



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DE COMPUTAÇÃO
DEPARTAMENTO DE ELETRÔNICA E MICROELETRÔNICA

TESE DE DOUTORADO

Sensores distribuídos utilizando efeitos não-lineares em fibras ópticas para aplicação em estruturas inteligentes

Jônatas Fred Rossetto

Orientador: Prof. Dr. Elnatan Chagas Ferreira (FEEC/UNICAMP)

Banca Examinadora

Prof. Dr. Elnatan Chagas Ferreira (FEEC/UNICAMP)

Prof. Dr. Alberto Martins Jorge (FEEC/UNICAMP)

Prof. Dr. Oséas Valente de Avilez Filho (FEEC/UNICAMP)

Ph. D. Osni Lisbôa (IEAv/CTA)

Prof. Dr. Nicolau Andre Silveira Rodrigues (IEAv/CTA)

Ph. D. Josiel Urbaninho de Arruda (IEAv/CTA)

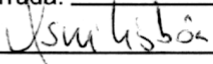
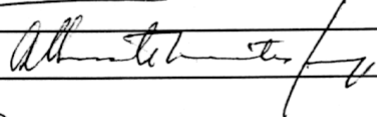
Tese apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas como requisito para a obtenção do Título de Doutor em Engenharia Elétrica

Campinas, São Paulo, Brasil
Novembro/2004

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

R735s	Rossetto, Jônatas Fred Sensores distribuídos utilizando efeitos não-lineares em fibras ópticas para aplicação em estruturas inteligentes / Jônatas Fred Rossetto. --Campinas, SP: [s.n.], 2004. Orientador: Elnatan Chagas Ferreira. Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. 1. Fibras ópticas. 2. Ótica não-linear. 3. Materiais inteligentes. I. Ferreira, Elnatan Chagas. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título.
-------	---

ASSINATURAS DOS MEMBROS PRESENTES NA BANCA AVALIADORA

Prof. Dr. Elnatan Chagas Ferreira (Presidente): 
Dr. Nicolau André Silveira Rodrigues: 
Dr. Josiel Urbaninho de Arruda: 
Dr. Osni Lisboa: 
Prof. Dr. Alberto Martins Jorge: 
Prof. Dr. Oséas Valente de Avilez Filho: 

RESUMO

ROSSETTO, F. Jônatas, *Sensores Distribuídos utilizando efeitos não-lineares em fibras ópticas para aplicação em estruturas inteligentes*, Campinas, São Paulo, Brasil, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação, Universidade Estadual de Campinas, 2004, 220p. Tese de Doutorado.

Sensores distribuídos a fibra óptica representam uma tecnologia chave para o desenvolvimento de estruturas inteligentes, uma vez que podem ser totalmente integrados aos materiais da estrutura. Efeitos ópticos não lineares podem ser utilizados para implementar esta nova classe de sensores, sem a necessidade da construção de componentes sensores individuais. Esta tese propõe a utilização do espalhamento Brillouin estimulado e do espalhamento Raman espontâneo, para desenvolver um sensor distribuído capaz de determinar o perfil de temperatura e deformação mecânica ao longo da fibra óptica sensora. Diversos resultados experimentais são apresentados para ambos os efeitos não-lineares ocorrendo em uma fibra óptica monomodo. Uma nova técnica para estabilizar a diferença de frequência entre dois campos ópticos é proposta. Uma técnica de processamento de sinal é proposta para melhorar a resolução espacial de um sensor distribuído Brillouin. Uma topologia de ponta única é proposta para a implementação de um sensor distribuído Brillouin. Diversos aspectos sobre a implementação de um sensor distribuído Raman são discutidos. Uma nova topologia é proposta para o desenvolvimento de um sensor distribuído híbrido utilizando três diferentes tecnologias: Raman/Brillouin/FBGs, compartilhando a mesma fibra óptica sensora. Os resultados apresentados consolidam a pesquisa e indicam que o investimento em tecnologias correlatas é promissor tanto academicamente quanto comercialmente.

Palavras-Chave: *Sensores Distribuídos a Fibras Ópticas, Espalhamento Brillouin Estimulado, Espalhamento Raman Espontâneo.*

ABSTRACT

ROSSETTO, F. Jônatas, *Distributed sensors using non-linear effects in optical fibers for smart structures applications*, Campinas, São Paulo, Brasil, Electrical Engineering School, Campinas University, 2004, 220p. Doctorate Thesis.

Fiber optic distributed sensors are a key technology for the development of smart structures, as it can be fully integrated to the structure materials. Nonlinear optical effects can be used to implement such kind of sensors, without the need of building individual sensor components. This thesis proposes the use of the stimulated Brillouin scattering and the spontaneous Raman scattering to develop an optical fiber distributed sensor capable of measuring both the temperature and the strain profile along a sensing optical fiber. Several experimental results are presented concerning both nonlinear effects occurring in a single-mode optical fiber. A new technique to stabilize the optical frequency difference between two optical fields is proposed. A signal processing technique is proposed to improve the spatial resolution of the Brillouin distributed sensor. An one-end topology is proposed to implement a Brillouin distributed sensor. Several aspects about the implementation of a Raman distributed sensor are discussed. A new topology is proposed for the development of a hybrid optical fiber distributed sensor using three different technologies, Raman/Brillouin/FBG, sharing the same sensing optical fiber. The presented results consolidate the research and indicate that the investment in correlated technologies is promising not only for the academic research but also for commercial applications.

