



Universidade de Aveiro Departamento de Física
Ano 2017/2018

**Joana da Costa
Martins**

**Sensores de microcavidade Fabry-Pérot baseada no
efeito de fusível**



**Joana da Costa
Martins**

**Sensores de microcavidade Fabry-Pérot baseada no
efeito de fusível**

Dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Física, realizada sob a orientação científica da Doutora Maria Rute de Amorim e Sá Ferreira André, Professora Associada com Agregação e do Doutor Paulo Fernando da Costa Antunes, Investigador Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro.

Este trabalho foi realizado no âmbito do projeto CICECO - Instituto de Materiais de Aveiro CTM/50011 (POCI-01-0145-FEDER-007679), Laboratório Associado da Universidade de Aveiro e do Instituto de Telecomunicações (UID/EEA/50008/2013), cofinanciados pela Fundação para a Ciência e Tecnologia/MCTES.

o júri

presidente

Professor Doutor Manuel Almeida Valente

Professor Associado do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

Professor Doutor Manuel Filipe Pereira da Cunha Martins Costa

Professor Auxiliar do Departamento de Física da Universidade do Minho

Doutor Paulo Fernando da Costa Antunes

Investigador Auxiliar do Departamento de Física da Universidade de Aveiro

agradecimentos

Em primeiro lugar gostaria de agradecer aos meus orientadores, a Professora Doutora Maria Rute de Amorim e Sá Ferreira André e o Doutor Paulo Fernando da Costa Antunes, por toda a ajuda e paciência durante este percurso e ao Professor Doutor Paulo Sérgio de Brito André pelo seu apoio e cooperação.

Gostaria ainda de agradecer ao Instituto de Nanoestruturas, Nanomodelação e Nanofabricação, ao Departamento de Física da Universidade de Aveiro, ao CICECO - Instituto de Materiais de Aveiro e ao Instituto de Telecomunicações – Pólo de Aveiro, pelo modo como me acolheram e proporcionaram as condições para realizar este trabalho.

Deixo um agradecimento especial ao Mestre Camilo Rodriguez, por toda a ajuda e boa companhia durante o tempo no laboratório.

Agradeço, também, à Doutora Maria de Fátima Domingues e Doutora Nélia Alberto, pelo acompanhamento no primeiro contacto com o trabalho e aos colegas do laboratório que me receberam sempre com boa disposição e prestabilidade.

Gostaria ainda de agradecer a todos os colegas e amigos que me acompanharam durante estes cinco anos e deixar um agradecimento especial à Ana Cristina, Ana Luís, Catarina, Lara, Nicole e Rita, por todo o cuidado e carinho.

Por fim, agradeço aos meus pais e irmão, por tudo.

palavras-chave

sensores óticos, sensores interferométricos Fabry-Pérot, microcavidades, efeito de fusível, sensor de pressão

resumo

Neste trabalho é proposto um sensor de pressão para medição de nível de líquido. A produção do sensor emprega fibra ótica monomodo, de sílica, com microcavidades óticas resultantes do efeito de fusível, reduzindo o custo do sensor, comparativamente aos reportados na literatura.

O sensor de pressão é testado em duas configurações diferentes, apresentando sensibilidades de $1,83 \pm 0,08$ pm/mm e $4,7 \pm 0,1$ pm/mm, comparáveis com alguns dos sensores de nível em fibra ótica reportados na literatura. Tendo em conta a resolução dos equipamentos de interrogação atuais (< 1 pm) a resolução obtida na medida de nível de líquidos com este sensor é inferior a 0,25 mm. Com a configuração apresentada, o sensor é móvel, leve e resistente a ambientes agressivos, imune a interferências eletromagnéticas, não faz uso de correntes elétricas no ponto de medida e apresenta um sistema de compensação térmica.

Com um desempenho semelhante aos sensores reportados anteriormente, do mesmo tipo, este sensor, com um custo de produção significativamente inferior, apresenta-se como uma solução com potencial de aplicação em diversas áreas, tais como a exploração, produção e controle de combustíveis (especialmente os explosivos), entre outras.

keywords

fiber-optic sensors, interferometric Fabry-Pérot sensors, microcavities, fuse effect, pressure sensor

abstract

In this work, a pressure sensor for liquid level measurement is proposed. The production of the sensor employs single-mode silica fiber with optical microcavities resulting from the fuse effect, reducing the cost of the sensor, compared to those reported in the literature.

The pressure sensor is tested in two different configurations, with sensitivities of 1.83 ± 0.08 pm / mm and 4.7 ± 0.1 pm / mm, comparable to some of the fiber-optic level sensors reported in the literature. Taking into account the resolution of the current interrogation equipment (<1 pm) the resolution obtained at the liquid level measurement with this sensor is less than 0.25 mm. With the configuration presented, the sensor is mobile, light and resistant to harsh environments, immune to electromagnetic interference, does not make use of electrical currents at the measurement point and presents a thermal compensation system.

With a similar performance to previously reported sensors of the same type, this sensor, with a significantly lower cost of production, is a solution with potential application in several areas, such as the exploration, production and control of fuels (especially explosive), among others.

Índice

1.	Introdução.....	1
1.1	Motivação.....	2
1.2	Contribuições originais do trabalho	3
1.3	Organização do documento	3
2.	Estado da arte	5
2.1	Técnicas de produção de sensores intrínsecos	6
3.	Princípios Físicos.....	13
3.1	Interferência da radiação eletromagnética.....	13
3.1.1	Interferômetros em fibra ótica	14
3.2	Efeito fusível.....	17
4.	Desenvolvimento e caracterização dos sensores	19
4.1	Produção da cavidade interferométrica	19
4.2	Caracterização ótica das cavidades.....	22
4.3	Estudo da dependência com a temperatura.....	27
5.	Exemplo de aplicação: Sensor de pressão	29
5.1	Estudo da dependência com a temperatura.....	30
5.2	Medição do nível do líquido	31
6.	Estudo da relação da sensibilidade dos sensores com as suas dimensões.....	37
7.	Considerações finais.....	43
7.1	Conclusão	43
7.2	Trabalho futuro	43
8.	Referências.....	45

1. Introdução

Os sensores de fibra ótica têm vindo a revolucionar os sistemas de monitorização, desde o seu aparecimento, há mais de 40 anos. A sua presença nos mercados tem crescido gradualmente e num estudo realizado pela empresa de consultadoria *BCC Research*, as previsões apontam para que o consumo global de sensores de fibra ótica atinja valor de 3,2 mil milhões de dólares americanos, em 2021, a uma taxa de crescimento médio anual de 9,9 % no período 2016-2021 [1]. As aplicações da fibra ótica estão distribuídas por variadas áreas, tal como ilustra a Figura 1.1.

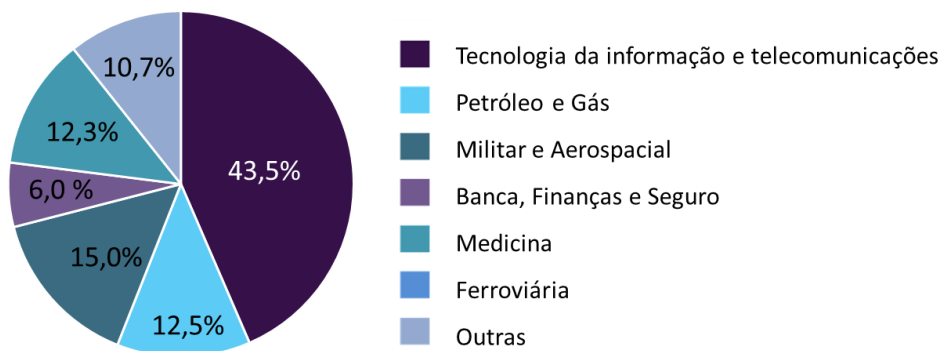


Figura 1.1 – Esquema ilustrando a distribuição da tecnologia de fibra ótica pelas diferentes áreas, no ano 2015 [2].

Atualmente, a área da tecnologia da informação e telecomunicações é a mais representativa no consumo global de fibra ótica, como se pode observar pela Figura 1.1. Tal, deve-se à crescente adoção da tecnologia de fibra ótica nos serviços de comunicação e de transmissão de dados de alta velocidade, tanto a curtas como longas distâncias [2].

Um sensor de fibra ótica define-se como um dispositivo de medida em que o parâmetro físico, químico ou biológico a ser medido – o mesurando – interage com o sinal ótico, guiado pela fibra ótica [3]. Neste sentido, o sensor de fibra ótica funciona como um modulador de sinal ótico, provocando alterações numa das suas propriedades: amplitude, fase, polarização ou comprimento de onda, que podem ser medidas em reflexão ou transmissão. Uma vez que estes parâmetros são, geralmente, independentes, é possível monitorizar o mesmo mesurando, através de diferentes esquemas. Acresce que, em alguns casos, também, é possível usar o mesmo esquema para medir parâmetros físicos distintos [4, 5].

O registo dos primeiros sensores de fibra ótica data os finais da década de 60, coincidindo com aparecimento da fibra ótica de reduzida atenuação [1,2]. Ainda que o desenvolvimento das fibras óticas tenha sido motivado pelas telecomunicações, a sua utilização como elemento sensor foi

imediatamente. Além da fibra, o laser foi, também, um grande contributo para a evolução dos sensores de fibra ótica [8].

Os sensores de fibra ótica apresentam vantagens sobre os sensores elétricos convencionais que justificam o investimento no seu desenvolvimento, tais como, o tamanho e peso reduzidos, a elevada sensibilidade, a possibilidade de multiplexagem, imunidade eletromagnética, não necessitam de energia elétrica no ponto de medida, biocompatíveis, possibilidade de monitorização a longas distâncias sem amplificação, entre outras [6–8]. Os sensores de fibra ótica podem ser divididos em extrínsecos ou intrínsecos, em função da sua construção. Nos sensores intrínsecos, o sinal ótico não sai do interior da fibra, sendo afetado pelo mesurando que atua no seu exterior, enquanto nos sensores extrínsecos, a fibra ótica apenas serve de guia do sinal ótico para o local de interação entre o mesurando e o sinal ótico, externo à fibra [3,9]. Devido à crescente complexidade e variedade de sensores, a sua categorização torna-se mais difícil. Além de extrínsecos e intrínsecos, os sensores podem ser divididos segundo diferentes características, tais como, sistemas de deteção, tipo de mesurando, esquemas de modulação ótica, entre outras [13]. Por exemplo, em função do seu princípio de funcionamento, os sensores de fibra ótica integram diferentes categorias: sensores baseados na intensidade, interferométricos, baseados em redes de Bragg, baseados no espalhamento *Raman* ou *Brillouin*, entre outros [8].

1.1 Motivação

A monitorização da pressão e/ou nível de um dado parâmetro físico (químico ou biológico) é muito importante em diversas áreas industriais, tais como, petroquímica, segurança, automóvel, e áreas científicas, como por exemplo, química e biomedicina entre outras [14]–[16]. Ao longo dos anos, foram desenvolvidas diferentes tecnologias capazes de detetar variações de pressão, entre as quais, se destacam as mais comuns, nomeadamente, as tecnologias baseadas nos princípios de resistividade e capacidade [15]. A primeira tecnologia baseia-se no efeito piezoresistivo, presente em alguns materiais, como por exemplo, no silício e germânio. Estes materiais revelam uma alteração de resistividade, quando é aplicada uma força ou pressão. A descoberta do efeito piezoresistivo no silício e germânio, em 1957, desencadeou a produção de sensores de pressão baseados em semicondutores [16]. Os sensores baseados no efeito capacitivo consistem, fundamentalmente, em condensadores, cuja capacidade depende da distância entre as suas placas constituintes. A aplicação de pressão numa das placas induz alteração da distância e, por sua vez, a capacidade [16]. Dadas as características da fibra ótica acima mencionadas, os sensores baseados em fibra ótica revelam-se uma alternativa mais vantajosa às tecnologias tradicionais na medição de pressão [16, 17].

Neste trabalho, pretende-se produzir um sensor de pressão intrínseco de Fabry-Pérot, de baixo custo. O método de produção da microcavidade de Fabry-Pérot consiste na fusão de duas fibras,

uma destruída pelo efeito de fusível e uma fibra padrão, utilizada em comunicações óticas. Além de simples, o processo revela-se menos dispendioso comparativamente com outros métodos reportados na literatura, que normalmente utilizam métodos de micromaquinação com laser de femtosegundo. Depois de produzido, o sensor de pressão é testado na medição de nível de líquido.

1.2 Contribuições originais do trabalho

Deste trabalho resultou um protótipo de um sensor de pressão para a medição de nível de líquido. Este sensor revela-se uma solução apropriada para usar em fundos de poços, furos petrolíferos, e reservatórios. O sensor é portátil, possibilitando a sua reutilização e os materiais constituintes (fibra ótica e PTFE) são resistentes a condições adversas de temperatura e ambientes mais agressivos.

1.3 Organização do documento

O documento encontra-se organizado em 7 capítulos principais, ao longo dos quais será apresentada uma análise dos sensores de fibra ótica, o seu enquadramento, e método de produção e caracterização dos sensores.

Neste capítulo, é apresentado o enquadramento geral dos sensores de fibra ótica, bem como as principais motivações para o trabalho. Também, se apresenta a estrutura do documento e as contribuições originais deste trabalho.

No capítulo 2, o estado da arte, é feito um enquadramento atual, relativamente às técnicas mais comuns de produção de cavidades de Fabry-Pérot em fibra ótica e relativamente às tecnologias existentes de sensores de pressão.

No capítulo 3 é realizada e apresentada uma breve abordagem teórica sobre a interferência eletromagnética nas configurações interferométricas.

No capítulo 4 apresenta-se o método de produção dos sensores de microcavidades de Fabry-Pérot e a sua caracterização em função da deformação.

No capítulo 5 descreve-se a produção de um sensor de pressão a partir das fibras com microcavidades, previamente caracterizadas. Neste capítulo, o sensor de pressão é testado para a medição de nível de líquido, em duas configurações diferentes.

No capítulo 6, procede-se ao estudo da relação da sensibilidade dos sensores com a dimensão da microcavidade, de modo a verificar qual o parâmetro físico que mais influencia a sensibilidade.

Por fim, no capítulo 7, reúnem-se as conclusões finais do trabalho e apresentam-se algumas sugestões para trabalho futuro.

2. Estado da arte

O primeiro sensor de fibra ótica, denominado por sensor fotónico (U.S. 03327584 atribuído a 27 de junho, 1967), foi patenteado em meados da década de 1960, ainda antes do aparecimento da primeira fibra ótica monomodo de reduzida atenuação (20-17 dB/km)[7]. Este é um sensor de deslocamento constituído por uma fibra bifurcada que deteta a variação da distância ao alvo, através da razão entre a intensidade da luz emitida e refletida. Como se pode observar na Figura 2.1, um dos elementos é responsável por guiar a luz emitida, por uma fonte externa, para o alvo e outro, guia a luz refletida para um fotodetetor [18,5,11].

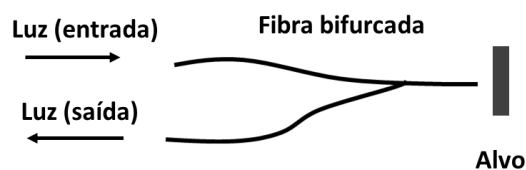


Figura 2.1 – Esquema do sensor fotónico. Retirado de [20].

O aparecimento da fibra ótica monomodo de reduzida atenuação, na década seguinte [7], possibilitou o desenvolvimento dos sensores interferométricos, que, em função da sua geometria, se dividem nas configurações Mach-Zehnder, Michelson, Fabry-Pérot e Sagnac [11]. O sensor de Fabry-Pérot destaca-se, entre os demais, pela sua geometria simples, consistindo apenas numa cavidade entre dois espelhos. Estes sensores são usados na medição de variados parâmetros físicos. Até à data, foram reportados sensores para medição de deformação [21], pressão [22], índice de refração [23], temperatura [24], campo magnético [25], curvatura [26] e humidade [27].

O primeiro sensor do tipo Fabry-Pérot, reportado em 1981, consistia numa configuração extrínseca, onde ambas as extremidades de uma fibra ótica monomodo eram posicionadas em frente a dois espelhos, formando a cavidade Fabry-Pérot. Um cilindro piezoelétrico associado à fibra ótica, provoca deformação nesta, alterando a dimensão da cavidade [28]. Em 1988, é reportado o primeiro sensor Fabry-Pérot intrínseco, cuja cavidade ressonante, uma secção de fibra ótica, é delimitada por dois espelhos no interior da fibra. Esta cavidade é formada através da fusão entre fibras óticas, com deposição de um filme de TiO_2 na extremidade de uma das fibras [29].

Dada a possibilidade de utilização de espelhos externos de alta refletividade, os sensores de Fabry-Pérot extrínsecos permitem a observação do sinal de interferência com elevada finesse (razão entre a faixa espectral livre e a largura a meia altura das ressonâncias de um ressonador ótico) e, conseqüentemente, maior razão sinal-ruído, além de exibirem uma construção fácil e de baixo custo. No entanto, a baixa eficiência de acoplamento, difícil alinhamento e encapsulamento dos sensores revelam ser problemas em várias aplicações [6,8]. Neste sentido, os sensores intrínsecos demonstram ser mais vantajosos, uma vez que a luz se propaga sempre dentro da fibra, evitando perdas de acoplamento e dificuldades no alinhamento [9].

2.1 Técnicas de produção de sensores intrínsecos

Na literatura estão reportadas diferentes técnicas de produção de cavidades dentro da fibra ótica, entre as quais se destaca o uso de redes de Bragg [30], fusão de fibras [31], corrosão química [32] e micromaquinação laser [33].

Com o desenvolvimento da tecnologia de produção de redes de Bragg em fibra ótica, a construção de sensores de Fabry-Pérot recorrendo a FBGs (do inglês, *Fiber Bragg Grating*) tornou-se viável. A sua configuração consiste na gravação, em fibra ótica, de duas redes de Bragg espaçadas de alguns milímetros (4-10 mm), tal como sugeriram Legoubin e colaboradores, em 1995 [30]. Mais tarde, Kaddu e colaboradores, criaram um sensor triplo de Fabry-Pérot para medição de temperatura, através da gravação de três redes de Bragg com comprimentos de onda de reflexão de 827, 829 e 831 nm [34].

O uso da maquinação laser para a criação de uma cavidade dentro da fibra ótica tem sido bastante reportado, nas últimas décadas [23], [35]–[37]. Neste processo, é usado um laser pulsado na escala do femtossegundo para a ablação de uma pequena camada de sílica com espessura e profundidade na ordem das dezenas de micrómetros. Na Figura 2.2 a) observa-se uma cavidade interferométrica resultante da ablação laser com 30 μm de dimensão, na direção longitudinal da fibra, e 72 μm de profundidade [35], [37]. Em 2007, Rao e colaboradores reportaram este método, pela primeira vez, e servindo-se de duas fibras distintas, fibra de cristal fotónico e fibra monomodo, e fabricou dois sensores de deformação. O sensor de Fabry-Pérot na fibra monomodo provou ser o mais sensível, apesar de apresentar uma amplitude de modulação espectral menor [35]. Em 2008, Wei e colaboradores exploraram a aplicação deste tipo de sensor, produzido por maquinação laser, para medição de temperatura e índice de refração de líquidos [23], [37]. Quando caracterizado em função da temperatura, o sensor registou uma baixa sensibilidade (0,074 pm/°C), mas uma elevada resistência térmica (1000 °C) [37]. Relativamente ao índice de refração, o sensor apresentou uma sensibilidade de 1163 nm/RIU [23].

