras ópticas*, in *Departamento de Física*. 2005, UFPR: Brasil.
32. Klemba, F., *Sensores Ópticos a Fibra aplicados à área de petróleo*. 2005, Universidade Tecnológica Federal do Paraná: Brasil.
33. Brakel, A.V., *Sensing characteristics of an optical fibre long-period grating Michelson refractometer*, in *Faculty of engineering*. 2004, Rand Afrikaans University: Africa.
34. Changgui L., Y.C., *Fiber Bragg Grating Spectra in Multimode Optical Fibers*. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2006. **24**.
35. T. Mizunami, T.V.D., Tsutomu Niiho, Sanjay Gupta, *Bragg Gratings in Multimode and Few-Mode Optical Fibers*. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2000. **18**.
36. R. Falate, M.C.F., M. Müller, H. J. Kalinowski, J. L. Fabris. *Produção e Caracterização de Redes de Longo Período Gravadas com Arco Elétrico*. in *Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná*. Curitiba - Paraná.

37. Keiser, G., *Optical Fiber Communications*. Second Edition, ed. I. Edition. 1991: McGraw-Hill.
38. Gloge, D., *Weakly Guiding Fibers*. Applied Optics, 1971. **10**.
39. Gloge, D., *Dispersion in Weakly Guiding Fibers*. Applied Optics, 1971. **10**(11).
40. Singh, R., H. Kumar, and E.K. Sharma, *Design of long-period gratings: Necessity of a three-layer fiber geometry for cladding mode characteristics*. Microwave and Optical Technology Letters, 2003. **37**(1): p. 45-49.
41. Allan W. Snyder, J.D.L., ed. *Optical Waveguide Theory*. ed. A.N.U. Institute of Advanced Studies, Canberra, Australia. 1983, Kluwer Academic Publishers: Boston/Dordrecht/London.
42. Baptista, J.M., *Comunicações ópticas*, in *Apontamentos*. 2006, Departamento de Matematica e Engenharia, Universidade da Madeira Funchal.
43. Pires, P.S.M., *Análise da dispersão em fibras ópticas monomodais com perfil de índice de refração em degrau sem uso de expressões assintóticas*, in *Faculdade de Engenharia Estadual de Campinas*. 1980, UNICAMP. : Brasil.
44. Chiang, K.S., et al., *Analysis of etched of long period fiber gratings by etching the fiber's cladding*. Optics Communications, 2001. **197**.
45. M. Miyagi, S.N., *An approximate formula for describing dispersion properties of optical dielectric slab and fiber waveguides*. 1978, Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University: Sendai, Japan. .
46. J. C. C. Silva, C.M., B. W. Diesel, J. L. Fabris, H. J. Kalinowski, N. Goothoff, J. Canning. *Termômetro de alta temperatura (0-400°C) baseado em redes de Bragg em fibr óptica para aplicação no sector de petróleo*. in *III Seminário Nacional de Controle e Automação*. 2006.
47. Shu, X.W., L. Zhang, and I. Bennion, *Sensitivity characteristics of long-period fiber gratings*. Journal of Lightwave Technology, 2002. **20**(2): p. 255-266.
48. W. He, W.S., P. Cai, A. Ye *Applications of acrylate-based polymer and silicone resin on LPFG-based devices*. 2002, Department of Instrumentation Engineering, Shanghai Jiao Tong University Shanghai.
49. Zhang, A.P., Z.G. Guan, and S.L. He, *Optical low-coherence reflectometry based on long-period grating Mach-Zehnder interferometers*. Applied Optics, 2006. **45**(22): p. 5733-5739.
50. Furtak, M.V.K.T.E., *Optics*, ed. Second. 1986, United States of America.
51. Erdogan, T., *Fiber grating spectra*. Journal of Lightwave Technology, 1997. **15**(8): p. 1277-1294.
52. Kashyap, R., *Fiber Bragg Gratings*. Optics and Photonics Series. 1999, San Diego: Academic Press.
53. Metas&MetrólogosAsociados, *Metrología de Refracción*. 2008: Cd. Guzmán, México.