Keywords: *Distributed Sensors with Optical Fibers, Stimulated Brillouin Scattering, Spontaneous Raman Scattering.*

Publicações

- 1 ROSSETTO, Jônatas Fred, LISBÔA, Osni, FERREIRA, Elnatan Chagas. *"Distributed temperature sensor using the SBS in optical fibers: preliminary results"*. In: XXVII ENFMC – ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, 2004, Poços de Caldas, MG, Brasil. Anais de Óptica – XXVII ENFMC. 2004 – Mídia Eletrônica.
- 2 ROSSETTO, Jônatas Fred, LISBÔA, Osni, FERREIRA, Elnatan Chagas. *"Measurement of the temperature coefficient for the Brillouin frequency shift in optical fibers"*. In: XXVI ENFMC – ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, 2003, Caxambu, MG, Brasil. Anais de Óptica – XXVI ENFMC. 2003 – Mídia Eletrônica.
- 3 ROSSETTO, Jônatas Fred, LISBÔA, Osni, FERREIRA, Elnatan Chagas. *"Stabilization of the frequency difference between two lasers using the SBS in optical fibers"*. In: XXV ENFMC – ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, 2002, Caxambu, MG, Brasil. Anais de Óptica – XXV ENFMC. 2002 – Mídia Eletrônica.
- 4 ROSSETTO, Jônatas Fred, LISBÔA, Osni, FERREIRA, Elnatan Chagas. *"Systematic Error Compensation for a Fiber optic Distributed Sensor using SBS: Numerical Results"*. In: X SBMO – SIMPÓSIO BRASILEIRO DE MICROONDAS E OPTOELETRÔNICA, 2002, Recife, PE, Brasil. Anais do X Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, pp. 83 até 86, 2002.
- 5 ROSSETTO, Jônatas Fred, LISBÔA, Osni, FERREIRA, Elnatan Chagas. *"Laser wavelength Stabilization using FBGs: Performance Limits"*. In: X SBMO – SIMPÓSIO BRASILEIRO DE MICROONDAS E OPTOELETRÔNICA, 2002, Recife, PE, Brasil. Anais do X Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, pp. 230 até 233, 2002.
- 6 ROSSETTO, Jônatas Fred, LISBÔA, Osni, FERREIRA, Elnatan Chagas. *"Brillouin gain width measurement in an optical fiber using a beating technique"*. In: XXIV ENFMC – ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, 2001, São Lourenço, MG, Brasil. Anais de Óptica - XXIV ENFMC. 2001 – Mídia Eletrônica.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Elnatan Chagas Ferreira pela constante orientação, pelo apoio e compreensão pessoal.

Ao Osni Lisbôa (Ph. D.) pela confiança, constante incentivo e participação. Em especial por ter sempre acreditado no desenvolvimento desta pesquisa.

À minha esposa Sheila, pelo apoio, paciência e incentivo, pela compreensão nos momentos de ausência e principalmente por estar sempre ao meu lado nas horas difíceis.

Aos meus pais, Joaquim e Maria Helena, pelo suporte e incentivo durante toda a minha formação acadêmica. Aos meus irmãos Jéberson e Jéssica pelo apoio e pela amizade.

Aos meus amigos Fernando, André Marchezan, Marco Chella, André Teixeira, Marco Remy, Alécio, Luciana e Paulo, pelo apoio, discussões e pelos momentos de descontração.

Ao pessoal do IFCH: Priscila, Renata, Vanessa, Marco Antônio, Alejo, Raquel, Cristiano, Rogério, Luiz Vadico, Endrica e Mônica; pela amizade de longa data, pelo incentivo e pelos momentos de descontração.

Ao Prof. Dr. Edmundo da Silva Braga e ao Prof. Dr. Marco Antônio Robert Alves, que sempre me incentivaram na “hora do café” no DEMIC.

Aos pesquisadores do CTA/IEAv/EFO: Dra. Carmen Lúcia Barbosa, Dr. Renato Cunha Rabelo e Dr. Josiel Urbaninho de Arruda. Pelo incentivo e apoio durante a realização dos trabalhos experimentais.

Aos membros da banca avaliadora, pelas valiosas correções e contribuições ao texto desta tese.

Ao IEAv/CTA por me aceitar como colaborador e por permitir o desenvolvimento desta pesquisa.

Ao CNPq e à FAPESP pelo apoio financeiro.

para Sheila,

CONTEÚDO

Resumo	i
Abstract	ii
Publicações	iii
Agradecimentos	iv
Conteúdo	vi
 Prefácio	
Organização da Tese	
 Capítulo 1 – Conceitos Básicos	1
1.1 O espalhamento Raman espontâneo	3
1.2 O espalhamento Brillouin estimulado	6
1.3 Proposta de Pesquisa	10
1.4 Aplicações	11
1.4.1 Aplicações na indústria do petróleo	12
1.4.2 Aplicações na construção civil e na indústria aeroespacial	13
 Capítulo 2 – Caracterização experimental do efeito Brillouin	15
2.1 Caracterização experimental do espalhamento Brillouin espontâneo	15
2.1.1 Medida da largura espectral do ganho Brillouin (espontâneo)	20
2.2 Observação do espalhamento Brillouin estimulado	23
2.3 Caracterização da dependência de f_{DB} com a temperatura	25
 Capítulo 3 - Técnica para o controle da diferença de frequência entre dois campos ópticos	29
3.1 Função do Sistema de Estabilização e Controle	29
3.2 Introdução à técnica de controle de $(f_P - f_S)$	32
3.3 Circuito optoeletrônico para a técnica de controle de $(f_P - f_S)$	35
3.4 Resultados experimentais para a eficiência da técnica de controle de $(f_P - f_S)$	38
3.5 Varredura de Δf utilizando a técnica de estabilização proposta	42
3.6 Resultados experimentais para a técnica de varredura de Δf	45
 Capítulo 4 - Sensor Distribuído utilizando o efeito Brillouin	47
4.1 A Técnica BOTDA	47
4.2 Topologia Clássica para o sistema sensor Brillouin	50
4.3 Sistema sensor Brillouin: Dupla ponta	52
4.3.1 Configuração experimental	52
4.3.2 Procedimento de operação do sistema sensor	55
4.3.3 Exemplo de operação do sistema sensor Brillouin	58
4.3.4 Dependência do sinal V_T com a largura do pulso de estímulo	60
4.3.5 O efeito da polarização relativa na modulação do campo óptico contínuo	62
4.3.6 Medida de um degrau de temperatura	67
4.3.7 Resultados para o sistema operando no modo de perda	70
4.4 Processamento de sinais para melhorar a resolução espacial	71
4.4.1 A idéia da convolução: Um modelo simples da interação Brillouin	72
4.4.2 Subtração de Sinais – O problema da não-linearidade	73
4.4.3 Resultados Experimentais	74
4.5 Sensor Brillouin na configuração ponta única	76