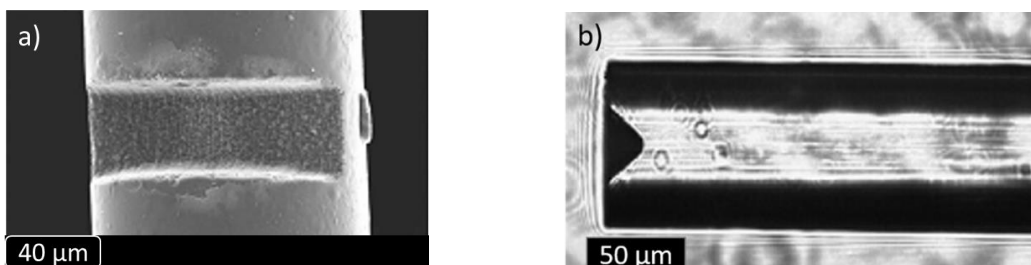


Figura 2.2 – Imagens microscópicas das cavidades Fabry-Pérot obtidas por a) maquinação laser e b) corrosão química. Retiradas de a) [37] e b) [32].

Sabendo que o ácido fluorídrico (HFA) é corrosivo para a sílica, é possível formar cavidades na fibra a partir da sua atuação química, e assim produzir sensores Fabry-Pérot. Ao submergir a extremidade clivada de uma fibra monomodo com núcleo dopado com germânio numa solução de HFA verifica-se que a taxa de corrosão do núcleo é maior do que aquela da bainha, formando uma cavidade cônica, representada na Figura 2.2 b). Tal, deve-se à diferente composição entre o núcleo e a bainha [22, 37]. V. R. Machavaram, em 2007, contruiu um sensor de deformação de microcavidade de Fabry-Pérot fundindo duas fibras com cavidades derivadas da corrosão química. Além do seu sensor, Machavaram sumarizou algumas técnicas de produção de sensores baseadas na corrosão química [32].

A fusão de fibras é uma das técnicas mais reportadas na literatura. Tome-se, como exemplo, o primeiro sensor de Fabry-Pérot intrínseco reportado, usado em diversas aplicações nos anos seguintes, tais como em sensores de temperatura, vibrações mecânicas, ondas acústicas e campos magnéticos [38, 39]. Esta técnica tornou-se mais comum nos últimos 20 anos, com o desenvolvimento da tecnologia e diminuição do custo do equipamento de fusão de fibras [40]. Frequentemente, estes procedimentos recorrem ao uso de fibras especiais para a obtenção da cavidade interferométrica.

Em 1995, Sirkis e colaboradores utilizaram uma secção de fibra de núcleo oco (HCF, do inglês *Hollow Core Fiber*) entre duas fibras monomodo (SMF, do inglês *Single Mode Fiber*) para a criação da cavidade ressonante num sensor de deformação. Nesta situação, as reflexões de Fresnel dão-se nas interfaces vidro/ar e vice-versa [41]. Em 2008, Shi e colaboradores desenvolveram um sensor de deformação semelhante, utilizando uma secção de fibra de hiato fotónico de núcleo oco (HCPBF, do inglês *Hollow Core Photonic Bandgap Fiber*) entre as fibras monomodo, tal como está representado na Figura 2.3 a). Este sensor apresentou uma sensibilidade de $1,55 \text{ pm}/\mu\text{e}$ e demonstrou ser insensível à temperatura e à curvatura [42]. Ambas as fibras, HCF e HCPBF, têm núcleo oco. No entanto, a diferença está na estrutura ao redor do núcleo; enquanto a HCF apresenta uma camada compacta de sílica, a HCPBF apresenta capilares microscópicos ocós integrados na sílica, paralelos ao núcleo, tal como se pode observar na Figura 2.3 b) [43].

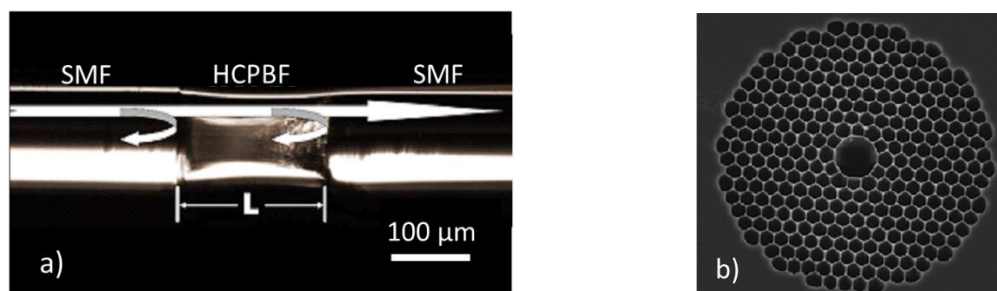


Figura 2.3 – Imagens microscópicas da a) cavidade Fabry-Pérot resultante da fusão de HCPBF entre duas SMF e b) secção transversal da fibra HCPBF. Imagens retiradas de [42].

Em 2011, Deng e colaboradores construíram um sensor de deformação Fabry-Pérot capaz de operar até temperaturas de $750 \text{ }^\circ\text{C}$. Neste caso, a cavidade interferométrica é formada através da

fusão de fibras padrão monomodo e fibra multimodo de cristal fotônico (MPCF, do inglês *Multimode Photonic Crystal Fiber*). Como a MPCF é caracterizada por capilares ocos, ao aplicar o arco de fusão na fibra, a temperatura supera o ponto de fusão colapsando os filamentos. Dada a rápida expansão dos gases dos filamentos, forma-se a cavidade. O sensor revelou uma sensibilidade à deformação $2,3 \text{ pm}/\mu\epsilon$ e uma resistência até $750 \text{ }^\circ\text{C}$ [44]. Com um processo semelhante, Favero e colaboradores produziram um sensor de deformação, utilizando fibra de cristal fotônico (PCF, do inglês *Photonic Crystal Fiber*) pressurizada com azoto puro, exibido na Figura 2.4 a). Este sensor, caracterizado por cavidades elipsoidais, registou uma sensibilidade de $10,3 \text{ pm}/\mu\epsilon$ [45]. Em 2012, Ferreira e colaboradores utilizaram uma secção de fibra de cristal fotônico de núcleo oco (HCR-PCF, do inglês *Hollow-Core Ring Photonic Crystal Fiber*) entre secções de fibra monomodo para produzir um sensor de deformação com uma sensibilidade de $15,4 \text{ pm}/\mu\epsilon$. Nesta situação, os filamentos da HCR-PCF não são colapsados [46].

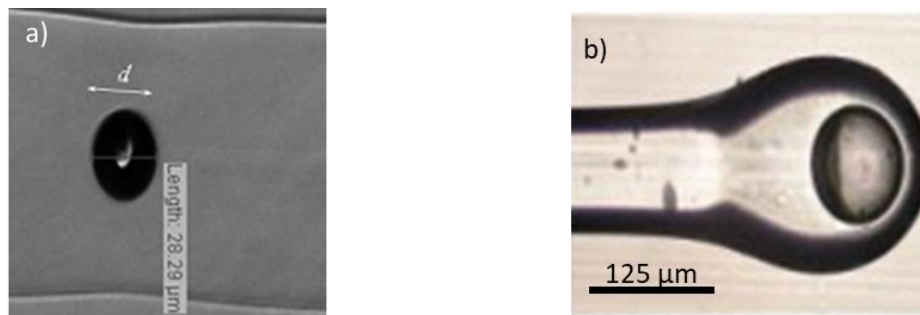


Figura 2.4 – Imagens microscópicas dos sensores de Fabry-Pérot resultantes a) da fusão de fibra de cristal fotônico com fibra monomodo [45] e b) da fusão de um capilar de sílica e fibra monomodo [47].

Em 2011, Ma e colaboradores desenvolveram um sensor de deformação transversal. Neste caso, após a fusão de um capilar de sílica e uma fibra monomodo, é aplicado um arco na zona do capilar de sílica, de modo a atingir o ponto de fusão e formar uma microsfera (oca) de sílica na extremidade da fibra, tal como se representa na Figura 2.4 b). Este sensor revela uma sensibilidade de $1,37 \text{ nm}/\text{N}$ [47]. Seguindo o mesmo método de produção, em 2017, Wu e colaboradores desenvolveram um sensor Fabry-Pérot caracterizado em função da sua deformação axial e transversal, nas quais se registaram, respetivamente, sensibilidades de $3,29 \text{ pm}/\mu\epsilon$ e $1,31 \text{ pm}/\text{N}$ [48].

Em 2014, Zhou e colaboradores reportaram um sensor para a medição simultânea de temperatura e deformação. O sensor é composto por duas cavidades de Fabry-Pérot encadeadas, tal como é apresentado na Figura 2.5 a). A partir da fusão entre uma fibra monomodo e um segmento de fibra de núcleo anelar (HACF, do inglês *Hollow Annular Core Fiber*) e posterior aplicação de arcos de fusão na seção da HACF, materializam-se duas cavidades: i) uma cavidade vazia, sensível à deformação e baixa sensibilidade à temperatura, e ii) uma cavidade mais longa de sílica, sensível à temperatura e baixa sensibilidade à deformação. Uma vez que ambas as cavidades apresentam diferentes comprimentos, no espetro os correspondentes máximos de interferência são visivelmente distintos, possibilitando a caracterização individual de cada cavidade [49].

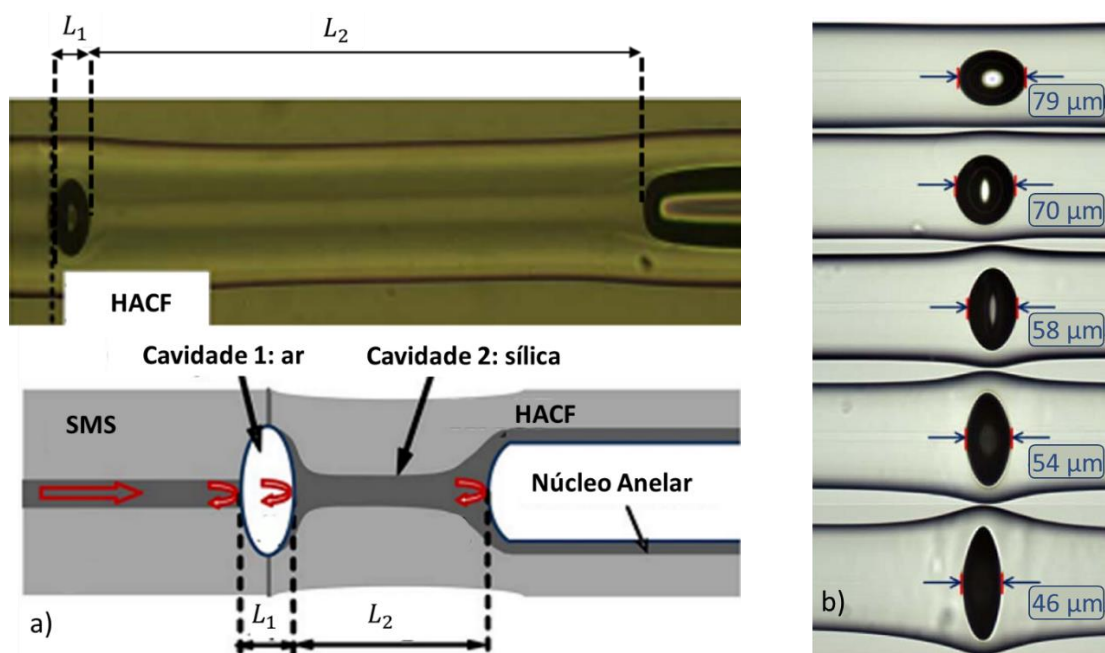


Figura 2.5 – Imagens microscópicas de microcavidades de Fabry-Pérot. a) Em cima, imagem microscópica de um sensor de deformação e temperatura composto por duas cavidades e, em baixo, a esquematização do sensor, onde L_1 e L_2 representam, respetivamente, a dimensão da cavidade de ar e de sílica. Adaptado de [49]. b) Imagens de 5 microcavidades de Fabry-Pérot resultantes da fusão de duas fibras monomodo. Retirado de [21].

Até agora, os métodos de produção de cavidades interferométricas apresentados recorrem ao uso de fibras especiais e, também, mais caras comparativamente com a fibra monomodo. Dessa forma, em 2012, Duan e colaboradores, demonstraram um procedimento que usa apenas fibras monomodo [50]. Antes da fusão, é aplicado um arco de pré-fusão na extremidade de uma fibra para que esta adquira uma forma hemisférica. Assim, a cavidade resulta da fusão de duas fibras com extremidades plana e hemisférica. Este método permitiu produzir um sensor com uma sensibilidade de $4 \text{ pm}/\mu\epsilon$ [50]. Em 2014 Liu e colaboradores, desenvolveram um procedimento semelhante ao anterior, onde ambas as fibras apresentam superfícies hemisféricas. Antes da fusão é depositado um líquido de acoplamento ótico nas extremidades das fibras para facilitar a formação da cavidade [21]. Com a aplicação de sucessivos arcos de fusão, os autores conseguiram manipular o tamanho das cavidades e a sua sensibilidade, alcançando um máximo de $43 \text{ pm}/\mu\epsilon$ [31]. Na Figura 2.5 b) são exibidas algumas das cavidades produzidas.

Em 2014, Antunes e colaboradores reportaram um método inovador para a produção de cavidades de Fabry-Pérot recorrendo ao uso de fibras danificadas pelo efeito de fusível, apresentando uma alternativa de baixo custo às técnicas existentes. Além disso, são evitadas certas inconveniências associadas aos demais métodos, tais como, o uso de químicos nocivos, a utilização de equipamento dispendioso, e procedimentos complexos.

Na Tabela 2.1 estão reunidos os sensores acima referenciados, os respetivos mesurandos, métodos de produção e sensibilidade.

Tabela 2.1 – Alguns sensores intrínsecos de Fabry-Pérot reportados, respetivos métodos de produção, mesurando e sensibilidade.

1º Autor	Método de produção	Mesurando	Sensibilidade	Ref.
Kaddu	Cavidade Fabry-Pérot entre FBG	Temperatura	211 nm/ °C	[34]
Rao	Maquinação laser	Deformação	0,006 nm/με	[35]
Wei	Maquinação Laser	Temperatura	0,0074 pm/°C	[37]
Wei	Maquinação laser	Índice de refração	1163nm/RIU	[23]
Machavaram	Corrosão química	Deformação	1,8 nm/ με *	[32]
Shi	Fusão de fibras HCPCF e SMF	Deformação	1,55 pm/με	[51]
Deng	Fusão de fibras MCPCF e SMF	Deformação	2,3 pm/με	[44]
Favero	Fusão de fibras HCR-PCF	Deformação	10,3 pm/με	[45]
Ferreira	Fusão de fibras HCR-PCF e SMF	Deformação	15,4 pm/με	[46]
Ma	Fusão de SMF e capilar de sílica	Deformação transversal	1,37 nm/N	[47]
Wu	Fusão de SMF e capilar de sílica	Deformação axial	3,29 pm/με	[48]
		Deformação transversal	1,31 nm/N	
Zhou	Fusão de SMF - HACF	Deformação axial	5,18 pm/ με	[49]
		Temperatura	13.4 pm/°C	
Duan	Fusão entre fibras monomodo	Deformação	4 pm/με	[50]
Liu	Fusão entre fibras monomodo	Deformação	43 pm/με	[52]

*sensibilidade medida pela variação da dimensão da cavidade em função da deformação aplicada na fibra. No caso dos restantes sensores, a sensibilidade é dada pelo desvio de comprimento de onda da modulação espectral em função da deformação aplicada na fibra.

Configurações de sensores de pressão de Fabry-Pérot

O sensor baseado em diafragma é o sensor de pressão de Fabry-Pérot mais comum [14], [22], [53]–[56]. Neste tipo de sensores, uma das superfícies refletoras da cavidade é o diafragma - um filme fino, muitas vezes de um material polímero. Assim, a pressão aplicada induz uma deformação no diafragma, alterando a dimensão da cavidade [57].

Em 2002, Cibula e colaboradores desenvolveram um sensor de pressão eficiente e de baixo custo, baseado em diafragma, para aplicações médicas. A cavidade do sensor é uma secção de fibra multimodo cujo núcleo foi removido, através de corrosão química e o diafragma é um filme de polímero depositado na sua extremidade, por deposição por imersão da fibra [53]. Em 2006, Wang e colaboradores produziram um sensor do mesmo tipo, mas com uma secção de HCF como cavidade. Este último sensor registou uma sensibilidade de 2,2 nm/psi [57].

A sensibilidade dos sensores baseados em diafragma depende da sua deformação que é condicionada pelo seu diâmetro e espessura [57]. Neste sentido, em 2005, Xu e colaboradores demonstraram que através da corrosão com HFA é possível controlar com exatidão a espessura de um diafragma de sílica, uma vez que o diâmetro é limitado pelo diâmetro da própria fibra ótica. Este sensor revelou uma sensibilidade de 3,98 nm/psi [55].

Na medição de certos parâmetros, a variação da temperatura pode representar um problema, devido à sensibilidade cruzada [6, 8]. De maneira a evitar incorreções, alguns autores apresentam sistemas de compensação térmica nos sensores de pressão Fabry-Pérot [55]. Tome-se como exemplo o sensor desenvolvido por Aref e colaboradores, para aplicações em fundos de poços. O sensor consiste no encapsulamento da fibra ótica numa estrutura mecânica, representada na Figura 2.6 a), que funciona como transdutor da pressão do fluido em deformação axial da fibra e apresenta compensação de temperatura. O sensor regista uma sensibilidade da deformação relativa da cavidade em função da variação de pressão de $2,75 \times 10^{-8}$ /kPa [58]. Em 2011, Yu e colaboradores desenvolveram um sensor de pressão baseado em diafragma multiplexado com uma FBG, para a monitorização de temperatura, permitindo medidas simultâneas de pressão e temperatura e, especialmente, possibilitando a obtenção de medidas de pressão exatas. O sensor registou uma sensibilidade na variação das dimensões da cavidade, em função da pressão, de 25,89 nm/kPa e foi testado em diferentes aplicações, nomeadamente, monitorização de um poço, deteção de ondas acústicas e deteção de gás [14].

Em 2014, Wang e colaboradores produziram um sensor de pressão, para a medição de nível de líquido, insensível à temperatura, esquematizado na Figura 2.6 b). Neste processo, o Fabry-Pérot não é hermeticamente fechado, evitando a deformação do diafragma derivada da expansão térmica do ar diminuindo a sensibilidade térmica cruzada. A sensibilidade é de, aproximadamente, 5,3 nm/kPa [56].