Capítulo 5 - Sensor distribuído utilizando o efeito Raman	85
5.1 Aspectos básicos do sistema sensor Raman	85
5.2 Funcionamento do sistema sensor Raman	87
5.3 Auto-calibração do sistema sensor Raman	92
5.4 Observação experimental do espalhamento Raman espontâneo	95
Capítulo 6 – Conclusão	99
6.1 Proposta para um sistema sensor híbrido: Brillouin/Raman	99
6.2 Revisão dos resultados	104
6.3 Propostas para trabalhos futuros	105
6.4 Sobre a pesquisa	106
Apêndice A - Revisão - Espalhamento Raman	107
A.1 Introdução	107
A.2 Considerações estatísticas sobre o efeito Raman	109
A.3 Dependência de I_{AS}/I_S com a temperatura	111
A.4 Teoria eletromagnética para o efeito Raman	112
A.4.1 Acoplamento de campos: o campo de Stokes	112
A.4.2 Acoplamento de campos: campo anti-Stokes	117
A.4.2.1 O Campo anti-Stokes para $E_S=0$	119
A.4.2.2 O Campo anti-Stokes Espontâneo	120
A.4.2.3 Propagação guiada do campo anti-Stokes	121
A.5. Limiar Raman	122
Apêndice B - Revisão: Espalhamento Brillouin	125
B.1 Teoria: Onda Acústica e Acoplamento de Campos	125
B.1.1 Considerações iniciais	125
B.1.2 Teoria clássica da interação paramétrica do efeito Brillouin	126
B.2 Ganho Brillouin	133
B.3 Equações acopladas de intensidade	136
B.4 Limiar Brillouin	137
B.5 Depleção do Campo de Bombeio	138
B.6 Saturação do ganho do Campo de Stokes	140
B.7 Dependência do Ganho Brillouin com a temperatura e a Deformação Mecânica	140
B.8 Comportamento Dinâmico	142
Apêndice C - Caracterização das Fontes Laser do sistema sensor Brillouin	143
C.1 Laser Lighthwave 125-1319-150	143
C.2 Diodo Laser DFB Newport LD-1310-21B	148
C.3 Estabilidade da frequência de emissão do diodo laser DFB	150
Apêndice D - Distribuição espectral da linha Brillouin	151
Apêndice E - Modulador Acusto-Óptico	153
E.1 Modo de operação	158
Apêndice F - Projeto de um detector óptico dedicado para o sistema sensor Brillouin	161
F.1 Introdução	161
F.2 Fotodiodos PIN	161
F.3 Definição da Banda de Frequências	164
F.4 Amplificador de Transimpedância (Receptor Direto)	165
F.5 Conclusões	171
Referências Bibliográficas	173

Publicações

	181
1. <i>Distributed temperature sensor using the SBS in optical fibers: preliminary results</i>	182
2. <i>Measurement of the temperature coefficient for the Brillouin frequency shift in optical fibers</i>	186
3. <i>Stabilization of the frequency difference between two lasers using the SBS in optical fibers</i>	190
4. <i>Systematic Error Compensation for a Fiber optic Distributed Sensor using SBS: Numerical Results</i>	194
5. <i>Laser wavelength Stabilization using FBGs: Performance Limits</i>	198
6. <i>Brillouin gain width measurement in an optical fiber using a beating technique</i>	202

Prefácio

A presente tese apresenta uma pesquisa na área de sensores distribuídos utilizando efeitos não-lineares em fibras ópticas, mais especificamente a aplicação do espalhamento Brillouin estimulado e do espalhamento Raman espontâneo para a implementação de um sensor capaz de monitorar simultaneamente os perfis de temperatura e deformação mecânica submetidos a uma única fibra óptica sensora.

Tais efeitos vêm sendo estudados em fibras ópticas desde a década de 80 com uma ênfase inicial no impacto que estes poderiam causar nos então emergentes sistemas de comunicação óptica. Impulsionados pela crescente demanda no campo de telecomunicações, os avanços observados nos componentes ópticos agregaram uma maior versatilidade ao ferramental disponível para as novas pesquisas que surgiam em torno de aplicações para as fibras ópticas.