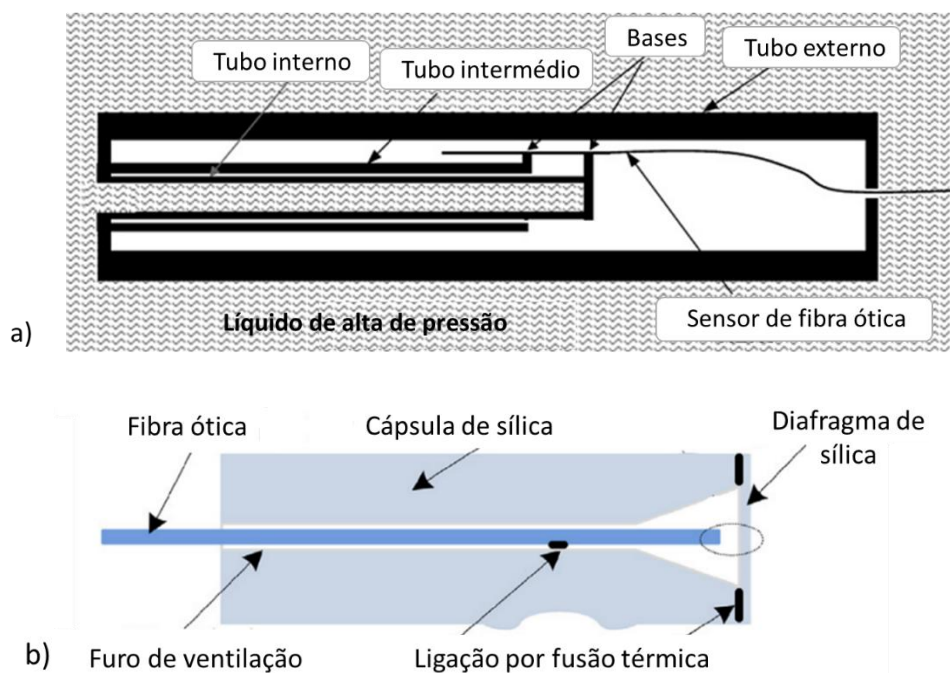


Figura 2.6 – Esquema das estruturas usadas nos sensores de pressão produzidos por a) Aref e colaboradores [58] e b) Wang e colaboradores [56] para mitigação do efeito da sensibilidade térmica cruzada.

Na Tabela 2.2 encontram-se reunidos os sensores Fabry-Pérot de pressão referidos acima, as respetivas sensibilidades e referências.

Tabela 2.2 - Sensores Fabry-Pérot de pressão referidos neste trabalho e as respetivas sensibilidades.

1º Autor	Sensibilidade	Referências
Wang	2,2 nm/psi=0,32 nm/kPa	[57]
Xu	3,98 nm/psi=0,58 nm/kPa	[59]
Aref	$2,75 \times 10^{-8} / \text{kPa}^{*1}$	[58]
Yu	25,89 nm/kPa	[14]
Wang	5,3 nm/kPa	[56]

*¹sensibilidade medida pela deformação relativa da cavidade em função da pressão. No caso dos restantes sensores, a sensibilidade é medida pela variação dimensão da cavidade em função da pressão.

3. Princípios Físicos

Fenómenos óticos de polarização, interferência e difração têm por base a sobreposição de duas ou mais ondas eletromagnéticas na mesma região do espaço [60]. Para entender a base do funcionamento de qualquer interferômetro, é necessário estudar o fenômeno de interferência da radiação eletromagnética. De seguida, apresenta-se o formalismo matemático relativo à interferência de ondas eletromagnéticas.

3.1 Interferência da radiação eletromagnética

Adotando a representação complexa da onda eletromagnética, definem-se duas ondas eletromagnéticas, \vec{E}_1 e \vec{E}_2 com igual frequência angular (ω) e número de onda (k), deslocando-se na mesma direção e sentido do seguinte modo:

$$\vec{E}_1 = E_{01} e^{i(\omega t - kx_1 + \gamma_1)} = E_{01} e^{i(\omega t + \phi_1)} \quad (3.1 \text{ a})$$

$$\vec{E}_2 = E_{02} e^{i(\omega t - kx_2 + \gamma_2)} = E_{02} e^{i(\omega t + \phi_2)} \quad (3.1 \text{ b})$$

onde γ_1 e γ_2 representam, respetivamente, as fases iniciais das ondas 1 e 2, x_1 e x_2 o percurso ótico e E_{01} e E_{02} a amplitude de onda e k o número de onda. Segundo o princípio de sobreposição, a perturbação resultante da sobreposição de ondas obtém-se através da soma vetorial das várias ondas constituintes. Assim, considerando a sobreposição de \vec{E}_1 e \vec{E}_2 , a onda eletromagnética total, \vec{E} , representa-se da seguinte forma:

$$\vec{E} = (E_{01} e^{i(\phi_1)} + E_{02} e^{i(\phi_2)}) e^{i\omega t} = E_0 e^{i\phi} e^{i\omega t}, \quad (3.2)$$

onde $E_0 e^{i\phi}$ representa a amplitude complexa de \vec{E} . Uma vez que o campo eletromagnético oscila com uma frequência muito elevada, a deteção do valor instantâneo do campo é impossível. Desta forma, os detetores atuais estimam o fluxo de energia média por unidade de área e por unidade de tempo – a irradiância. Sabendo que a irradiância, I , é proporcional ao quadrado da amplitude do campo elétrico, toma-se que:

$$I \propto |\vec{E}|^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^* = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\phi_2 - \phi_1) \quad (3.3)$$

Da equação (3.3) verifica-se que a irradiância da interferência de duas ondas eletromagnéticas integra um termo dependente da diferença de fase entre as duas ondas, conhecido como o termo de interferências. Deste modo, escreve-se:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\delta) \quad (3.4)$$

onde $\delta = \phi_2 - \phi_1$, I_1 e I_2 são as irradiâncias das ondas eletromagnéticas \vec{E}_1 e \vec{E}_2 , respetivamente. Quando as duas ondas interferentes se encontram em fase, a irradiância é máxima e estamos presentes uma situação de interferência construtiva. Caso estejam em oposição de fase, a interferência diz-se destrutiva. Uma vez que o valor de irradiância é dependente da fase, δ , as condições de interferência construtiva e destrutiva escrevem-se respetivamente:

$$\delta_{max} = 2m\pi, \quad m = 0,1,2,3 \dots \quad (3.5 \text{ a})$$

$$\delta_{min} = (2m + 1)\pi, \quad m = 0,1,2,3 \dots \quad (3.5 \text{ b})$$

Quando as duas ondas têm amplitudes iguais, $E_{01} = E_{02}$, a irradiância representa-se alternativamente:

$$I = 2I_0(1 + \cos(\delta)) = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \quad (3.6)$$

onde $I_0 = I_1 = I_2$, e I varia entre $I_{min} = 0$ e $I_{max} = 4I_0$ [60].

3.1.1 Interferómetros em fibra ótica

Quanto ao seu princípio de funcionamento, os interferómetros dividem-se em duas categorias: interferómetros de divisão da frente de onda e interferómetros de divisão de amplitude. Nos primeiros, as ondas secundárias interferentes advêm de partes distintas da mesma frente de onda primária, como é o caso da dupla fenda de Young. Nos segundos, a onda primária gera ondas secundárias iguais que se propagam por trajetórias distintas, e quando sobrepostas, interferem [60, 12]. Entre as configurações mais comuns deste tipo de interferómetros, encontram-se os interferómetros de Michelson, Mach-Zehnder e Fabry-Pérot.

Com o aparecimento da fibra ótica de reduzida atenuação, na década de 70, a inclusão desta nos sistemas interferométricos convencionais foi um passo óbvio, considerando as suas vantagens. Os sensores óticos interferométricos caracterizam-se pela sua configuração simples, elevada sensibilidade, estabilidade e fácil alinhamento [61].

Na Figura 3.1 está representada a aplicação das configurações Mach-Zehnder e Michelson em fibra ótica. Ambas as configurações são interferómetros de duas ondas e apresentam o mesmo princípio de funcionamento: divisão do sinal ótico em dois braços, o de referência e o de monitorização, que sofre efeito do mensurado, e a posterior interferência entre esses dois sinais. No entanto, na configuração Mach-Zehnder, a interferência é conseguida através de um acoplador, enquanto a configuração Michelson usa espelhos que refletem de volta os sinais óticos para os

braços. De um ponto de vista geométrico, o interferômetro de Mach-Zehnder funciona como a reflexão do interferômetro de Michelson.

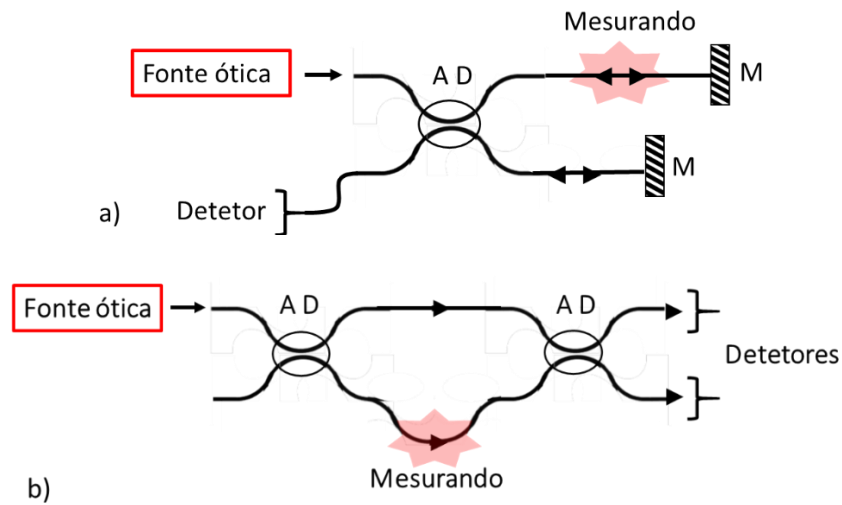


Figura 3.1 - Esquema, das configurações a) Michelson e b) Mach-Zehnder em fibra ótica, onde M representa os espelhos e AD os acopladores direcionais. Adaptadas de [62].

3.1.1.1 Cavityde de Fabry-Pérot

O interferômetro Fabry-Pérot que toma a forma de uma cavidade – cavidade Fabry-Pérot – é usualmente composto por duas superfícies refletoras, de refletividade R_1 e R_2 , paralelas e separadas por uma dada distância L , largura da cavidade, tal como está representado na Figura 3.2. Neste caso, o fenômeno de interferência deve-se à múltipla sobreposição dos raios refletidos e transmitidos nas superfícies que formam a cavidade [11].

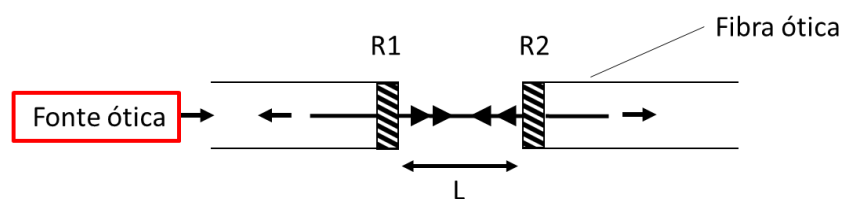


Figura 3.2 – Esquema ilustrando a configuração de um sensor de Fabry-Pérot em fibra ótica. Retirado de [62].

Deste modo, o interferômetro Fabry-Pérot apresenta a configuração mais simples, de entre todas as apresentadas, uma vez que este prescinde de acopladores direcionais para a interferência. O interferômetro de Fabry-Pérot pode ser usado no modo de transmissão ou de reflexão. No modo de reflexão, a sua função de transferência escreve-se:

$$\frac{I_R}{I_0} = \frac{F \operatorname{sen}^2 \delta/2}{1 + F \operatorname{sen}^2 \delta/2} = F \operatorname{sen}^2 \delta/2 A \quad (3.7)$$

onde I_R e I_0 são respetivamente as irradiâncias refletida e incidente, A é a função de Airy e F é o coeficiente de finesse da cavidade de Fabry-Pérot, e define-se:

$$F = \frac{4R}{(1 - R)^2} \quad (3.8)$$

onde R representa a refletância das superfícies da cavidade Fabry-Pérot [60].

Caso se considere uma interface na fibra de baixa refletância, por exemplo, a interface ar-fibra, a cavidade Fabry-Pérot diz-se de baixa finesse (possui um coeficiente de finesse baixo), como se pode observar pela Figura 3.3, onde se apresenta a função de transferência da cavidade, em função da fase, para diferentes valores de refletância. Neste caso, a amplitude das franjas de interferência é baixa assim como o seu contraste, de maneira que a função de transferência se aproxima à interferência entre dois feixes (reflexões de alta ordem são fracas).

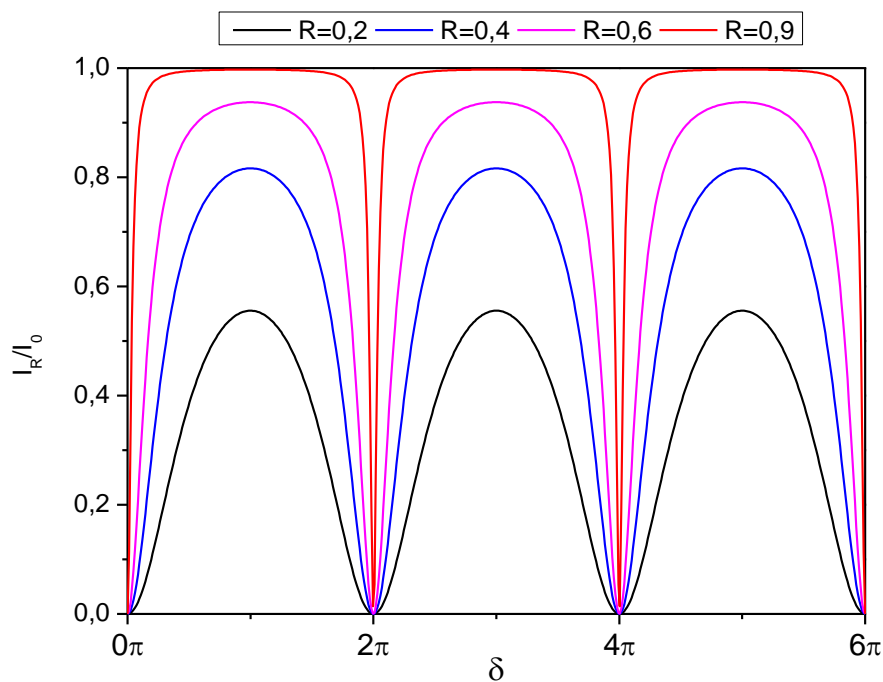


Figura 3.3 – Função I_R/I_0 para diferentes valores de refletância.

De acordo com a equação (3.4), sabe-se que a irradiância correspondente a interferência entre dois feixes depende da diferença de fase entre eles. Assim, numa cavidade Fabry-Pérot, a diferença de fase escreve-se:

$$\delta = \phi_2 - \phi_1 = k_0 n (x_1 - x_2) = \frac{2\pi n}{\lambda} \times 2L \quad (3.9)$$

onde n representa o índice de refração, λ o comprimento da onda eletromagnética e $2L$ corresponde ao seu percurso ótico dentro da cavidade.

O uso das cavidades de Fabry-Pérot como sensores deve-se à dependência da diferença de fase face aos seus parâmetros físicos, nomeadamente, tamanho e índice de refração. Uma dada variação num desses parâmetros, Δn ou ΔL provoca uma variação na fase e conseqüentemente, uma variação na posição dos mínimos e máximos de irradiância. Partindo das equações (3.5 a) e (3.5 b) e considerando que dentro da cavidade apenas existe ar cujo índice de refração toma aproximadamente o valor de 1 e se mantém inalterável ($\Delta n = 0$), as variações das posições espectrais dos mínimos e máximos, respetivamente, são calculadas, dado um determinado ΔL :

$$\Delta\lambda_{min} = \frac{4 \Delta L}{2m + 1} \quad (3.10 a)$$

$$\Delta\lambda_{max} = \frac{2 \Delta L}{m} \quad (3.10 b)$$

A variação da temperatura também pode provocar a deslocação do espetro de reflexão, ainda que indiretamente. Na realidade, o material das paredes das cavidades apresenta um coeficiente de expansão térmico não nulo, e naturalmente, a cavidade expande ou contrai (ΔL) consoante a variação da temperatura.

A distância espectral entre dois mínimos ou máximos consecutivos, é dada pela faixa espectral livre (FSR, do inglês Free Spectral Range), calculada através da equação:

$$FSR = \frac{\lambda^2}{nL}. \quad (3.11)$$

Além do coeficiente de finesse, F , é comum definir a grandeza finesse de uma cavidade Fabry - Pérot, através da razão entre o FSR e a largura a meia altura das respetivas ressonâncias.

3.2 Efeito fusível

O efeito de fusível consiste na propagação de um rastilho (zona de fusão) ao longo da fibra destruindo-a. Este rastilho é ativado pelo aquecimento local da fibra na zona de um defeito, fratura ou de uma curva mais apertada e é sustentado pela energia fornecida pelo laser [62, 63]. Ainda que a primeira observação do efeito de fusível date do final da década de 80, somente nos últimos anos o tema despertou interesse entre a comunidade científica [65]. Isto porque o aumento de potência utilizada nos sistemas de comunicação atuais, devido a técnicas de amplificação não linear (amplificadores de Raman) e densa multiplexagem, tornou mais frequente o efeito de fusível, e assim, uma limitação nas comunicações óticas [63,65,66].

Quando existe um aumento de temperatura numa dada região da fibra, até aproximadamente de 1000 °C, a radiação laser que se propaga na fibra é absorvida conduzindo a uma elevação da temperatura até cerca de 9727 °C, muito acima da temperatura de vaporização da sílica [63, 65]. Esta subida acentuada de temperatura é explicada pelo aumento da absorção ótica dos materiais constituintes do guia de onda com a temperatura, desencadeando assim um processo de aquecimento progressivo [63]. Esta região de alta temperatura, que se parece a um ponto de luz brilhante – o rastilho -, propaga - se em direção à fonte laser, causando a destruição do núcleo, e, no caso de não se tomarem precauções, a destruição do próprio laser. Tipicamente, o efeito de fusível inicia-se apenas quando a densidade de potência ótica ultrapassa o limiar (P_{lim}) e simultaneamente é aplicado um estímulo externo [68]. Os estímulos responsáveis pela ignição do efeito de fusível mais frequente são a sujidade nos conectores óticos, uma quebra na fibra e curvas muito apertadas na fibra. Outras situações como o contacto do fim da fibra com uma substância absorvente ou uma descarga elétrica também podem ativar este fenómeno [66].

O núcleo da fibra destruído pelo efeito de fusível apresenta um conjunto periódico de microcavidades e por consequência uma variação no índice de refração [66]. Tal como se pode observar na Figura 3.4, a forma, tamanho e espaçamento entre as microcavidade criadas pelo efeito de fusível varia consoante a potência ótica do laser, bem como a própria velocidade de propagação do rastilho ($\approx 1\text{m/s}$ para fibras monomodo)[62, 66, 68, 69].

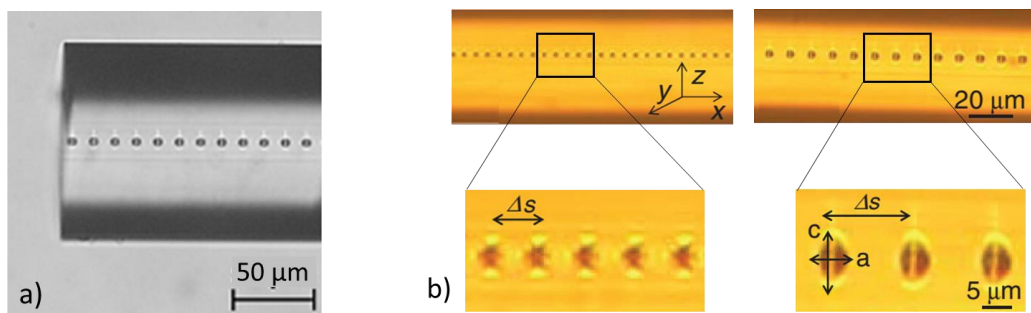


Figura 3.4 - Imagens de microscopia ótica de fibras de sílica destruídas efeito fusível com diferentes potências de óticas de entrada. a) Fibra de sílica padrão destruída com uma potência ótica de entrada de 2,0 W. b) Fibra dopada com érbio destruídas com uma potência ótica de entrada de 3,0 W, à esquerda e 4,0 W, à direita. Δs é o espaçamento entre as microcavidades e a e c representam, respetivamente, as dimensões dos semieixos principais ao longo da direção x e z . Retiradas de [69,70].

A formação das microcavidades é explicada através da instabilidade clássica de Rayleigh causada por efeitos capilares na sílica fundida que rodeia o núcleo vaporizado da fibra [68]. A observação direta da propagação do efeito de fusível com recurso a videografia de alta velocidade revelou que o rastilho toma a forma de uma longa cavidade fundente que viaja no núcleo da fibra. Durante a propagação, esta cavidade perde a “cauda” que se comprime numa microcavidade cerca de 20-70 μs após a passagem da frente do rastilho [67, 72]. Esta compressão está relacionada com o acentuado gradiente de temperatura ao longo da cauda [63].

4. Desenvolvimento e caracterização dos sensores

Este capítulo é dedicado à descrição do trabalho experimental desenvolvido para a produção e caracterização ótica dos sensores baseados em microcavidades de Fabry-Pérot. Inicia-se o capítulo pela descrição do procedimento usado para a produção dos sensores e, de seguida, são apresentados os detalhes experimentais da caracterização ótica, nomeadamente, a aplicação dos sensores produzidos na monitorização de deformação mecânica e respetivos resultados.

4.1 Produção da cavidade interferométrica

As microcavidades foram produzidas pelo efeito de fusível induzido, de forma controlada, numa fibra monomodo padrão (*SMF28 – Corning*). Para isso, é usado um laser Raman de comprimento de onda de 1480 nm (*IPG, Model RLR 10-1480*) com potência ótica de 3 W. Para facilitar a ignição do efeito de fusível, uma folha metálica é colocada numa extremidade da fibra. O efeito de fusível começa perto da folha metálica, e propaga-se em direção ao laser. O processo acaba quando se desliga a fonte ótica. A montagem experimental usada, esquematizada na Figura 4.1, inclui uma fibra de proteção antes do laser, prevenindo danos no laser e os seus componentes óticos.



Figura 4.1 - Esquema da montagem experimental usada para induzir, de forma controlada, o efeito fusível. Adaptado de [73].

Como resultado do efeito fusível, surge na região do núcleo da fibra um conjunto de bolhas espaçadas periodicamente (Figura 3.4 a) que serão usadas para a produção das microcavidades interferométricas. Em seguida, realiza-se a fusão da fibra danificada pelo efeito de fusível com uma fibra padrão, recorrendo ao auxílio da máquina de fusão (*Fujikura, modelo FSM – 040 S*), de forma a obter a microcavidade interferométrica. Para o efeito, é aplicado um arco de corrente de 0,020 A (20 bits), durante 3 s, às extremidades das fibras devidamente limpas e clivadas, conforme ilustrado na Figura 4.2 a). Após a formação da microcavidade, representada na Figura 4.2 b), a fibra é clivada na zona de fusão de maneira a intersestar essa microcavidade. De modo a otimizar o procedimento, foi utilizada uma lupa para facilitar a identificação da zona de fusão durante a clivagem.



Figura 4.2 – Fotografias retiradas durante o processo de fusão: a) alinhamento das fibras e b) cavidade resultante da fusão. X e Y representam as direções perpendiculares aos planos das fotografias [74].

O processo termina com uma nova fusão entre uma fibra padrão e a fibra com a cavidade aberta, de onde resulta uma cavidade fechada e isolada - a microcavidade interferométrica -, que se pode observar na Figura 4.3.

Este procedimento foi realizado cerca de 50 vezes, produzindo cavidades com volumes entre $0,3 \times 10^5$ e $5,8 \times 10^5 \mu\text{m}^3$. Das cavidades produzidas foram selecionadas 16, apresentadas na Tabela 4.1. A forma da cavidade interferométrica é bem descrita por um elipsoide sendo o seu volume determinado por:

$$V = \frac{4}{3 \times 8} \pi a c^2 \quad (4.1)$$

onde c representa a dimensão da cavidade na direção y , e a representa a dimensão na direção x , como mostra a projeção do elipsoide apresentada na Figura 4.3. Considera-se que a dimensão da cavidade na direção perpendicular ao plano da projeção, direção z , é de igual dimensão a c , na direção y . Na Tabela 4.1 estão reunidas as características geométricas, nomeadamente, dimensões dos semieixos a e c , a espessura da parede adjacente à cavidade, $wt = wt_1 + wt_2$, e o, respetivo, volume dos sensores designados de sensor 1-16.

Tabela 4.1 Características geométricas das microcavidades interferométricas produzidas. *a* e *c* representam, respetivamente, as dimensões nas direções *x* e *y*, *wt*, a espessura da parede do sensor e *V* o volume da cavidade elipsoidal.

Sensor	<i>a</i> ± incerteza (μm)	<i>c</i> ± incerteza (μm)	<i>wt</i> ± incerteza (μm)	<i>V</i> ± incerteza /10 ⁵ μm ³
1	87 ± 5	108 ± 7	33 ± 11	5,3 ± 0,9
2	52 ± 5	68 ± 6	65 ± 11	1,3 ± 0,3
3	56 ± 5	85 ± 5	52 ± 11	2,1 ± 0,7
4	87 ± 2	113 ± 3	38 ± 6	5,8 ± 0,5
5	37 ± 4	40 ± 4	95 ± 8	0,30 ± 0,09
6	76 ± 2	98 ± 3	47 ± 5	3,9 ± 0,3
7	31 ± 4	42 ± 6	87 ± 9	0,3 ± 0,1
8	104 ± 4	122 ± 4	30 ± 5	8,1 ± 0,8
9	39 ± 2	52 ± 4	82 ± 7	0,6 ± 0,1
10	66 ± 3	82 ± 5	55 ± 8	2,3 ± 0,4
11	63 ± 3	88 ± 3	56 ± 6	2,6 ± 0,3
12	60 ± 3	91 ± 3	56 ± 6	2,6 ± 0,3
13	63 ± 3	89 ± 3	47 ± 6	2,6 ± 0,3
14	64 ± 3	104 ± 3	47 ± 5	3,6 ± 0,3
15	110 ± 4	67 ± 3	73 ± 5	2,6 ± 0,3
16	76 ± 5	65 ± 4	74 ± 8	1,7 ± 0,3

Na Figura 4.3 apresentam-se algumas cavidades interferométricas produzidas, e as respetivas representações dos semieixos num referencial cartesiano fixo, assim como, a espessura de parede de cada sensor.

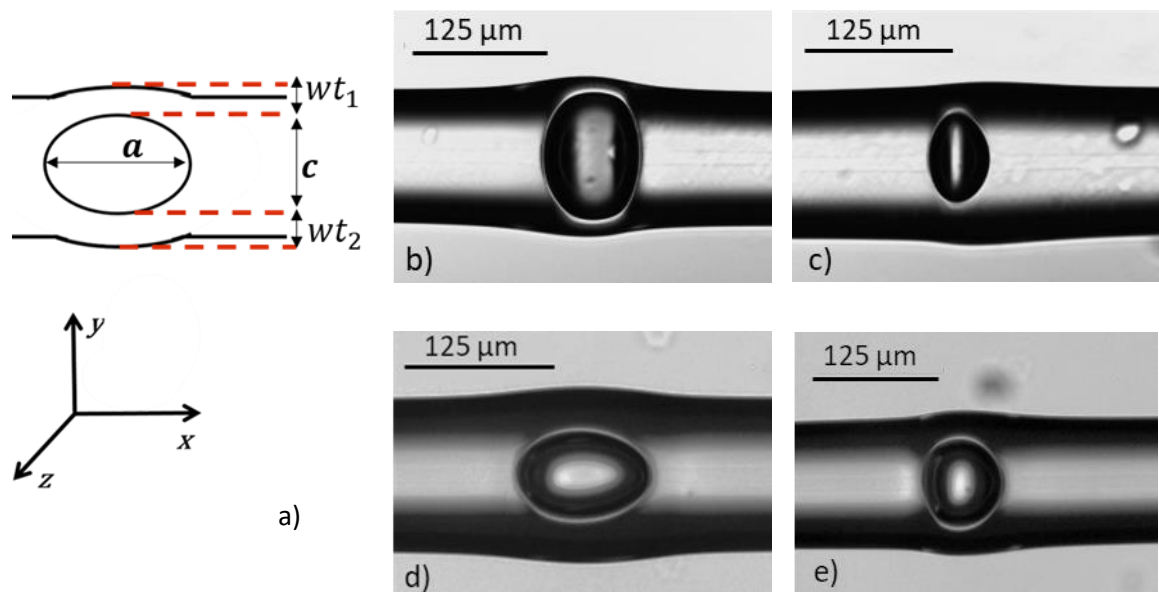


Figura 4.3 - Representação esquemática da projeção no plano das cavidades, semi-eixos, a e c , e espessura de parede, $wt=wt_1+wt_2$, do respetivo sensor. Imagens de microscopia ótica das cavidades alinhadas na direção y usadas nos b) sensor 1 e c) sensor 2 e das cavidades alinhadas na direção x usadas nos d) sensor 15 e e) sensor 16.

As microcavidades produzidas foram usadas na monitorização da deformação mecânica, tal como se apresenta a seguir.

4.2 Caracterização ótica das cavidades

O espetro de reflexão das microcavidades interferométricas produzidas foi medido, à temperatura ambiente, usando um interrogador *Micron Optics, Model SM 125-500*, com uma resolução de 1 pm, em função da deformação longitudinal da microcavidade. Para tal, as extremidades da fibra contendo a microcavidade foram fixas a duas plataformas, sendo que uma delas está fixa e a outra pode ser movida com recurso a um parafuso micrométrico. A fibra foi distendida até ao valor máximo de 635,0 μm , com um passo de 25,4 μm , que corresponde a uma deformação relativa máxima de 2540 $\mu\epsilon$, numa fibra com 25,0 cm de comprimento. No total, foram realizados 3 ciclos de estiramento. Na Figura 4.4 apresenta-se um esquema da montagem experimental.

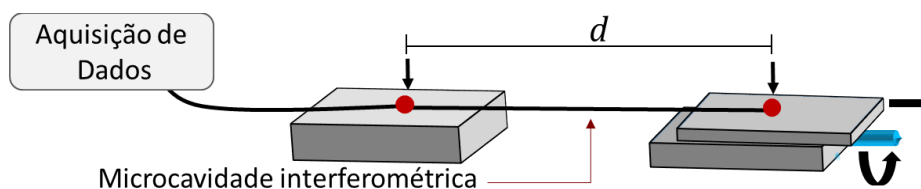


Figura 4.4 - Esquema representativo da montagem experimental usado para fazer a caracterização de deformação dos sensores. Os pontos assinalados indicam os locais onde a fibra é fixa a uma distância de $d=25$ cm.

O espectro de reflexão foi medido em função da deformação provocada na fibra, tal como se ilustra na Figura 4.5 a), para o sensor 1. (Tabela 4.1).

A função de transferência da cavidade com as dimensões iniciais (elongação nula) medida no modo de reflexão é uma função periódica descrita pela equação (3.7) e com periodicidade determinada a partir de equação (3.11) que varia em função da dimensão da cavidade, como se pode ver pela Figura 4.5 b). Com a elongação da fibra (0 – 635 μm), observa-se uma deslocação do espectro de reflexão para comprimentos de onda superiores, resultante do aumento da dimensão da cavidade. Este comportamento está em bom acordo com o previsto pelo modelo discutido na secção 3.

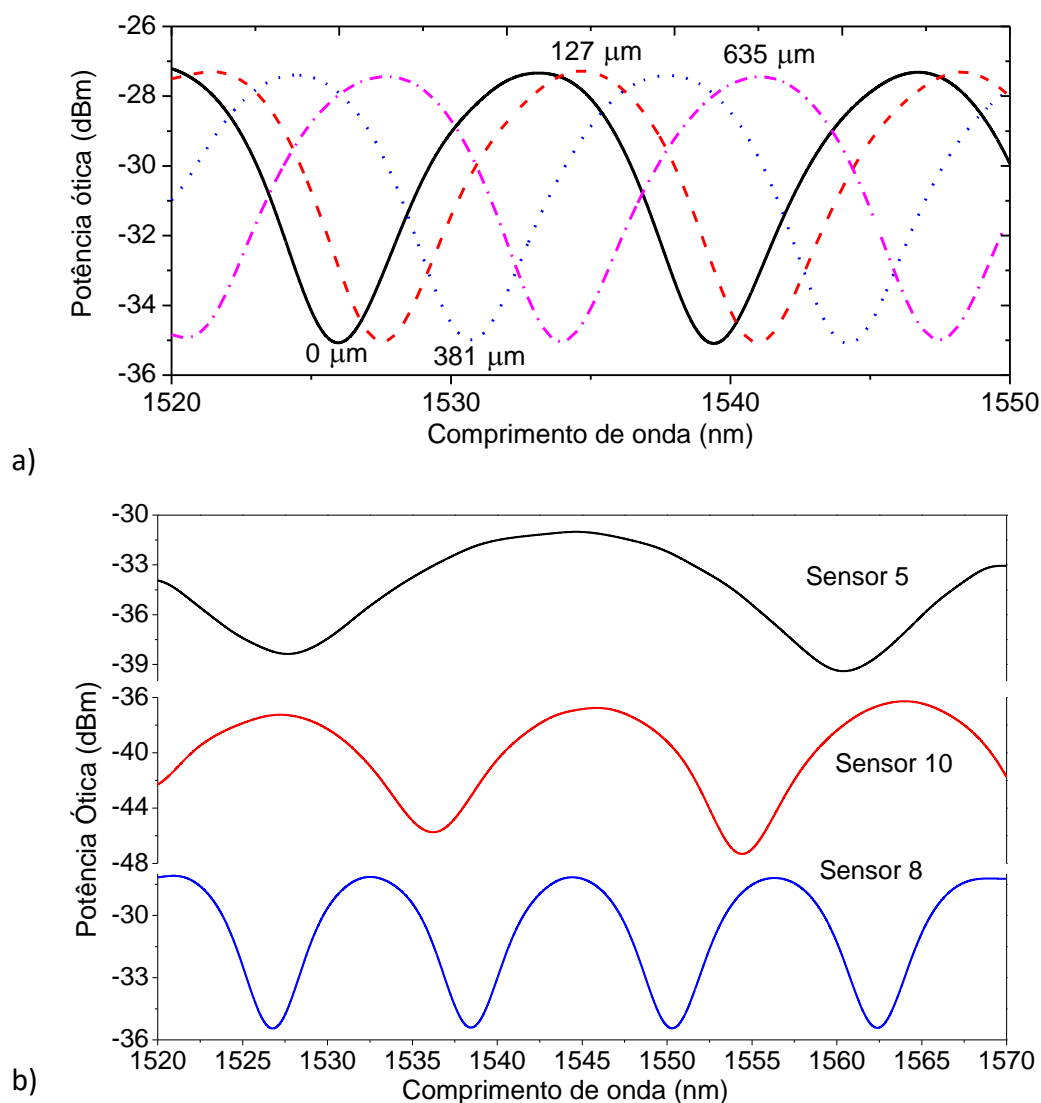


Figura 4.5 - a) Espectro de reflexão do sensor 1 para elongações de 0, 127, 381 e 635 μm . b) Espectros de reflexão dos sensores 5, 8 e 10 para uma elongação de 0 μm .

Tendo em conta o deslocamento do espectro de reflexão da microcavidade face à sua deformação, esta pode ser usada como sensor de deformação, uma vez que se revela sensível a

este parâmetro. Assim, as microcavidades interferométricas serão caracterizadas como sensores de deformação. A fim de determinar a relação entre o deslocamento do espectro de reflexão e a deformação longitudinal da cavidade, foi analisada a variação da posição espectral do mínimo de reflexão do espectro, na região espectral indicada na Tabela 4.2, em função da deformação induzida na fibra, tal como se ilustra na Figura 4.6, para 3 sensores selecionados. Este procedimento foi repetido para os 3 ciclos realizados para cada sensor e observa-se que, para a mesma deformação relativa, em cada ciclo, a posição do mínimo se mantém constante dentro da incerteza experimental, o que mostra a repetibilidade e a reversibilidade do sensor.

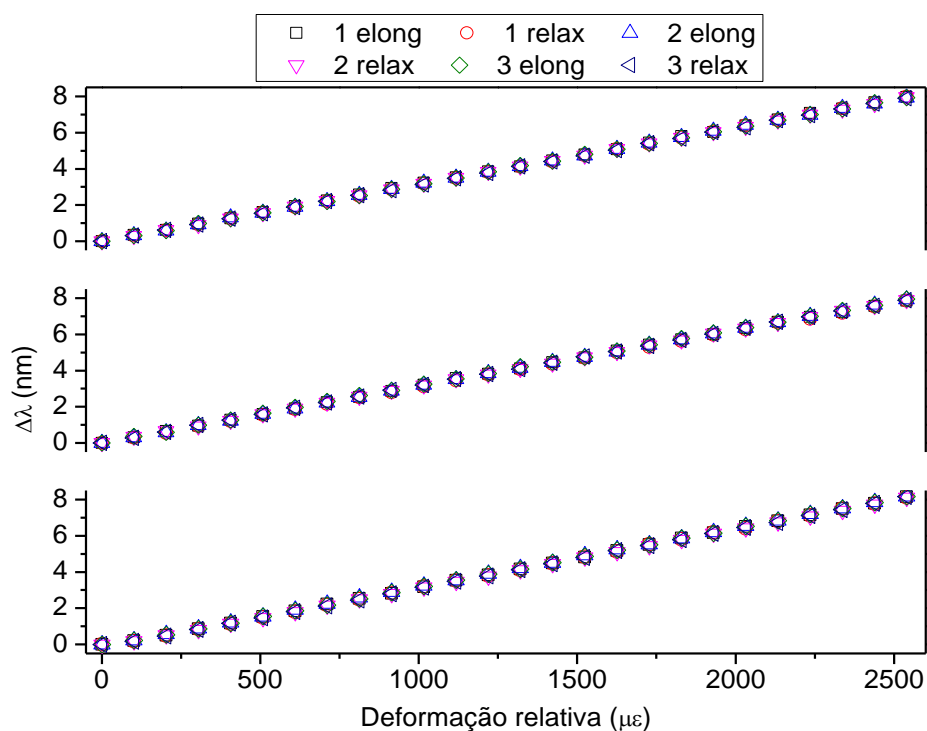


Figura 4.6 - Variação do comprimento de onda de um mínimo de interferência do espectro de reflexão em função da deformação dos sensores 1, 2 e 3 nos 3 ciclos de elongações e relaxações medidos.

A variação do deslocamento do espectro de reflexão em função da deformação da microcavidade é bem descrita por uma função linear, cujo declive permite estimar a sensibilidade do desvio espectral em função da deformação relativa induzida na microcavidade. A sensibilidade de cada uma das medidas, elongações e relaxações, dos três ciclos, foi calculada para cada sensor. Na Figura 4.7 são apresentadas as sensibilidades e as respectivas incertezas associadas dos ciclos medidos nos sensores 1, 2 e 3.