Na década de 80, o efeito Raman passou a ser investigado visando o desenvolvimento de sensores distribuídos de temperatura em fibras ópticas [1,2], estes primeiros trabalhos marcaram o início das atividades na utilização de efeitos não-lineares para a implementação de sistemas sensores em fibras ópticas. No final da década de 80, a utilização do efeito Brillouin como base de um sensor distribuído de temperatura e deformação mecânica [3], indicou a possibilidade de se utilizar efeitos não-lineares para desenvolver sistemas sensores capazes de auxiliar o monitoramento da integridade de grandes estruturas como pontes, túneis, dutos, etc.

A grande gama de aplicações potenciais para os sensores distribuídos em fibras ópticas tem suprido, na última década, o contínuo interesse na pesquisa desta nova classe de sensores. A presente pesquisa é parte deste contínuo esforço, vindo compilar e por vezes acrescentar novos avanços para este promissor campo de pesquisa.

O objetivo principal da pesquisa foi o de estudar a implementação de um sensor distribuído utilizando a ocorrência, em uma mesma fibra óptica sensora, dos efeitos Raman e Brillouin, visando obter um sistema capaz de monitorar simultaneamente temperatura e deformação mecânica ao longo da fibra sensor. Procurou-se abordar três aspectos principais: teoria, resultados numéricos e resultados experimentais. De um modo geral, esta dissertação apresenta contribuições para cada um destes três aspectos e, neste sentido, agrega um diferencial de conhecimento à optoeletrônica nacional, ainda carente em pesquisas no estudo e desenvolvimento de sensores distribuídos utilizando fibras ópticas.

A pesquisa foi realizada em cooperação com a Divisão de Fotônica do Instituto de Estudos Avançados, vinculado ao Centro Técnico Aeroespacial (EFO/IEAv/CTA). Todas as experiências foram realizadas nos laboratórios da EFO/IEAv, fazendo parte dos esforços desta instituição em manter uma linha de pesquisa na área de sensores estruturais utilizando fibras ópticas.

Organização da Tese

A tese esta dividida em um conjunto de 6 Capítulos. O primeiro capítulo descreve os conceitos básicos relativos aos efeitos ópticos não-lineares estudados e introduz as aplicações da tecnologia proposta.

O Capítulo 2, apresenta a caracterização experimental do espalhamento Brillouin, ocorrendo tanto no caso espontâneo quanto estimulado.

O Capítulo 3, descreve a proposta de um subsistema fundamental para o sensor Brillouin, cuja finalidade é a estabilização da diferença de frequência óptica entre dois campos ópticos.

O Capítulo 4 se dedica a apresentar os resultados experimentais referentes ao sistema sensor Brillouin.

O Capítulo 5 discute uma série de questões importantes para a implementação do sistema sensor Raman. Apresentam-se também resultados relativos à observação do espalhamento Raman espontâneo em fibras ópticas.

O Capítulo 6 apresenta uma série de propostas para a implementação de um sistema sensor híbrido Brillouin/Raman. Neste capítulo revisa-se os resultados obtidos pela pesquisa, concluindo esta tese.

Uma série de apêndices complementa o texto apresentado durante os capítulos principais.

O Apêndice A, apresenta uma revisão teórica do espalhamento Raman com base na teoria eletromagnética clássica.

O Apêndice B, apresenta uma revisão teórica do espalhamento Brillouin com base na teoria clássica para o acoplamento de campos eletromagnéticos.

O Apêndice C, apresenta a caracterização experimental das fontes de radiação laser utilizadas para a implementação do sensor Brillouin.

O Apêndice D, apresenta uma rápida discussão sobre a largura espectral do campo de Stokes gerado espontaneamente pela interação Brillouin.

O Apêndice E, apresenta a caracterização experimental do modulador acusto-óptico utilizado na geração dos pulsos de estímulo no sistema sensor Brillouin.

O Apêndice F, apresenta o projeto de um detector óptico dedicado à observação da modulação do campo contínuo no sistema sensor Brillouin.

As Referências Bibliográficas compilam a relação de documentos da literatura, pertinentes ao tema, citadas ao longo desta tese.

Ao final da tese se apresentam os trabalhos publicados durante o período no qual esta pesquisa foi realizada.

Capítulo 1

Conceitos Básicos

Sensores a fibra óptica representam, atualmente, um campo de pesquisa vasto e promissor, tanto em relação à fértil produção científica observada na última década, quanto ao potencial comercial desta nova tecnologia. Este novo ramo da optoeletrônica vem de encontro à crescente necessidade de se obter informações (medidas), para auxiliar os mais diversos processos e sistemas a obterem sua máxima eficiência e confiabilidade.

Sensores a fibra óptica já encontram aplicações comerciais na realização de medidas para um grande número de grandezas como rotação, corrente elétrica, campo magnético, temperatura, deformação mecânica, pressão, detecção de hidrocarbonetos, vibração, etc [9]. Os sensores a fibra óptica se dividem em duas grandes categorias: sensores extrínsecos e sensores intrínsecos.

Os chamados sensores extrínsecos são assim denominados, pois a luz (portadora da informação de medida), necessita em algum momento sair da fibra, interagir com algum transdutor e então retornar novamente para a fibra. Em linhas gerais, estes sensores são caracterizados sob a forma de um dispositivo, especificamente destinado à realização das medidas, fornecendo um valor pontual da grandeza de interesse.

Em contrapartida, os sensores intrínsecos são caracterizados pelo fato de não existir a necessidade da luz sair da fibra óptica, isto é, a luz propagando dentro da fibra, é modulada pela grandeza de interesse. Nesta classe podemos citar como exemplos, sensores interferométricos em fibra óptica, sensores baseados em grades de Bragg em fibras ópticas, sensores utilizando efeitos ópticos não-lineares em fibra, etc.

Ambas as classes de sensores possuem exemplos de multiplexação, possibilitando a implementação de uma malha de pontos de medida capaz de monitorar grandezas distribuídas ao longo da estrutura ou processo que se deseja caracterizar. No entanto, os esquemas para a interrogação dos sensores possuem graus de complexidade variável e capacidade de multiplexação dependente do tipo de sensor em questão. Obviamente, a escolha de um sistema sensor específico deve levar em consideração questões diretamente relacionadas com a aplicação do sistema e, em geral, observa-se sempre um compromisso entre o número de pontos sensores e a precisão das medidas.

O sistema sensor que apresentamos nesta tese, se enquadra na classe dos sensores distribuídos intrínsecos, uma vez que seu funcionamento se baseia na utilização de interações ópticas não-lineares, ocorrendo dentro da fibra óptica sensora, para a obtenção do perfil da grandeza de interesse ao longo de uma fibra óptica sensora.

A grande vantagem da utilização dos efeitos não-lineares para a implementação de sensores distribuídos recai principalmente no princípio das medidas. Os efeitos ópticos não-lineares são decorrência de uma natural interação entre a luz e a matéria e, por esse motivo, não requerem a necessidade da utilização de dispositivos individuais ao longo do enlace sensor ou, em outras palavras, a fibra óptica sensora é o próprio transdutor das medidas. Não obstante a complexidade inerente dos efeitos em questão, a proposta permite a implementação de um sistema sensor inovador, cuja simplicidade na

localização das medidas e a grande quantidade de pontos de medida obtidos, agrega um elevado valor tecnológico à proposta.

De um modo simplificado, a propagação da luz pela matéria ocorre basicamente pela interação entre o campo eletromagnético propagando (luz) e o meio de propagação (composto por átomos dispersos em uma matriz cristalina ou não). Um exemplo clássico, dessa abordagem microscópica, pode ser encontrado no modelo de Drude-Lorentz para a dispersão óptica nos materiais [10]. Os efeitos ópticos não-lineares passam a ocorrer quando os campos ópticos são intensos o suficiente para modificar as propriedades de propagação da luz. Se pensarmos no meio de propagação como um conjunto de osciladores harmônicos forçados (átomos com elétrons ligados) pelo campo eletromagnético e lembrarmos que osciladores reais possuem não-linearidades para grandes amplitudes de oscilação, torna-se natural o aparecimento dos efeitos não-lineares [11].

Obviamente, esta concepção clássica de interação luz-matéria teve de ser estendida para possibilitar a explicação de efeitos não-lineares mais sofisticados, os quais possuem um modelo mais claro quando avaliados pelo formalismo da física quântica.

Se agregarmos a esta discussão, o fato de que o meio material de propagação pode possuir suas propriedades microscópicas alteradas por fatores externos como a temperatura e a deformação mecânica, torna-se claro a possibilidade de se avaliar as consequências destes fatores sobre a propagação de campos ópticos, ainda mais quando esta propagação estimula a ocorrência de efeitos não-lineares.

Portanto, uma conclusão não tão óbvia é a possibilidade de medir os fatores externos, que agem sobre o meio de propagação, através da caracterização de efeitos ópticos não-lineares. É esta afirmação que fornece o conceito geral para a pesquisa de sensores utilizando efeitos ópticos não-lineares.

A ocorrência de efeitos não-lineares é geralmente condicionada à propagação de campos ópticos de alta intensidade (razão entre a potência e a área do campo), assim os primeiros trabalhos em óptica não-linear foram realizados com o auxílio de fontes laser capazes de suprir potências ópticas elevadas para a observação das não-linearidades na propagação da luz. Com o advento das fibras ópticas, nas quais a estrutura de confinamento da luz possibilita a propagação em áreas reduzidas (tipicamente $60\mu m^2$ para fibras mono-modo), a necessidade de altas potências ópticas para os campos de excitação deixou de ser crítica, pois campos ópticos de alguns Watts já possibilitam a observação de efeitos que antes necessitavam de centenas de Watts para serem observados [12,13].

A escolha do efeito não-linear apropriado para a medida de uma determinada grandeza externa, influenciando o meio de propagação, deve ser realizada tendo em vista não apenas a sensibilidade do efeito com relação à grandeza em questão, mas também tendo em vista o objetivo do sistema sensor e a facilidade de se implementar a técnica de medida.

A utilização de fibras ópticas como meio sensor, representa um avanço significativo em relação aos sensores convencionais, a natureza inerentemente óptica das medidas permite a utilização de fibras ópticas em ambientes hostis às tecnologias convencionais, as dimensões físicas e a constituição quimicamente inerte das fibras permitem a sua utilização em ambientes de difícil acesso e operação para os sensores convencionais.

Neste trabalho de pesquisa, direcionou-se os esforços para a investigação dos efeitos ópticos não-lineares conhecidos como o espalhamento Brillouin estimulado e o espalhamento Raman espontâneo [14]. Ambos efeitos já vêm sendo intensamente estudados em fibras ópticas, visando a sua utilização no desenvolvimento de sensores distribuídos de temperatura e deformação mecânica (longitudinal – ao longo do eixo de propagação da fibra óptica).

Na sequência deste capítulo, procurar-se-á apresentar os conceitos básicos necessários à compreensão e o entendimento da proposta apresentada, por vezes remetendo o leitor a apêndices que se aprofundam em questões específicas da pesquisa.