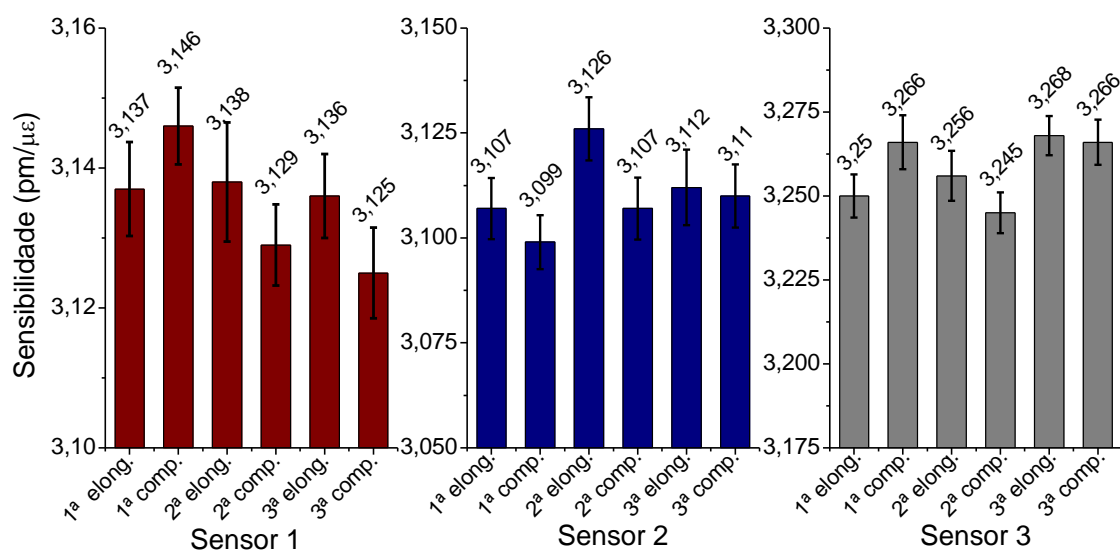


Figura 4.7 – Sensibilidades e respetivas barras de erro das medidas dos ciclos dos sensores 1 (a vermelho), 2 (a azul) e 3 (a cinzento).

Verifica-se, que, apesar da variação, as sensibilidades são concordantes dentro da incerteza experimental. No sensor 1, a sensibilidade da 1ª relaxação, 3,146 pm/με, é a que se afasta mais da média, no sensor 2, é a sensibilidade da 2ª alongação, 3,126 pm/με e no sensor 3, a sensibilidade que mais se afasta é a da 2ª relaxação, 3,245 pm/με. Considerando o valor médio do desvio da posição do mínimo nos três ciclos, a sensibilidade foi estimada para todos os sensores produzidos, tal como se ilustra na Figura 4.8.

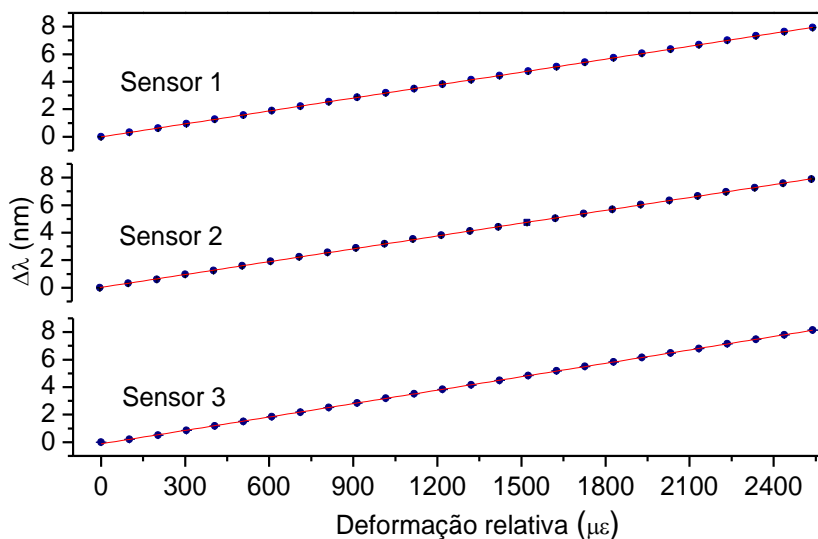


Figura 4.8 - Variação do comprimento de onda em função da deformação aplicada nos sensores 1, 2 e 3. As linhas a vermelho representam o melhor ajuste linear ($r^2 > 0,99$). A incerteza experimental associada ao comprimento de onda é 0,005 nm.

A Tabela 4.2 mostra os valores de sensibilidade, sendo o valor máximo de aproximadamente 3,26 pm/με. O valor da sensibilidade deste sensor é mais elevado do que a maioria dos sensores

reportados na literatura, nomeadamente em relação às tradicionais FBG, cuja sensibilidade varia entre 0,7 e 1,5 pm/ $\mu\epsilon$ [75, 76]. Recentemente, têm sido produzidos sensores interferométricos baseados na fusão entre fibra padrão e fibra de cristal fotónico com sensibilidades mais elevadas, compreendidas entre 4 e 10,3 pm/ $\mu\epsilon$ [77]. As sensibilidades alcançadas pelos sensores produzidos neste trabalho encontram-se de bom acordo com os reportados na literatura. Em 2014, foi reportado um sensor baseado na fusão entre duas fibras padrão com uma sensibilidade de 43 pm/ $\mu\epsilon$, a maior sensibilidade reportada até ao momento [31].

Tabela 4.2 – Valor da sensibilidade e respetiva incerteza experiencial, para os sensores apresentados na Tabela 4.1 e a gama espectral do mínimo monitorizado para o cálculo da sensibilidade.

Sensor	Sensibilidade \pm Incerteza (pm/$\mu\epsilon$)	Região espectral do mínimo considerado (nm)
1	3,135 \pm 0,003	1525-1535
2	3,111 \pm 0,005	1533-1542
3	3,262 \pm 0,004	1520-1535
4	2,462 \pm 0,003	1520 - 1530
5	2,34 \pm 0,02	1525 - 1540
6	2,507 \pm 0,004	1530-1540
7	2,88 \pm 0,01	1535-1545
8	2,990 \pm 0,004	1525-1536
9	2,81 \pm 0,02	1525-1540
10	2,67 \pm 0,01	1520-1540
11	2,660 \pm 0,003	1525-1535
12	2,770 \pm 0,003	1530-1545
13	2,417 \pm 0,008	1529-1536
14	2,65 \pm 0,01	1520-1530
15	1,625 \pm 0,002	1515-1525
16	2,583 \pm 0,005	1520-1535

4.3 Estudo da dependência com a temperatura

É conhecido que a variação da temperatura pode provocar o deslocamento do espectro de reflexão, uma vez que esta conduz à expansão da cavidade Fabry-Pérot [71]. A fim de determinar a influência da temperatura nas medidas realizadas e determinar as condições de operação dos sensores em futuras aplicações, estudou-se o comportamento dos sensores produzidos face à variação da temperatura. Desta maneira, foram selecionados três dos sensores mais sensíveis para o estudo, nomeadamente os sensores 1, 2 e 3. Além dos sensores, também foi caracterizada uma FBG que serviu, posteriormente, como termómetro calibrado durante as realizações experimentais na secção 5. A rede de Bragg foi gravada numa fibra ótica fotossensível (*FiberCore PS1250/1500*) com um laser de excímeros (KrF), pulsado (modelo *BraggStar Industrial da Coherent*), com emissão no comprimento de onda dos 248 nm. Na gravação da rede foi usada uma frequência de modulação do laser de 500 Hz, com pulsos de 5 mJ de energia.

O estudo foi realizado na câmara térmica (*Challenge Angelantoni Industrie, Model340*), onde o espectro de reflexão de cada sensor foi medido durante um ciclo de temperaturas entre os 5 °C e 50 °C, com um passo de 5 °C. Estabilizada a temperatura dentro da camara térmica, foram adquiridos os espectros de reflexão dos sensores e da FBG. Na Figura 4.9 é apresentada a variação do máximo da FBG em função da variação da temperatura.

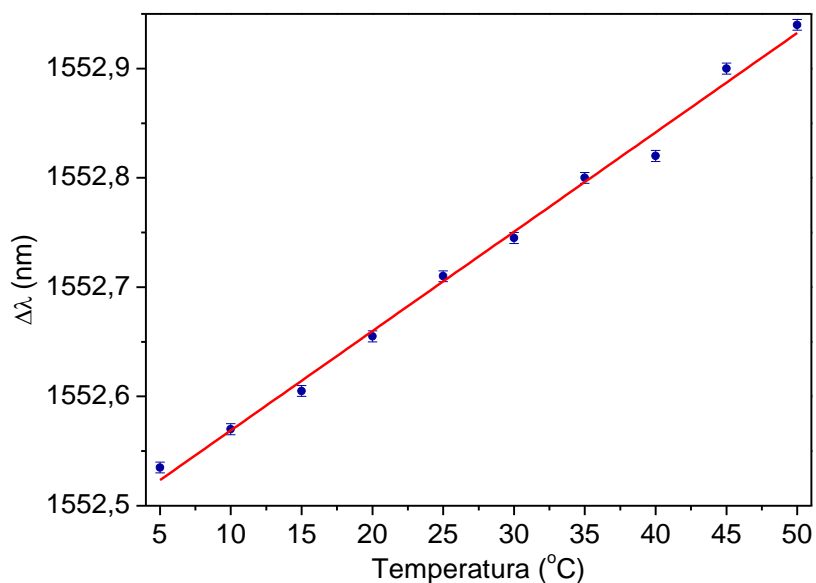


Figura 4.9 – Variação do comprimento de onda máximo da FBG em função da temperatura (a azul), durante a subida e o respetivo ajuste linear (a vermelho) $r^2 > 0,99$.

Dado que a variação do máximo da FBG em função da temperatura é bem descrita por uma função linear, é possível estimar a sensibilidade térmica através do respetivo declive. A sensibilidade térmica estimada foi de $9,0 \pm 0,2$ pm/ °C.

Na Figura 4.10 estão representados os espectros de reflexão dos sensores adquiridos durante a subida no ciclo de temperatura.

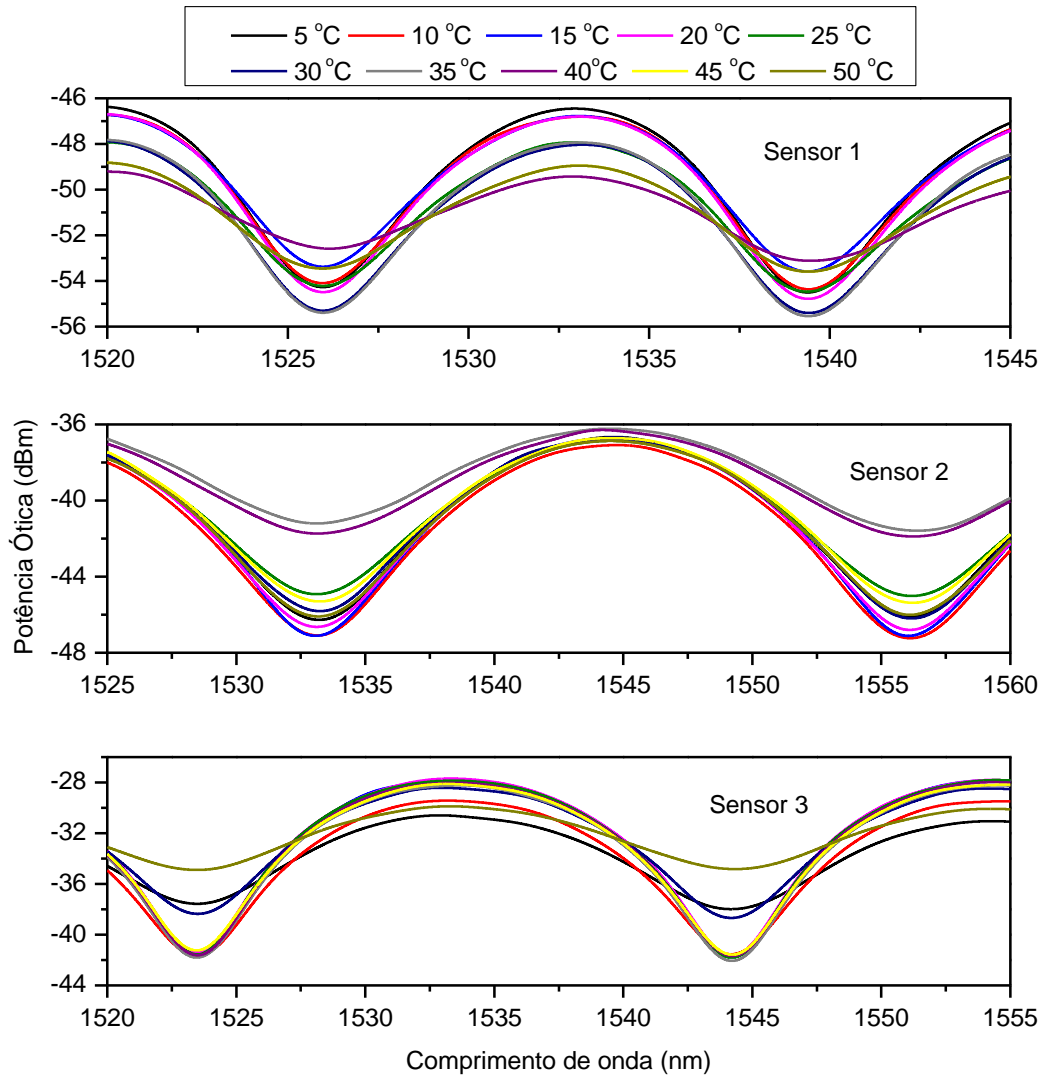


Figura 4.10 - Espectros de reflexão ótica dos sensores 1,2 e 3, adquiridos durante a subida de temperatura.

Analisando a Figura 4.10, apesar de uma variação da potência ótica, a posição espectral do mínimo de interferência é independente da temperatura, na gama analisada.

5. Exemplo de aplicação: Sensor de pressão

Neste capítulo, explora-se a possibilidade do uso dos sensores produzidos como sensores de pressão. A deformação da microcavidade embebida na fibra pode ser induzida pela tração longitudinal aplicada à fibra ou pela aplicação de pressão transversalmente à fibra, no local onde se encontra a cavidade. Como no capítulo 4 a fibra ótica com a microcavidade interferométrica foi caracterizada em função da deformação induzida pela tração longitudinal, neste capítulo, o sensor de pressão é desenvolvido com base neste efeito. A pressão aplicada no sensor, provoca uma tração longitudinal na fibra, que por sua vez, induz uma deformação e um deslocamento do espectro de reflexão da microcavidade para comprimentos de onda maiores. Deste modo, o sensor de deformação produzido e caracterizado no capítulo 4 é adaptado de forma a obter um sensor de pressão. Para converter a pressão aplicada em tração longitudinal, o sensor 2, foi embebido num diafragma composto por um material maleável - resina poliuretano *Liquid Lens™ Advanced²*, representado pelo número 2 da Figura 5.2. A resina foi depositada uniformemente sobre o sensor, devidamente esticado, num molde circular e deixada a curar durante cerca de 24 horas. Uma vez que a microcavidade e a fibra adjacente ficam imersos na resina, quando esta se deforma, devido à pressão, induz uma tração longitudinal na fibra, deformando, por sua vez, a microcavidade.

Para testar a sua funcionalidade, o sensor de pressão baseado em Fabry-Pérot (SP-FPI) foi utilizado como indicador do nível de água. Verificou-se, experimentalmente, que no caso dos sensores Fabry-Pérot só com a fibra ótica, a sensibilidade a variações térmicas é mínima e desprezável. No entanto, no caso do sensor de pressão desenvolvido, a fibra ótica encontra-se embebida na resina de poliuretano, com um coeficiente de expansão térmico elevado, o que implica que o sensor apresente sensibilidade a variações de temperatura. Assim, a variação da temperatura do líquido pode introduzir erros nas medições do nível. Desta maneira, para monitorizar as variações de temperatura ao longo da experiência, a FBG caracterizada na secção 4 é colocada perto do diafragma. Para a calibração do sensor, é necessária a caracterização independente do sensor em função da variação da temperatura e do nível do líquido. Neste sentido, a equação que relaciona a posição espectral do mínimo de interferência do SP-FPI (λ_{FPI}) com a variação do nível (ΔL) e da temperatura (ΔT) é [78]:

$$\lambda_{FPI} = k_{L,FPI}\Delta L + k_{T,FPI}\Delta T + \lambda_{0,FPI} \quad (5.1)$$

onde $k_{L,FPI}$ é a sensibilidade do SP-FPI à variação do nível de líquido, $k_{T,FPI}$ a sensibilidade térmica e $\lambda_{0,FPI}$ a posição espectral inicial medida. De modo semelhante, o comprimento de onda correspondente ao máximo da FBG, λ_{FBG} , também se escreve em função da variação do nível e da temperatura:

$$\lambda_{FBG} = k_{L,FBG}\Delta L + k_{T,FBG}\Delta T + \lambda_{0,FBG} \quad (5.2)$$

onde $k_{L,FBG}$ é a sensibilidade da FBG à variação do nível, $k_{T,FBG}$ a sensibilidade térmica e $\lambda_{0,FBG}$ o comprimento de onda inicial medido [78]. Como o $k_{L,FBG}$ ($3,8 \times 10^{-4}$ pm/mm) é 4 ordens de grandeza menor do que $k_{T,FBG}$ (9,02 pm/°C), despreza-se a influência da variação do nível no comprimento de onda medido [79]. Assim, as equações escrevem-se na forma matricial do seguinte modo:

$$\begin{bmatrix} \lambda_{FPI} \\ \lambda_{FBG} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{L,FPI} & k_{T,FPI} \\ 0 & 9,0 \times 10^{-3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta L \\ \Delta T \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \lambda_{0,FPI} \\ \lambda_{0,FBG} \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

5.1 Estudo da dependência com a temperatura

A sensibilidade térmica do SP-FPI, $k_{T,FPI}$ da matriz na equação (5.3), foi determinada experimentalmente, através da caracterização térmica do sensor de pressão. De forma a simular as condições utilizadas nas experiências, foi inserido, na camara térmica, o mesmo molde com o diafragma que se utiliza nessas experiências, representados, respetivamente, pelos números 1 e 2 na Figura 5.2. Como seria de esperar, com o aumento da temperatura, observa-se um deslocamento do espetro ótico de reflexão, tal como como mostra a Figura 5.1, onde é apresentada a variação do comprimento de onda do primeiro mínimo de interferência em função da variação da temperatura. Uma vez que esta relação se aproxima a uma função linear, foi calculado o seu declive a fim de estimar a sensibilidade do desvio espectral em função da variação da temperatura, $k_{T,FPI}$, para o qual se obteve um valor de 61 ± 4 pm/°C.

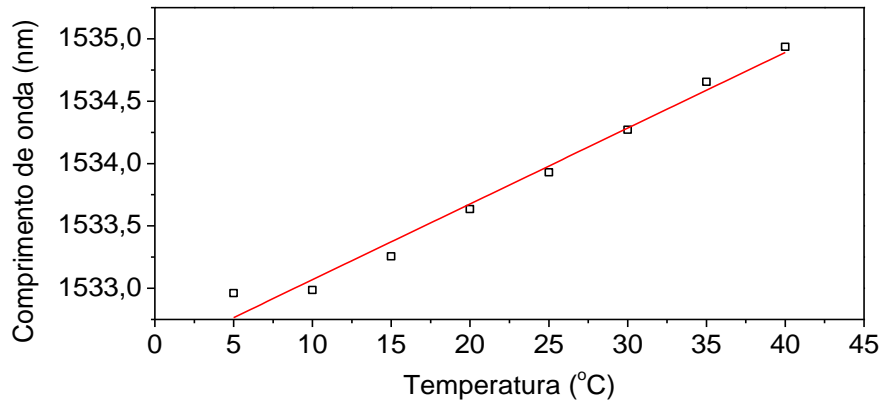


Figura 5.1 - Variação do comprimento de onda, do primeiro mínimo de interferência do espetro ótico de reflexão do sensor embebido no diafragma, em função da temperatura. A linha a vermelho representa o melhor ajuste linear ($r^2 > 0,97$). A incerteza experimental associada ao comprimento de onda é de 0,005 nm.