1.1 O Espalhamento Raman Espontâneo¹

Com a utilização de fontes laser, o espalhamento Raman foi observado pela primeira vez em 1962, durante o estudo do Q-switching de um laser de rubi com uma célula Kerr de nitrobenzeno, na qual observou-se o aparecimento de uma nova componente espectral no infravermelho além da luz emitida pelo laser de excitação [15]. A separação espectral entre a linha principal e a nova componente coincidia com a frequência vibracional do modo Raman dominante no nitrobenzeno. Em fibras ópticas, os primeiros trabalhos relativos ao efeito Raman ocorreram a partir de 1972, visando a caracterização do espectro e do coeficiente de ganho Raman [12,16].

De um modo geral, em meios ópticos não-lineares, o espalhamento Raman espontâneo converte uma pequena fração da potência incidente de um campo óptico em um, ou mais campos ópticos com frequências deslocadas, as quais são determinadas pelos modos vibracionais do meio de propagação. O Apêndice A apresenta uma breve revisão teórica do efeito Raman, utilizando conceitos básicos da estatística quântica e da teoria eletromagnética clássica para campos acoplados.

O espalhamento Raman é um efeito não-linear caracterizado pela interação entre um campo óptico intenso com o meio material e cujo resultado é o aparecimento espontâneo de novas componentes espectrais (raias de luz com frequências diferentes da luz de excitação). O efeito Raman é consequência da interação dos fótons de Bombeio, com frequência ν_p , com as vibrações moleculares do meio de propagação, com frequência ν_v (fônons ópticos, em fibras ópticas de SiO_2 , $\nu_v \sim 13\text{THz}$), sendo melhor entendido considerando o diagrama de estados vibracionais das moléculas do meio de propagação. A figura 1.1 apresenta este diagrama de estados.

No efeito Raman, observa-se duas situações de interação principais. Na primeira, figura 1.1a, o fóton de Bombeio é aniquilado, gerando um fônon óptico e promovendo a geração de um fóton de Stokes, com frequência ν_s e energia menor que a do fóton de Bombeio. Na segunda situação, a energia do fóton de Bombeio se soma com a energia de um fônon óptico, dando origem a um fóton de anti-Stokes, com frequência ν_{AS} e energia maior que a do fóton de Bombeio. A probabilidade de ocorrência de ambas situações é regida pela estatística quântica e, desta forma, diretamente relacionada ao fator de Boltzmann.

¹ Em 1928, o cientista indiano Chandrasekhara Venkata Raman (1888-1970), estudando o espalhamento da luz em diversas substâncias, descobriu que quando uma substância é iluminada por um feixe de luz, uma pequena porção da luz espalhada apresenta frequências diferentes da frequência do feixe incidente. Pela descoberta deste fenômeno, conhecido como espalhamento Raman, C. V. Raman, foi laureado em 1930 com o Prêmio Nobel de Física.

Quando o campo de Bombeio é suficientemente intenso, observa-se o aparecimento de componentes de Stokes e anti-Stokes com múltiplas ordens. Neste caso, as intensidades dos campos de Stokes e anti-Stokes são suficientemente altas para que estes sirvam como campo de Bombeio para a excitação de novas linhas espectrais (este caso requer um tratamento teórico mais complexo e não será objeto de estudo neste trabalho).

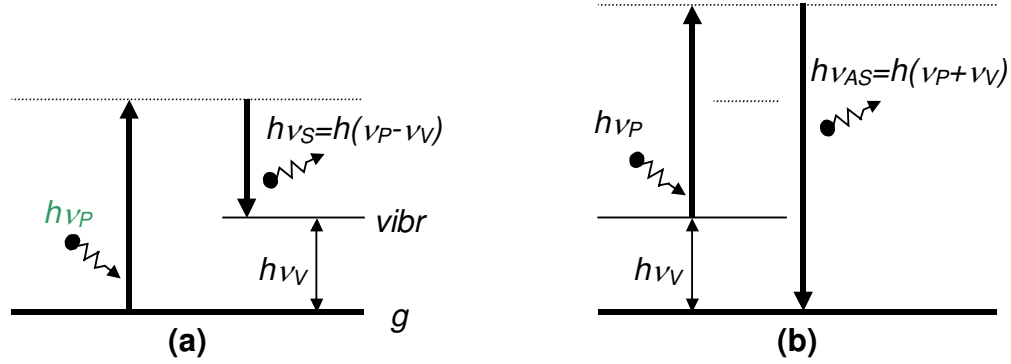


Figura 1.1: Diagrama dos estados de energia associados ao efeito Raman: (a) geração do campo de Stokes, (b) geração do campo anti-Stokes².

Não obstante a facilidade de se descrever o efeito Raman pelo diagrama de estados de energia, é importante observar que os campos excitados (Stokes e anti-Stokes) não possuem frequências estritamente discretas. Na prática, o estado de energia vibracional, apresentado na figura 1.1, é melhor descrito como uma banda de energia, de forma que a largura espectral dos campos excitados não é desprezível. A figura 1.2 apresenta um espectro experimental do efeito Raman ocorrendo em uma fibra óptica, mostrando claramente esta característica.

Uma última observação sobre o efeito Raman é que os campos excitados não possuem direção preferencial para se propagarem. Assim, os campos excitados se propagam tanto no sentido do campo de bombeio (*Forward-Scattering*) quanto no sentido contrário (*Back-Scattering*).