5.2 Medição do nível do líquido

Realizada a caracterização térmica do sensor, procedeu-se ao estudo da sua aplicação como indicador do nível de líquido. Para o efeito, foram usadas duas configurações experimentais distintas, representadas na Figura 5.2. Os espetros de reflexão foram adquiridos com recurso ao interrogador *Micron Optics, Model SM 125-500* em função do nível de água dentro do reservatório.

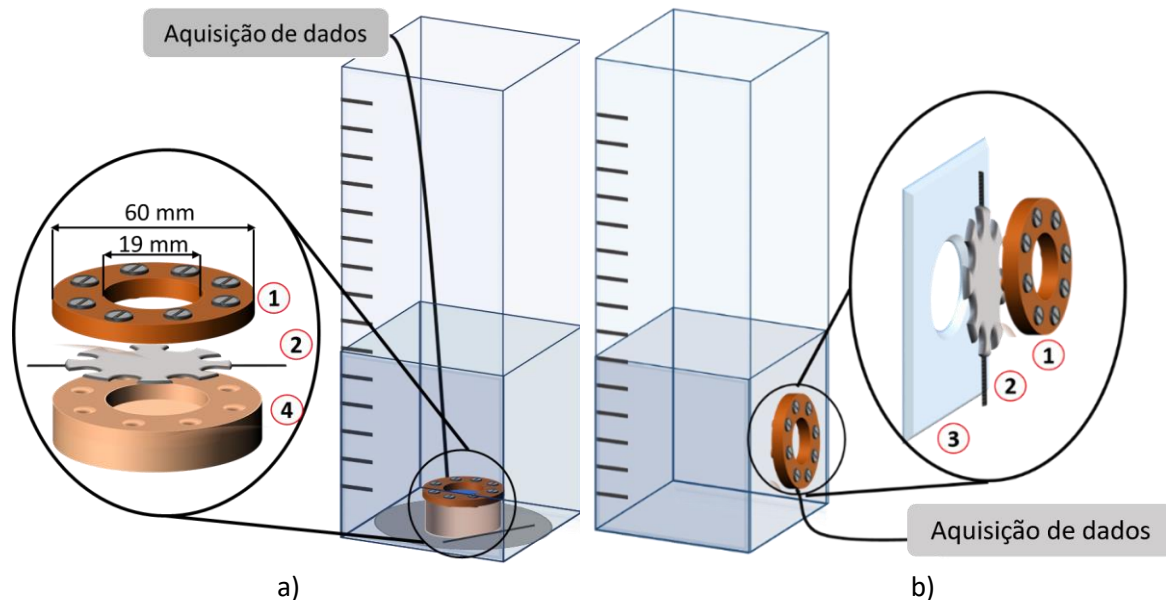


Figura 5.2 – Montagens experimentais utilizados para testar o sensor de pressão produzido. A instalação do sensor é feita no a) fundo e na b) lateral do reservatório. Os números 1 e 2 representam, respetivamente, o molde de metal com parafusos e o sensor de pressão. O número 3 mostra a abertura lateral do reservatório e o número 4 representa o molde de PTFE.

Na configuração representada na Figura 5.2 a), o diafragma é instalado e fixo entre um molde de metal e um de politetrafluoretileno (PTFE) e colocado no fundo do reservatório. O molde de PTFE possui uma concavidade cilíndrica, sobre a qual o diafragma é instalado e aparafusado à coroa circular de metal. A coluna de água exerce pressão no diafragma e este deforma em direção à concavidade do molde, conseqüentemente, o espetro de reflexão do sensor sofre uma deslocação. A configuração representada na Figura 5.2 b) funciona segundo o mesmo princípio, no entanto, o diafragma é acoplado a uma abertura circular, existente numa das paredes laterais do reservatório. Este é constituído por acrílico, com uma base quadrada de lado 16,5 cm e uma altura de 96 cm.

Os espetros de reflexão do sensor foram adquiridos durante a subida e a descida do nível da água, em passos de 2 em 2 cm, até aos 90 cm. A temperatura foi monitorizada ao longo da experiência, através da FBG caracterizada na secção 4, colocada dentro de um tubo metálico no fundo do reservatório, de modo a evitar perturbações mecânicas durante a colocação de água.

Na Figura 5.3 apresenta-se a variação do comprimento de onda do primeiro mínimo de interferência do espetro de reflexão em função da variação do nível do líquido usando a configuração representada na Figura 5.2 a).

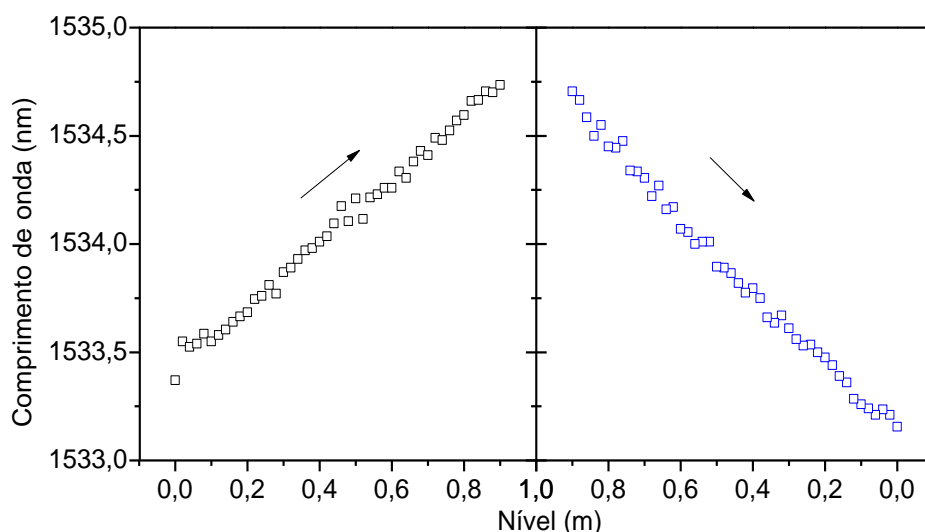


Figura 5.3 - Variação do comprimento de onda do espectro do sensor em função do nível, na configuração a). A preto estão os resultados relativos à subida do nível e a azul os resultados da descida. A incerteza experimental associada ao comprimento de onda é 0,005 nm.

Com a subida do nível de água, a pressão aumenta e observa-se um deslocamento do espectro óptico de reflexão do SP-FPI para comprimentos de onda maiores. De modo semelhante, quando o nível desce e com a diminuição de pressão o espectro de reflexão sofre um deslocamento para comprimentos de onda menores. Estes resultados estão em concordância com o discutido anteriormente.

A Figura 5.4 mostra a variação do comprimento de onda do máximo da FBG e a correspondente temperatura em função da variação do nível de água, determinada através da equação (5.2).

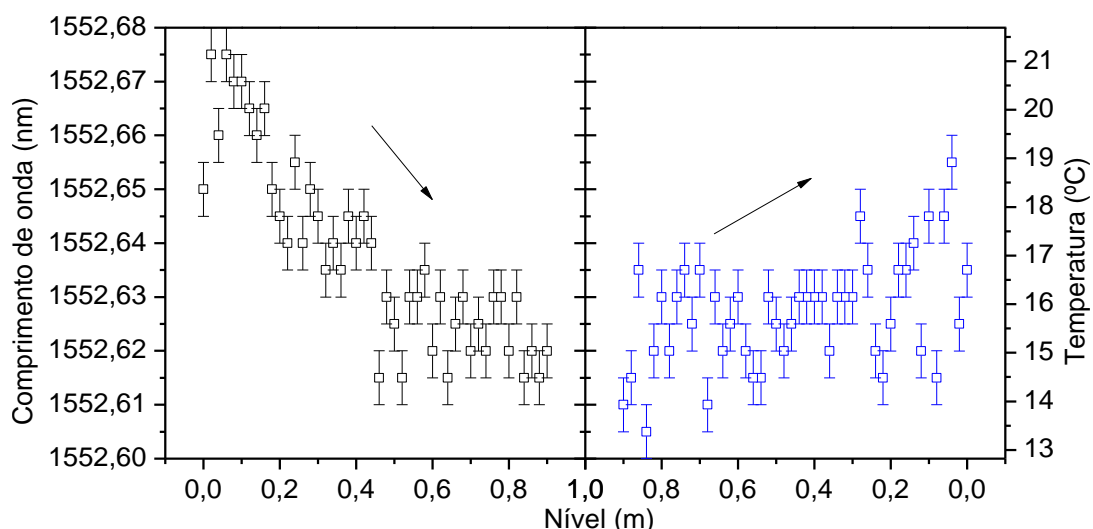


Figura 5.4 - Variação do comprimento de onda da FBG e correspondente temperatura em função do nível na configuração a). A preto estão os resultados relativos à subida do nível e azul os resultados da descida.

Como previsto, a temperatura na zona do sensor não se mantém constante ao longo da experiência. Isto, porque, a água está a uma temperatura mais baixa relativamente ao meio envolvente. Assim, a temperatura diminui com o aumento do volume de água e vice-versa. Na subida do nível, a temperatura diminui entre 21 °C (temperatura ambiente) e os 14 °C, ou seja, $\Delta T \approx 7$ °C, enquanto na descida do nível a temperatura subiu de 14 °C para 17 °C, ou seja, $\Delta T \approx 3$ °C.

Na Figura 5.5 apresenta-se a variação do comprimento de onda do primeiro mínimo de interferência do espectro de reflexão em função da variação do nível do líquido usando a configuração representada na Figura 5.2 b).

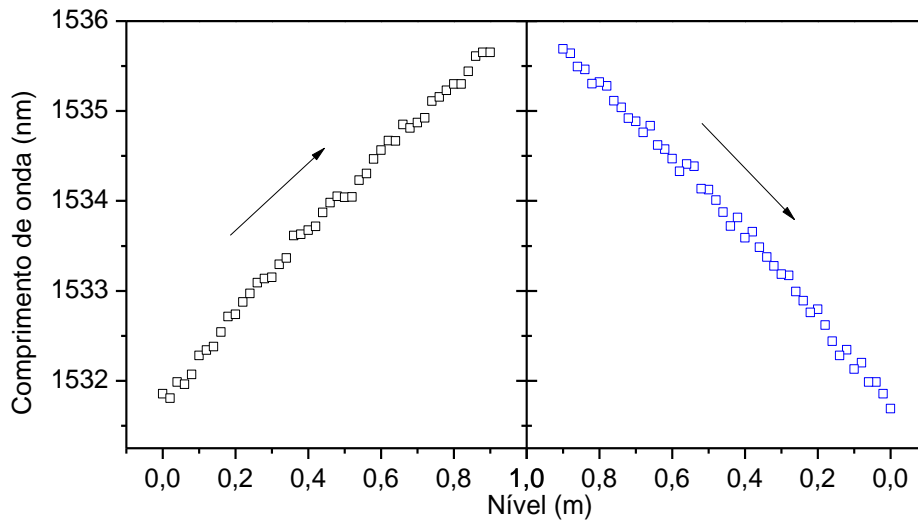


Figura 5.5 - Variação do comprimento de onda do espectro do sensor em função do nível, na configuração b). A preto estão os resultados relativos à subida do nível e azul os resultados da descida.

Na Figura 5.6 está representada a variação do comprimento de onda do máximo da FBG e a correspondente temperatura em função da variação do nível de água usando a configuração representada na Figura 5.2 b).

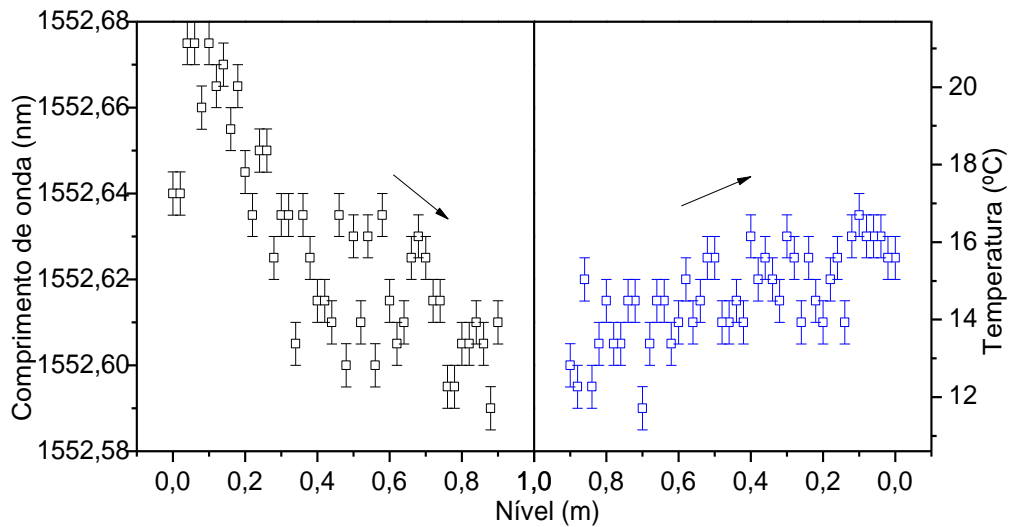


Figura 5.6 -Variação do comprimento de onda da FBG e correspondente temperatura, em função do nível, na configuração b). A preto estão os resultados relativos à subida do nível e azul os resultados da descida.

Verifica-se que durante esta experiência, a temperatura diminui cerca de 9 °C na subida de nível, enquanto na descida, a temperatura aumentou cerca de 4 °C.

Conhecida a variação do deslocamento do espectro de reflexão em função do nível de líquido nas configurações da Figura 5.2 a) e b) e as respectivas variações de temperatura, é possível calcular a sensibilidade $k_{L,FPI}$ na subida e descida de nível em cada uma das configurações. Manipulando as equações presentes na matriz de (5.3), obtém-se:

$$\Delta\lambda_{FPI} - 6,1 \times 10^{-2} \times \frac{\Delta\lambda_{FBG}}{9,0 \times 10^{-3}} = k_{L,FPI} \Delta L \quad (5.4)$$

onde $\Delta\lambda_{FPI} = \lambda_{FPI} - \lambda_{0_{FPI}}$, e $\Delta\lambda_{FBG} = \lambda_{FBG} - \lambda_{0_{FBG}}$. Através da linearização de (5.4) são calculados os vários $k_{L,FPI}$, determinados pelos respectivos declives, que se apresentam na Tabela 5.1, e que representam a sensibilidade do sensor nas diferentes montagens, para a subida e descida no nível.

Tabela 5.1 – Sensibilidade do sensor de nível, resultante dos ajustes lineares à variação do comprimento de onda em função do nível na subida e descida na configuração a) e b)

	Configuração a)		Configuração b)	
	Subida	Descida	Subida	Descida
$k_{L,FPI} \pm$ Incerteza (pm/mm)	1,84 ± 0,04	1,81 ± 0,04	4,84 ± 0,08	4,58 ± 0,06

Dado a variação dos declives dos ajustes lineares da variação do comprimento em função do nível, na subida e descida, estima-se a sensibilidade do sensor nas duas configurações através do

cálculo da média. Desta maneira, o sensor na configuração a) apresenta uma sensibilidade de $1,83 \pm 0,08$ pm/mm enquanto na configuração b) a sensibilidade estimada toma o valor de $4,7 \pm 0,1$ pm/mm. Na configuração a) o diafragma deforma na direção da concavidade do molde de PTFE, diminuindo o volume da concavidade. Assim, a crescente pressão dentro desta oferece resistência à deformação do diafragma. Por outro lado, na configuração b) o diafragma deforma livremente, estando apenas sujeito à pressão atmosférica. Por essa razão, entende-se que a sensibilidade na configuração a) seja inferior à sensibilidade na configuração b).

A sensibilidade apresentada pelo sensor de pressão é comparável às sensibilidades reportadas na literatura. Este sensor revela maior sensibilidade do que a configuração análoga que usa FBG (2,8 pm/mm) em vez de Fabry-Pérot [73]. Além disso, o facto de usar um diafragma de resina e um molde de PTFE torna o sensor resistente e apropriado para aplicações como a medição de nível em reservatórios ou furos petrolíferos.

6. Estudo da relação da sensibilidade dos sensores com as suas dimensões

Os requisitos de um sensor são determinados pela aplicação pretendida. Assim, características como custo, miniaturização, robustez, longevidade, alcance e sensibilidade tem diferentes pesos dependendo da aplicação e das exigências do utilizador. No entanto, a sensibilidade é sempre um termo de comparação entre os diferentes sensores, e, naturalmente, uma meta a ultrapassar pela investigação.

Neste trabalho, foram produzidos sensores com diferentes dimensões, cujas sensibilidades à deformação longitudinal variam entre 1,63 e 3,26 pm/με. Para perceber se existe algum fator que determina o valor da sensibilidade, procedeu-se ao estudo da relação entre as sensibilidades e os parâmetros físicos da cavidade ótica dos sensores Fabry-Pérot. Na literatura, alguns autores defendem que cavidades com forma elipsoidais menores, isto é, menor comprimento na direção da fibra, apresentam maiores sensibilidades [21], [77]. No entanto, há resultados experimentais contraditórios [80]. Em 2012, Favero e colaboradores, através de alguma manipulação matemática, relacionaram o rácio da deformação transversal do elipsoide, δr , sobre a deformação longitudinal, δd , em função do seu comprimento longitudinal, d . O estudo abrange cavidades quase-esféricas ($d \approx r$) e cavidades elipsoidais oblatas, onde $r > d$. Os autores assumem que a sensibilidade das cavidades é proporcional a $\frac{\delta r}{\delta d}$, permitindo concluir que esta aumenta para tamanhos de cavidades elipsoidais menores. Pelo contrário, a sensibilidade da cavidade esférica aumenta para cavidades de maior raio [77].

Em 2014, Liu e colaboradores conseguiram manipular o seu procedimento de modo a produzir as cavidades de Fabry-Pérot com as dimensões desejadas, controlando a sobreposição das duas fibras e a viscosidade do liquido depositado. Quanto mais sobrepostas as fibras (maior $2d$), maior a cavidade fabricada. Dos seus resultados experimentais, concluíram, também, que aplicando sucessivos arcos de fusão na bolha inicial, de modo a alterar a sua forma e diminuir o comprimento da cavidade, aumentavam a respetiva amplitude de modulação espectral. Além disso, demonstraram que a sensibilidade à deformação longitudinal era maior para cavidades menores. A sensibilidade dos sensores Fabry-Pérot aumenta de 2,9 para 6 pm/με no caso em que a cavidade sofre uma diminuição de 79 para 46 μm [21]. Em 2015, o mesmo grupo estudou a distribuição de tensão e deformação de diferentes cavidades sob determinada tensão aplicada, usando o *software* comercial ANSYS®. A simulação inclui 4 modelos de cavidades: retangulares e elipsoidais, com e sem secção transversal afunilada. As sensibilidades à deformação de cada uma das cavidades são calculadas para várias espessuras de parede, verificando-se que as cavidades apresentam maior sensibilidade quanto menor a espessura de parede. Os autores concluíram, também, que as cavidades com secção afunilada são mais sensíveis, independentemente da forma da cavidade. O grupo confirmou estas previsões teóricas, produzindo uma série de cavidades com as

características apresentadas, de entre as quais reportaram a maior sensibilidade presente na literatura: 43 pm/ $\mu\epsilon$ [31].

Para estudar a relação entre as sensibilidades dos sensores e as respectivas dimensões, foi desenvolvida uma rotina no programa comercial *MatLab*[®]. Considerando que a fibra ótica é aproximadamente descrita por um cilindro de sílica, os sensores são modelados por um cilindro de 25 cm de comprimento e 125 μm de diâmetro com uma cavidade esférica central de diâmetro L_0 , que varia entre 25 e 123 μm , tal como está representado na Figura 6.1.

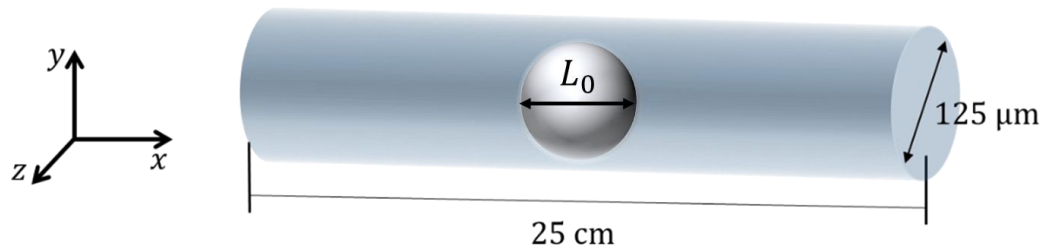


Figura 6.1 - Representação da fibra ótica com a cavidade esférica e respetivas dimensões.

Nesta rotina, as deformações da fibra e da cavidade quando sujeitas a uma determinada tensão são calculadas através da Lei de Hooke:

$$\sigma = E \epsilon, \quad (6.1)$$

onde σ é a tensão aplicada, E o módulo de Young e ϵ a deformação relativa do material. A equação anterior também pode ser escrita em função da área da secção (A), da força aplicada (F) e da deformação do material (ΔL):

$$\Delta L = \frac{F}{E} \times \frac{L}{A} \quad (6.2)$$

onde L e A , correspondem, respetivamente, ao comprimento e área de secção iniciais da fibra. A simulação consiste na integração numérica da equação (6.1), sobre uma fibra ótica (cilindro de diâmetro 125 μm) com uma cavidade esférica central de diâmetro L_0 , e devolve a deformação longitudinal da fibra e da cavidade, consoante as suas condições iniciais, nomeadamente, força, módulo de Young e dimensões de cavidade. Seguidamente, apresentam-se as várias etapas de construção da rotina de simulação da deformação da fibra:

1. Definição do vetor P , o vetor posição que secciona a fibra em pequenos intervalos, ao longo de todo o seu comprimento. Na zona onde se encontra a cavidade, escolhe-se um intervalo mais fino;
2. Definição de R e y_p , os vetores que desenham a interseção do plano O_{xy} com a fibra ótica, tal como se pode verificar na Figura 6.2. O vetor R desenha as paredes externas da fibra e $y(x)$ desenha a cavidade esférica de Fabry-Pérot.

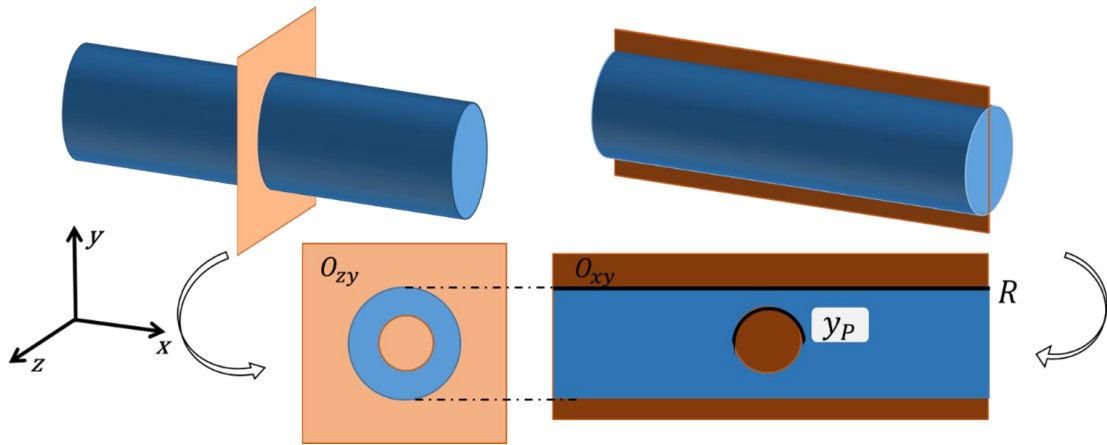


Figura 6.2 – Esquema ilustrando a intersecção dos planos O_{xy} e O_{yz} com a fibra ótica.

3. Definição da A_p , vetor que representa a área da secção no plano O_{zy} , em cada ponto do vetor P , que corresponde à diferença entre a área total da secção da fibra e área da secção transversal da cavidade.
4. Cálculo da elongação de cada intervalo, $delta_p$, segundo a equação (6.2).

No fim, a deformação longitudinal da cavidade calcula-se somando cada elongação entre os limites das cavidades: $\sum_0^{L_0} delta_p$. Sendo a deformação total da fibra o somatório de todo o vetor $delta_p$: $\sum delta_p$. Como o objetivo é simular a deformação da fibra e cavidade aplicando uma deformação conhecida, testa-se o programa com uma força inicial (F_i) e dada a deformação final essa é ajustada até chegar a uma deformação exata de 2540 $\mu\epsilon$ (valor de deformação máximo utilizado na caracterização ótica das cavidades, na secção 4.2). Assim, sabendo a elongação final da cavidade $\Delta L = \sum_0^{L_0} delta_p$, é possível calcular a sensibilidade para cada uma das cavidades L_0 . Para tal, é necessário calcular o correspondente deslocamento espectral ($\Delta\lambda$), que depende da ordem de interferência, m , tal como se pode observar pela equação (3.10 a). Desta forma, a mesma cavidade de Fabry-Pérot apresenta diferentes sensibilidades. De modo a possibilitar a comparação das sensibilidades dos sensores deste trabalho com as sensibilidades resultantes das simulações, são selecionados apenas os λ_{min} entre os 1510 e 1590 nm (a gama do interrogador), que se calculam através da equação:

$$\lambda_{min} = \frac{4L_0}{(2m + 1)} \quad (6.3)$$

onde m toma valores inteiros de 1 até 300. Sabendo λ_{min} , o deslocamento do espectro é determinado através da equação:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_{min}}{L_0} \Delta L. \quad (6.4)$$

A sensibilidade obtém-se dividindo-se $\Delta\lambda$ por 2540, a deformação relativa da fibra em $\mu\epsilon$.

De modo a ter um termo de comparação com os resultados da simulação, a mesma modulação foi testada num programa comercial que se baseia na análise de elementos finitos – ANSYS®. Neste caso, ao introduzir a deformação aplicada numa extremidade da fibra, a simulação devolve a deformação longitudinal e transversal da cavidade Fabry-Pérot.

Na Figura 6.3 são apresentadas as sensibilidades calculadas através da simulação com a integração numérica da Lei de Hooke (MatLab®) e da simulação baseada na análise de elementos finitos (Ansys®), juntamente com as sensibilidades dos sensores produzidos neste trabalho, em função da dimensão longitudinal de cada uma das cavidades.

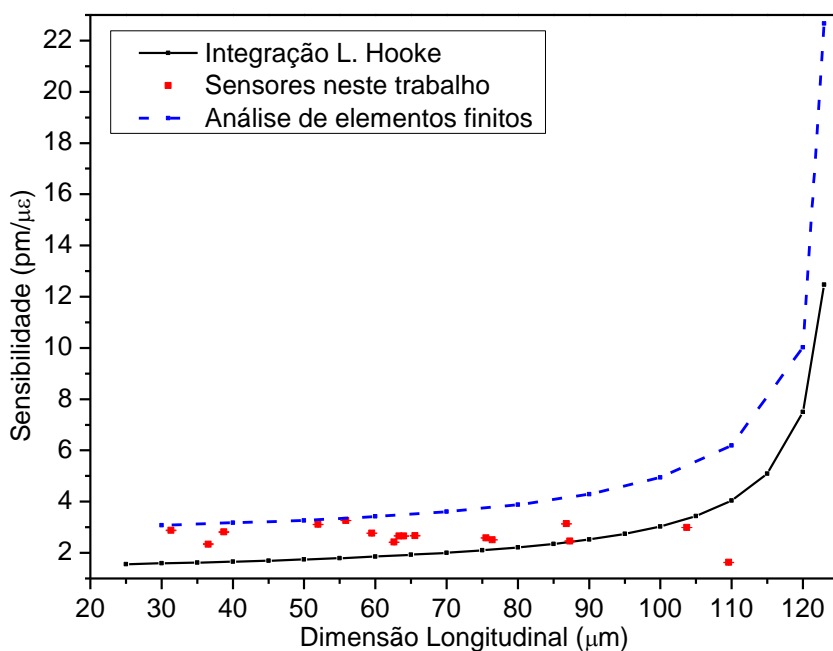


Figura 6.3—Sensibilidades obtidas nas simulações pela integração numérica da Lei de Hooke (MatLab®) e pelo programa de análise de elementos finitos (Ansys®) para cavidades de diâmetro entre 25 μm e 123 μm representadas pelas linhas e as sensibilidades reais dos sensores 1 – 16, a vermelho em função das respetivas dimensões longitudinais.

Verifica-se que a curva de variação das sensibilidades calculadas através da simulação baseada na integração numérica da Lei de Hooke (MatLab®) apresenta um comportamento semelhante à curva de variação das sensibilidades calculadas através da análise de elementos finitos (Ansys®). As sensibilidades mantêm-se constantes para cavidades com dimensões entre os 25 μm e 90 μm e para cavidades de dimensão superior a 90 μm a sensibilidade aumenta exponencialmente. Ainda que as curvas das sensibilidades revelem comportamentos semelhantes, a curva das sensibilidades calculadas através do método de elementos finitos encontra-se deslocada para sensibilidades maiores comparativamente à curva das sensibilidades calculadas através da integração numérica.

Na Figura 6.4 apresentam-se as sensibilidades calculadas através das simulações baseadas na integração numérica (MatLab®) e na análise de elementos finitos (Ansys®) em função da razão entre

as dimensões transversais da fibra e da cavidade, assim como algumas sensibilidades dos sensores de Fabry-Pérot com cavidades elipsoidais reportados na literatura.

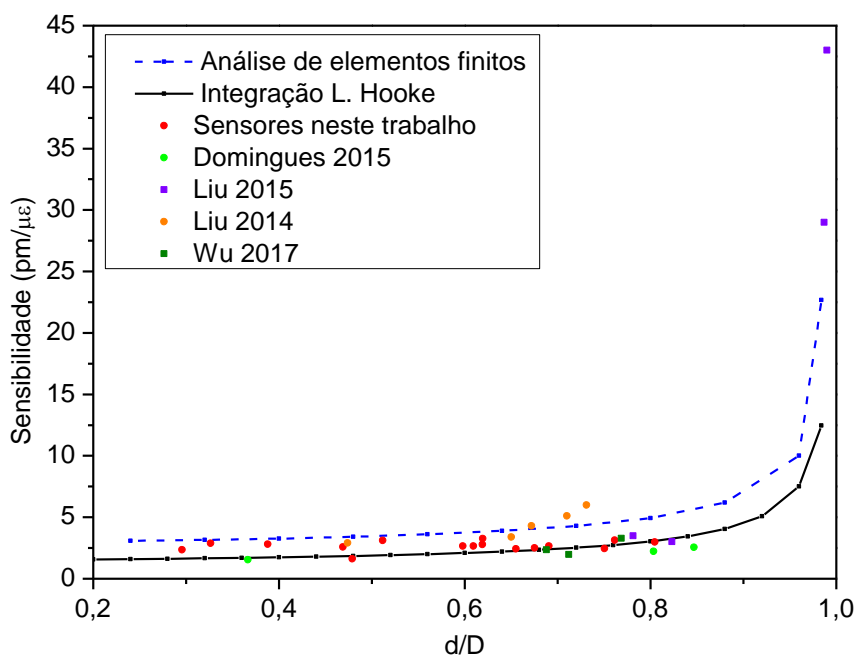


Figura 6.4 – Sensibilidade obtidas nas simulações pela integração numérica da Lei de Hooke (MatLab®) e pelo programa de análise de elementos finitos (Ansys®) para cavidades entre 25 μm e 123 μm representadas pelas linhas e as sensibilidades dos sensores 1 – 16 e sensores da literatura, em função da razão d/D , onde d representa a dimensão transversal da cavidade e D a dimensão transversal da fibra na zona da cavidade.

Verifica-se que a sensibilidade aumenta quando a razão d/D se aproxima de 1, ou seja, a espessura de parede é tão pequena que as dimensões transversais da cavidade e da fibra são quase coincidentes. Observando as Figura 6.3 e Figura 6.4 verifica-se que as sensibilidades dos sensores produzidos apresentam uma tendência semelhante à variação da sensibilidade calculadas através das simulações, mantendo-se sensivelmente constantes, entre os 30 e 100 μm de diâmetro das cavidades, ou, quando d/D toma valores entre os 0,3 e 0,85. No entanto, os resultados das simulações e dos sensores produzidos não coincidem exatamente. Um dos aspetos que pode justificar esse desvio, é o facto de o sensor ser produzido por fusão entre fibras. Durante o arco de fusão, a fibra fica sujeita a um elevado e repentino aquecimento da fibra, que pode provocar alterações no material, nomeadamente alteração do módulo de Young ou enfraquecimento das ligações químicas, sendo que tal facto não é considerado nas simulações, onde é utilizado o valor do modulo de Young da sílica ($E=69,22$ GPa)[81, 82]. Além do módulo de Young, na simulação assume - se que a o índice de refração do gás dentro da cavidade é igual a 1, que pode não corresponder à realidade, dado o desconhecimento do gás, ou gases, presentes na cavidade. Outro aspeto que pode influenciar o desvio da sensibilidade dos sensores da previsão teórica é a modelação esférica das cavidades dos sensores, onde, na realidade, as cavidades produzidas têm geralmente formas elipsoidais e uma ligeira deformação da parede da fibra na zona da

microcavidade interferométrica. Para eliminar este problema, a rotina desenvolvida foi adaptada de forma a modelar a forma de cada um dos sensores produzidos considerando as suas características geométricas, apresentadas na Tabela 4.1, e calcular as respectivas sensibilidades. Na Figura 6.5 são comparadas as sensibilidades reais de cada um dos sensores produzidos com as sensibilidades calculadas na simulação.

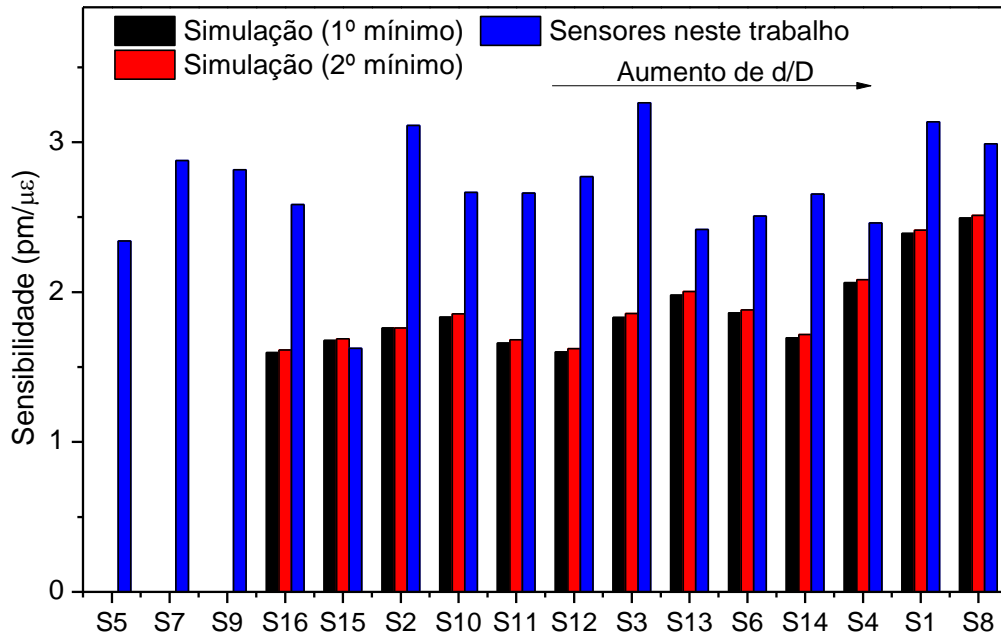


Figura 6.5 - Sensibilidades obtidas por simulação e reais, dos sensores produzidos, para vários sensores com dimensões de cavidade diferentes.

Note-se que as sensibilidades teóricas correspondentes aos sensores 5, 7 e 9 não são apresentadas porque, na simulação, não existem mínimos na gama considerada (1510-1590nm), não sendo possível calcular a sensibilidade segundo a equação (6.4).

7. Considerações finais

7.1 Conclusão

Este trabalho propõe um método de produção das cavidades de Fabry-Pérot em sensores intrínsecos, simples e de baixo custo, recorrendo ao uso de fibra ótica destruída pelo efeito de fusível. Uma vez que as fibras são inúteis para comunicações óticas depois do efeito de fusível, este é um aproveitamento, ou reciclagem.

Os sensores Fabry-Pérot são caracterizados em função da deformação e baseado nestas cavidades, é desenvolvido um sensor de pressão, cuja aplicação principal é a medição de nível do líquido dentro de um reservatório. O sensor foi testado em duas configurações diferentes revelando sensibilidades de sensibilidades de $1,83 \pm 0,08$ pm/mm e $4,7 \pm 0,1$ pm/mm para as configurações a) (de fundo) e b) (lateral), respetivamente. São valores competitivos quando comparados com a sensibilidade de outros dispositivos em fibra ótica já reportados na literatura, e além disso uma das configurações é portátil e resistente a ambientes agressivos. Futuramente, para alcançar sensibilidades superiores a variações de pressão maiores, bastaria apenas aumentar o diâmetro dos moldes de fixação do diafragma.

Os valores de sensibilidade estimados com o modelo desenvolvido, em Matlab®, por simulação, apresentam elevada proximidade aos valores de sensibilidades obtidos pela caracterização experimental dos sensores produzidos.

7.2 Trabalho futuro

Como trabalho futuro, sugere-se estudar com mais pormenor os parâmetros que influenciam a sensibilidade dos sensores de deformação, bem como a análise em detalhe das condições de fusão no processo de fabrico das microcavidades interferométricas e a sua influência na alteração dos parâmetros de elasticidade das fibras, como por exemplo o módulo de Young.

São ainda sugeridos ajustes às simulações desenvolvidas, nomeadamente, considerar a variação do fator de concentração de tensão em torno da cavidade, de modo a verificar se existe algum desvio dos resultados atuais.