A razão entre as intensidades dos campos de anti-Stokes, I_{AS} , e de Stokes, I_S , (proporcionais à probabilidade de ocupação dos estados de energia) é diretamente proporcional ao fator de Boltzmann, o qual por sua vez é fortemente dependente da temperatura, T . É esta dependência que permite a utilização do efeito Raman para a implementação de sensores de temperatura [1,2]. Assim, é possível mostrar que,

$$\frac{I_{AS}}{I_S} \propto \left(\frac{\nu_{AS}}{\nu_S} \right)^4 \exp \left[-\frac{h\nu_V}{kT} \right] \quad (1.1)$$

² Estados virtuais de energia devem ser considerados para se explicar o espalhamento Raman, uma vez que a interação do fóton de bombeio com a molécula e a conseqüente emissão do fóton espalhado é praticamente simultânea. Tais estados de energia virtual ajudam a explicar por que a frequência de ressonância Raman independe do comprimento de onda dos fótons de Bombeio. Em termos simples, este estado de energia virtual pode ser interpretado como a elevação de energia de polarização da molécula, a emissão do fóton espalhado permite a liberação desta energia pela molécula [102].

na qual, h é a constante de Planck e k é a constante de Boltzmann. Esta equação fornece a base necessária para o desenvolvimento de um sensor de temperatura utilizando o efeito Raman.

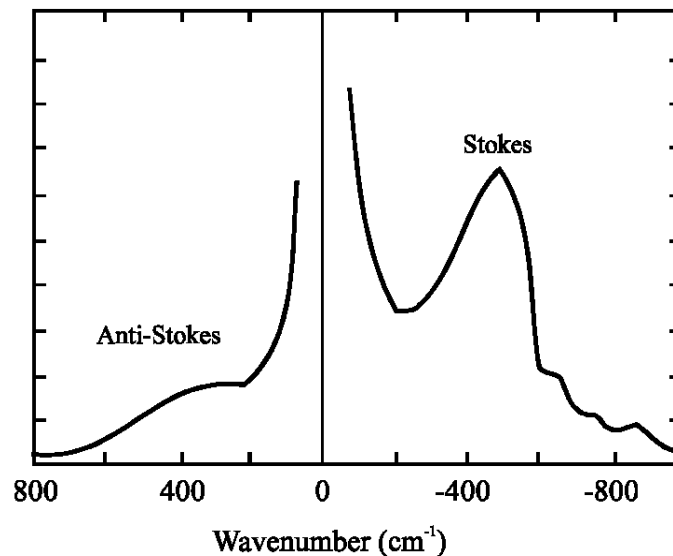


Figura 1.2: Característica espectral do espalhamento Raman espontâneo em fibras ópticas [17].

A figura 1.3 apresenta uma configuração experimental básica para a implementação de um sensor distribuído de temperatura utilizando o espalhamento Raman em fibras ópticas. O sistema é constituído por uma fonte laser de Bombeio, a qual gera pulsos que ao se propagarem pela fibra sensora excitam o aparecimento dos campos de Stokes e anti-Stokes. Um ponto importante é que o pulso excita localmente o efeito Raman, assim os campos espontâneos apresentam as características do local da interação. Os campos retro-espalhados de Stokes e anti-Stokes se propagam em sentido contrário ao do pulso, retornando pelo cubo divisor em direção a um espectrômetro, o qual separa e monitora, ao longo do tempo, a potência óptica individual do campo de Stokes e do campo anti-Stokes; a figura 1.4 apresenta um exemplo destes sinais. A potência óptica, ao longo do tempo, dos campos excitados é então processada, utilizando a equação (1.1), por um computador o qual fornece o perfil de temperatura ao longo da fibra sensora.

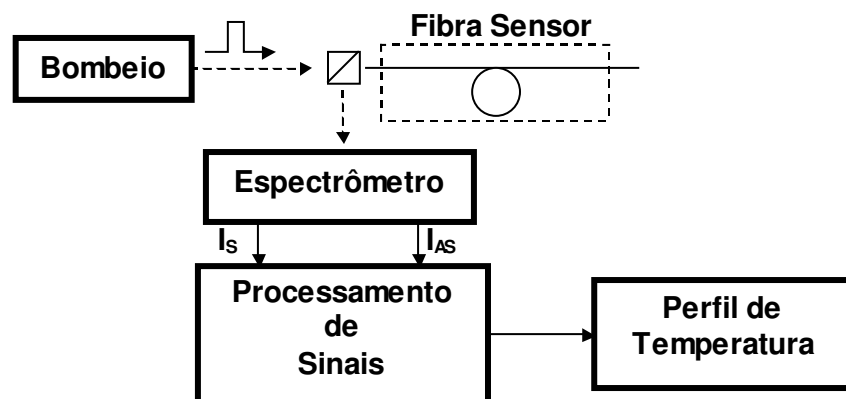


Figura 1.3: Configuração básica de um sensor distribuído utilizando o espalhamento Raman espontâneo em fibras ópticas.

A localização espacial da medida de temperatura é realizada utilizando-se o tempo entre o lançamento do pulso de estímulo e o retorno dos campos excitados. Para exemplificar, considere o pulso se propagando próximo ao final da fibra, o tempo necessário para o pulso alcançar esta região foi um tempo de trânsito, T_{TR} , isto é,

$$T_{TR} = \frac{n}{c} L \quad (1.2)$$

na qual L é o comprimento da fibra sensora, c é a velocidade da luz e n é o índice de refração do núcleo da fibra. Assim, os campos excitados no final da fibra sensora demorarão outro tempo de trânsito para retornarem até o espectrômetro. Portanto, considerando Δt o intervalo de tempo entre o momento do lançamento do pulso de estímulo e o momento do retorno dos campos excitados, pode-se mostrar que os campos excitados são referentes à posição z , tal que

$$z = \frac{c}{2n} \Delta t \quad (1.3)$$

Esta técnica de interrogação espacial é muito semelhante à empregada na Reflectometria Óptica no Domínio do Tempo (ou OTDR – *Optical Time Domain Reflectometry*), a qual é utilizada para inspeção da atenuação óptica em fibras.