8. Referências

- [1] “Global Market for Fiber Optic Sensor on the Move, Reports BCC Research,” *Globe News Wire*, 2017. [Online]. Available: <https://globenewswire.com/news-release/2017/01/26/911057/0/en/Global-Market-for-Fiber-Optic-Sensor-on-the-Move-Reports-BCC-Research.html>. [Accessed: 23-Oct-2017].
- [2] “Fiber Optics Market Analysis By Type (Single Mode, Multimode, Plastic Optical Fiber), By Application (Telecom, Oil & Gas, Military & Aerospace, BFSI, Medical, Railway), By Region, And Segment Forecasts, 2014 - 2025,” *Grand View Research*, 2017. [Online]. Available: <http://www.grandviewresearch.com/press-release/global-fiber-optics-market>. [Accessed: 23-Oct-2017].
- [3] B. Culshaw, “Optical Fiber Sensor Technologies : Opportunities and — Perhaps — Pitfalls,” vol. 22, no. 1, pp. 39–50, 2004.
- [4] M. N. Alahbabi, Y. T. Cho, and T. P. Newson, “Simultaneous temperature and strain measurement with combined spontaneous Raman and Brillouin scattering,” *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 11, pp. 1276–1278, 2005.
- [5] P. Roriz, A. B. Lobo-ribeiro, J. L. Santos, J. A. Simões, P. Roriz, O. Frazão, A. B. Lobo-ribeiro, J. L. Santos, and J. A. Simões, “Review of fiber-optic pressure sensors for biomedical and biomechanical applications,” *J. Biomed. Opt.*, vol. 18, no. 5, pp. 050903–050921, 2013.
- [6] B. Culshaw and A. Kersey, “Fiber-optic sensing: A historical perspective,” *J. Light. Technol.*, vol. 26, no. 9, pp. 1064–1078, 2008.
- [7] K. C. Kao and G. A. Hockham, “Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies,” *Proc. IEEE*, vol. 113, no. 7, pp. 1151–1158, 1966.
- [8] K. T. V. Grattan and T. Sun, “Fiber optic sensor technology: an overview.,” *Sensors Actuators, A Phys. A Phys.*, vol. 82, no. 1, pp. 40–61, 2000.
- [9] T. Zhu, D. Wu, M. Liu, and D. W. Duan, “In-line fiber optic interferometric sensors in single-mode fibers,” *Sensors (Switzerland)*, vol. 12, no. 8, pp. 10430–10449, 2012.
- [10] B. Lee, “Review of the present status of optical fiber sensors,” *Opt. Fiber Technol.*, vol. 9, no. 2, pp. 57–79, 2003.
- [11] B. H. Lee, Y. H. Kim, K. S. Park, J. B. Eom, M. J. Kim, B. S. Rho, and H. Y. Choi, “Interferometric fiber optic sensors,” *Sensors*, vol. 12, no. 3, pp. 2467–2486, 2012.
- [12] E. Udd and W. B. J. Spillman, *Fiber Optic Sensors: An Introduction for Engineers and Scientists*, 2 nd. New Jersey: John Wiley & Sons, Ltd, 2011.
- [13] K. T. V. Grattan and B. T. Meggit, *Optical Fiber Sensor Technology*, 1 st., vol. 2. Glasgow: Springer Science & Business Media Dordrecht, 1998.
- [14] Q. Yu and X. Zhou, “Pressure Sensor Based on the Fiber-Optic Extrinsic Fabry-Perot Interferometer,” *Photonic Sensors*, vol. 1, no. 1, pp. 72–83, 2011.
- [15] C. M. A. Ashruf, “Thin flexible pressure sensors Feature Thin flexible pressure sensors,” *Sens. Rev.*, vol. 22, no. 2002, pp. 322–327, 2005.
- [16] W. P. Eaton and J. H. Smith, “Micromachined Pressure Sensors : Review and Recent Developments,” *SPIE*, vol. 3046, pp. 30–41, 1997.
- [17] A. D. Kersey, “Optical Fiber Sensors for Permanent Downwell Monitoring Applications in the Oil and Gas Industry,” *IEICE Trans. Electron.*, no. 3, pp. 400–404, 2000.
- [18] T. K. Kragas, B. A. Williams, and G. A. Myers, “The Optic Oil Field : Deployment and Application of Permanent In-well Fiber Optic Sensing Systems for Production and Reservoir Monitoring,” *Soc. Pet.*

Eng., 2001.

- [19] T. K. Gangopadhyay, "Prospects for Fibre Bragg Gratings and Fabry-Perot Interferometers in fibre-optic vibration sensing," *Sensors Actuators A. Phys.*, vol. 113, pp. 20–38, 2004.
- [20] B. Culshaw, "Fiber optics in sensing and measurement," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 6, pp. 1014–1021, 2000.
- [21] S. Liu, Y. Wang, C. Liao, G. Wang, Z. Li, Q. Wang, and J. Zhou, "High-sensitivity strain sensor based on in-fiber improved Fabry – Perot interferometer," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 7, pp. 2121–2124, 2014.
- [22] Y. Zhu and A. Wang, "Miniature Fiber-Optic Pressure Sensor," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, no. 2, pp. 2004–2006, 2005.
- [23] T. Wei, Y. Han, Y. Li, H. Tsai, and H. Xiao, "Temperature-insensitive miniaturized fiber inline Fabry-Perot interferometer for highly sensitive refractive index measurement," *Opt. Express*, vol. 16, no. 8, pp. 14123–14128, 2008.
- [24] X. Tan, Y. Geng, X. Li, R. Gao, and Z. Yin, "High temperature microstructured fiber sensor based on a partial-reflection-enabled intrinsic Fabry–Perot interferometer," *Appl. Opt.*, vol. 52, no. 34, p. 8195, 2013.
- [25] R. Lv, Y. Zhao, D. Wang, and Q. Wang, "Magnetic Fluid-Filled Optical Fiber Fabry – Pérot Sensor for Magnetic Field Measurement," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 26, no. 3, pp. 2013–2015, 2014.
- [26] M. Cano-contreras, A. D. Guzman-Chavez, R. I. Mata-Chavez, E. Vargas-Rodriguez, D. Jauregui-Vazquez, D. Claudio-Gonzalez, J. M. Estudillo-Ayala, R. Rojas-Laguna, and E. Huerta-Mascotte, "All-Fiber Curvature Sensor Based on an Abrupt Tapered Fiber and a Fabry – Pérot Interferometer," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 26, no. 22, pp. 2213–2216, 2014.
- [27] F. J. Arregui, Y. Liu, I. R. Matias, and R. O. Claus, "Optical fiber humidity sensor using a nano Fabry – Perot cavity formed by the ionic self-assembly method," *Sensors Actuators B. Chem.*, pp. 54–59, 1999.
- [28] S. J. Petuchowski, T. G. Giallorenzi, and S. K. Sheem, "A Sensitive Fiber-optic Fabry-Perot Interferometer," *IEEE J. Quantum Electron.*, no. 11, pp. 2168–2170, 1981.
- [29] C. E. Lee and H. F. Taylor, "Interferometric optical fibre sensors using internal mirrors," *Electronic Lett.*, vol. 24, no. 4, pp. 193–194, 1988.
- [30] S. Legoubin, M. Douay, P. Bernage, and P. Niay, "Free spectral range variations of grating-based Fabry – Perot filters photowritten in optical fibers," *J. Opt. Soc. o Am. A*, vol. 12, no. 8, pp. 1687–1694, 1995.
- [31] S. Liu, K. Yang, Y. Wang, J. Qu, C. Liao, J. He, Z. Li, G. Yin, B. Sun, J. Zhou, G. Wang, J. Tang, J. Zhao, and C. Thus, "High-sensitivity strain sensor based on in-fiber rectangular air bubble," *Sci. Rep.*, vol. 5, no. lli, p. 7624, 2015.
- [32] V. R. Machavaram, R. A. Badcock, and G. F. Fernando, "Fabrication of intrinsic fibre Fabry-Perot sensors in silica fibres using hydrofluoric acid etching," *Sensors Actuators, A Phys.*, vol. 138, no. 1, pp. 248–260, 2007.
- [33] S. Watson, M. J. Gander, W. N. Macpherson, J. S. Barton, J. D. C. Jones, T. Klotzbuecher, T. Braune, J. Ott, and F. Schmitz, "Laser-machined fibers as Fabry – Perot pressure sensors," *Appl. Opt.*, vol. 45, no. 22, pp. 5590–5596, 2006.
- [34] S. C. Kaddu, D. J. Booth, D. D. Garchev, and S. F. Collins, "Intrinsic fibre Fabry-Perot sensors based on co-located Bragg gratings," *Opt. Commun.*, vol. 4018, no. 97, pp. 1–4, 1997.
- [35] Y.-J. Rao, M. Deng, D. Duan, X.-C. Yang, T. Zhu, and G.-H. Cheng, "Micro Fabry-Perot interferometers in silica fibers machined by femtosecond laser," *Opt. Express*, vol. 15, no. 21, pp. 14123–14128, 2007.
- [36] Z. Ran, Y. Rao, J. Zhang, Z. Liu, and B. Xu, "A miniature fiber-optic refractive-index sensor based on laser-machined Fabry-Perot interferometer tip," *J. Light. Technol.*, vol. 27, no. 23, pp. 5426–5429, 2009.

- [37] T. Wei, Y. Han, H.-L. Tsai, and H. Xiao, "Miniaturized fiber inline Fabry-Perot interferometer fabricated with a femtosecond laser.," *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 6, pp. 536–538, 2008.
- [38] T. Yoshino, K. Kurosawa, K. Itoh, and T. Ose, "Fiber-Optic Fabry-Perot Interferometer and its Sensor Applications," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 30, no. 10, pp. 1612–1621, 1982.
- [39] J. J. Alcoz, C. E. Lee, and F. T. Henry, "Embedded Fiber-optic Fabry-Perot Ultrasound Sensor," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectrics Freq. Control*, vol. 37, no. 4, pp. 302–306, 1990.
- [40] M. Rajibul Islam, M. Mahmood Ali, M. H. Lai, K. S. Lim, H. Ahmad, R. Islam, M. M. Ali, M. H. Lai, and K. S. Lim, "Chronology of fabry-perot interferometer fiber-optic sensors and their applications: A review," *Sensors (Switzerland)*, vol. 14, no. 4, pp. 7451–7488, 2014.
- [41] J. Sirkis, R. T. Jones, H. Singh, T. A. Berkoff, A. D. Kersey, E. J. Friebele, and M. A. Putnam, "In-line fiber etalon (ILFE) fiber-optic strain sensors," *J. Light. Technol.*, vol. 13, no. 7, pp. 1256–1263, 1995.
- [42] Q. Shi, F. Lv, Z. Wang, L. Jin, J. J. Hu, Z. Liu, G. Kai, and X. Dong, "Environmentally Stable Fabry – Pérot-Type Strain Sensor Based On Hollow-Core Photonic Bandgap Fiber," vol. 20, no. 4, pp. 2007–2009, 2008.
- [43] F. Luan, A. K. George, T. D. Hedley, G. J. Pearce, D. M. Bird, J.c.knight, and P. S. J. Russell, "All solid photonic bandgap fiber," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 20, pp. 2369–2371, 2004.
- [44] M. Deng, C. Tang, T. Zhu, and Y. Rao, "PCF-Based Fabry – Pérot Interferometric Sensor for Strain Measurement at High Temperatures," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 23, no. 11, pp. 700–702, 2011.
- [45] F. C. Favero, G. Bouwmans, V. Finazzi, J. Villatoro, and V. Pruneri, "Fabry–Perot interferometers built by photonic crystal fiber pressurization during fusion splicing," *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 21, p. 4191, 2011.
- [46] M. S. Ferreira, J. Bierlich, J. Kobelke, K. Schuster, J. L. Santos, and O. Frazão, "Towards the control of highly sensitive Fabry-Pérot strain sensor based on hollow-core ring photonic crystal fiber," *Opt. Express*, vol. 20, no. 20, p. 21946, 2012.
- [47] J. Ma, J. Ju, L. Jin, W. Jin, and D. Wang, "Fiber-tip micro-cavity for temperature and transverse load sensing," vol. 19, no. 13, pp. 12418–12426, 2011.
- [48] Y. Zhang, P. Yuan, H. Y. Choi, K. S. Park, S. J. Park, U. C. Paek, B. H. Lee, E. S. Choi, C. Wu, Z. Liu, A. P. Zhang, B. O. Guan, and H. Y. Tam, "Temperature-insensitive fiber optic Fabry-Perot interferometer based on special air cavity for transverse load and strain measurements," *Opt. Express*, vol. 25, no. 8, pp. 9443–9448, 2017.
- [49] A. Zhou, B. Qin, Z. Zhu, Y. Zhang, Z. Liu, J. Yang, and L. Yuan, "Hybrid structured fiber-optic Fabry – Perot interferometer for simultaneous measurement of strain and temperature," *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 18, pp. 5267–5270, 2014.
- [50] D.-W. Duan, Y.-J. Rao, Y.-S. Hou, and T. Zhu, "Microbubble based fiber-optic Fabry-Perot interferometer formed by fusion splicing single-mode fibers for strain measurement.," *Appl. Opt.*, vol. 51, no. 8, pp. 1033–6, 2012.
- [51] Y. J. Rao, T. Zhu, X. C. Yang, and D. W. Duan, "In-line fiber-optic etalon formed by hollow-core photonic crystal fiber," *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 18, pp. 2662–2664, 2007.
- [52] S. Liu, K. Yang, Y. Wang, J. Qu, C. Liao, J. He, Z. Li, G. Yin, B. Sun, J. Zhou, G. Wang, J. Tang, and J. Zhao, "High-sensitivity strain sensor based on in-fiber rectangular air bubble," *Sci. Rep.*, vol. 5, no. 1, p. 7624, 2015.
- [53] E. Cibula, D. Donlagic, and C. Stropnik, "Miniature Fiber Optic Pressure Sensor for Medical Applications," *IEEE*, pp. 5–8, 2002.
- [54] K. Totsu, Y. Haga, and M. Esashi, "Ultra-miniature fiber-optic pressure sensor using white light interferometry," *J. Micromechanics Microengineering*, vol. 15, pp. 71–75, 2005.
- [55] J. Xu, X. Wang, K. L. Cooper, and A. Wang, "Miniature all-silica fiber optic pressure and acoustic sensors," *Opt. Lett.*, vol. 30, no. 24, pp. 3269–3271, 2005.

- [56] W. Wang and F. Li, "Large-range liquid level sensor based on an optical fibre extrinsic Fabry-Perot interferometer," *Opt. Lasers Eng.*, vol. 52, no. 1, pp. 201–205, 2014.
- [57] X. Wang, J. Xu, Y. Zhu, K. L. Cooper, and A. Wang, "All-fused-silica miniature optical fiber tip pressure sensor," *Opt. Lett.*, vol. 31, no. 7, pp. 885–887, 2006.
- [58] S. H. Aref, H. Latifi, M. I. Zibaii, and M. Afshari, "Fiber optic Fabry – Perot pressure sensor with low sensitivity to temperature changes for downhole application," *Opt. Commun.*, vol. 269, pp. 322–330, 2007.
- [59] F. Xu, D. Ren, X. Shi, C. Li, W. Lu, L. Lu, L. Lu, and B. Yu, "High-sensitivity Fabry – Perot interferometric pressure sensor based on a nanothick silver diaphragm," *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 2, pp. 133–135, 2012.
- [60] E. Hecht, *Óptica*, 2 nd. Coimbra: Fundação Calouste Gulbenkian, 2002.
- [61] M. Ferreira, "Fibras Ópticas," in *Óptica e Fotónica*, Lidel, Ed. Lidel, 2003, pp. 331–355.
- [62] A. R. Frias, "Sensores óticos baseados em micro cavidades em fibra ótica," Universidade de Aveiro, 2014.
- [63] S. Todoroki, "Fiber Fuse Propagation Behavior," in *Selected Topics on Optical Fiber Technology*, INTECH Open Access Publisher, 2012, pp. 551–570.
- [64] M. Facao, A. M. Rocha, and P. S. De Brito André, "Traveling solutions of the fuse effect in optical fibers," *J. Light. Technol.*, vol. 29, no. 1, pp. 109–114, 2011.
- [65] R. Kashyap and K. J. Blow, "Observation of catastrophic self-propelled self focusing in optical fibres," *Electronic Lett.*, vol. 24, no. 1, pp. 47–49, 1988.
- [66] E. M. Dianov, I. a Bufetov, and A. a Frolov, "Destruction of silica fiber cladding by the fuse effect.," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 16, pp. 1852–1854, 2004.
- [67] S.-I. Todoroki, "Origin of periodic void formation during fiber fuse," *Opt. Express*, vol. 13, no. 17, p. 6381, 2005.
- [68] R. M. Atkins, P. G. Simpkins, and a D. Yablon, "Track of a fiber fuse: a Rayleigh instability in optical waveguides.," *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 12, pp. 974–976, 2003.
- [69] P. S. André, M. Facão, A. M. Rocha, P. Antunes, and A. Martins, "Evaluation of the fuse effect propagation in networks infrastructures with different types of fibers," in *Optical Fiber Communication*, 2010, pp. 2–4.
- [70] F. Domingues, A. R. Frias, P. Antunes, A. O. P. Sousa, R. A. S. Ferreira, and P. S. André, "Observation of the fuse effect discharge zone nonlinear velocity regime in erbium-doped fibres," *Electron. Lett.*, vol. 48, p. 1245, 2012.
- [71] M. F. Domingues, P. Antunes, N. Alberto, A. R. Frias, A. R. Bastos, R. A. S. Ferreira, and P. S. André, "Enhanced sensitivity high temperature optical fiber FPI sensor created with the catastrophic fuse effect," *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 57, no. 4, pp. 2781–2784, 2015.
- [72] E. M. Dianov, V. E. Fortov, I. A. Bufetov, V. P. Efremov, A. E. Rakitin, M. A. Melkumov, M. I. Kulish, and A. A. Frolov, "High-speed photography, spectra, and temperature of optical discharge in silica-based fibers," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 18, no. 6, pp. 752–754, 2006.
- [73] P. André, A. Rocha, F. Domingues, and M. Facão, "Thermal Effects in Optical Fibres," in *Developments in heat transfer*, vol. 1987, 2009, pp. 1–21.
- [74] M. De Fátima F.domingues, T. De Brito Paixão, E. F. T. Mesquita, N. Alberto, A. R. Frias, R. A. S. Ferreira, H. Varum, P. F. Da Costa Antunes, and P. S. De Brito André, "Liquid hydrostatic pressure optical sensor based on micro-cavity produced by the catastrophic fuse effect," *IEEE Sens. J.*, vol. 15, no. 10, pp. 5654–5658, 2015.
- [75] M. Majumder, T. K. Gangopadhyay, A. K. Chakraborty, K. Dasgupta, and D. K. Bhattacharya, "Fibre Bragg gratings in structural health monitoring-Present status and applications," *Sensors Actuators, A Phys.*,

vol. 147, no. 1, pp. 150–164, 2008.

- [76] A. M. Vengsarkar, P. J. Lemaire, J. B. Judkins, V. Bhatia, T. Erdogan, and J. E. Sipe, “Long-period fiber gratings as band-rejection filters,” *J. Light. Technol.*, vol. 14, no. 1, pp. 58–64, 1996.
- [77] F. C. Favero, L. Araujo, G. Bouwmans, V. Finazzi, J. Villatoro, and V. Pruneri, “Spheroidal Fabry-Perot microcavities in optical fibers for high-sensitivity sensing,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 7, p. 7112, 2012.
- [78] C. A. R. Díaz, A. G. Leal-Junior, P. S. B. Andre, P. F. C. Antunes, M. J. Pontes, A. F. Neto, and M. R. N. Ribeiro, “Liquid Level Measurement based on FBG-embedded Diaphragms with Temperature,” *IEEE Sens. J.*, pp. 1–8, 2017.
- [79] I. P. Johnson, D. J. Webb, and K. Kalli, “Hydrostatic pressure sensing using a polymer optical fibre Bragg gratings,” *Proc. SPIE*, vol. 8351, p. 835106, 2012.
- [80] J. Villatoro, V. Finazzi, V. P. Minkovich, V. Pruneri, and G. Badenes, “Temperature-insensitive photonic crystal fiber interferometer for absolute strain sensing,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 9, pp. 9–11, 2007.
- [81] P. Antunes, F. Domingues, M. Granada, and P. André, “Mechanical Properties of Optical Fibers,” in *Selected Topics on Optical Fiber Technology*, INTECH Open Access Publisher, 2012, pp. 1–15.
- [82] E. Gregorov, M. Černý, W. Pabst, L. Esposito, C. Zanelli, J. Hamáček, and J. Kutzendörfer, “Temperature dependence of Young’s modulus of silica refractories,” *Ceram. Int.*, vol. 41, no. 1, pp. 1129–1138, 2015.