Duas ressalvas a este esquema básico devem ser feitas. Primeiramente, o índice de refração é uma função da frequência dos campos ópticos, de modo que este fator deve ser levado em consideração para uma correta localização espacial das medidas. Segundo, os campos retro-espalhados sofrem atenuação óptica durante seu trajeto até o espectrômetro e, como a atenuação óptica também depende da frequência dos campos ópticos, as potências ópticas detectadas precisam ser corrigidas antes da utilização da equação 1.1, a fim de evitar uma medida errônea da temperatura. Estes aspectos serão abordados com mais detalhes no Capítulo 5.

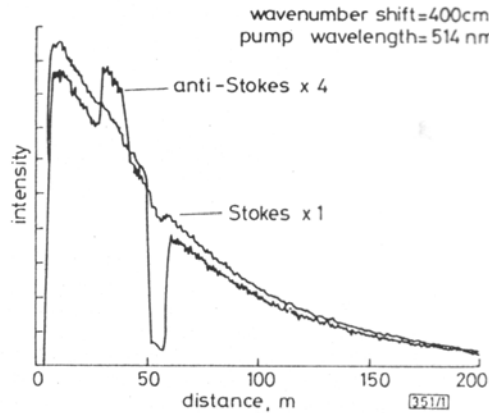


Figura 1.4: Comportamento temporal dos campos de Stokes e Anti-Stokes retro-espalhados [2].

1.2 Espalhamento Brillouin Estimado

O espalhamento Brillouin estimulado foi previsto teoricamente, em 1922, por Leon Brillouin (1889-1969) e primeiramente observado na safira e no quartzo, em 1964, após o advento do laser [18,19]. Em fibras ópticas, o efeito começou a ser estudado na década de 70, tendo como motivação o impacto do efeito em sistemas de comunicação ópticos

[13]. Em 1989 foi demonstrada a utilização do espalhamento Brillouin estimulado como meio de se implementar sensores distribuídos à fibra óptica [3-6].

O espalhamento Brillouin é um efeito não-linear caracterizado pela interação paramétrica entre dois campos ópticos contra-propagantes e um campo acústico hipersônico estimulado no meio de propagação. Os campos ópticos são denominados campo de Bombeio e campo de Stokes, onde a energia dos fótons do campo de Bombeio é maior que a dos fótons do campo de Stokes. O formalismo quântico permite uma melhor compreensão do efeito, onde um fóton de bombeio é aniquilado dando origem a um fóton de Stokes e a um fônon acústico (vibração acústica da rede “cristalina” do meio de propagação). Do ponto de vista prático, no efeito Brillouin, o campo de Bombeio é atenuado (fótons aniquilados) e o campo de Stokes é amplificado (fótons e fônons gerados). O Apêndice B apresenta uma breve revisão teórica do efeito Brillouin, utilizando a teoria eletromagnética clássica para campos acoplados.

O espalhamento Brillouin espontâneo é resultado da interação entre um campo óptico de bombeio e ondas acústicas termicamente geradas no interior da fibra óptica. Estas ondas acústicas ocorrem em uma larga faixa de frequências, no entanto somente as frequências que satisfazem a condição de Bragg (figura 1.5) são responsáveis pelo espalhamento Brillouin,

$$f_A = f_P - f_S = \frac{nv_A}{c}(f_P + f_S)\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.4)$$

na qual f_A é a frequência das ondas acústicas, f_P é a frequência do campo de bombeio, f_S é a frequência do campo espalhado, v_A é a velocidade das ondas acústicas e θ é o ângulo entre o campo de bombeio e o campo espalhado (em fibras ópticas, onde a propagação pode ser considerada unidimensional, temos $\theta = \pi$).

Uma consequência direta da interação entre o campo de Bombeio e os fônons acústicos, é o sentido preferencial observado na propagação do campo de Stokes. Em fibras ópticas, o campo de Stokes é se propaga em um sentido contrário ao do campo de Bombeio, devido a regra de seleção da equação (1.4), assim a máxima eficiência do efeito está associada ao fato dos campos interagentes serem contra-propagantes.

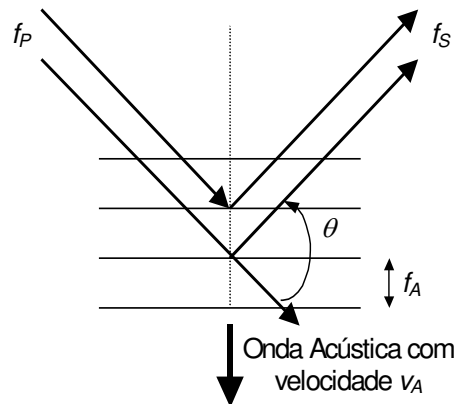


Figura 1.5: Espalhamento de Bragg devido ao movimento de uma onda acústica no meio de propagação.

Na figura 1.6 apresenta-se o espectro experimental da luz retro-espalhada em uma fibra óptica por meio do espalhamento Brillouin espontâneo [35]. Nesta experiência o

campo óptico de bombeio é constante ao longo do tempo. O espalhamento Rayleigh³ é consequência do espalhamento do campo de bombeio pelas não homogeneidades do meio de propagação, o espalhamento Brillouin se refere ao campo de Stokes excitado na fibra óptica por meio do efeito Brillouin.

O espalhamento Brillouin estimulado passa a acontecer quando existe um campo óptico de sondagem, com frequência óptica próxima à f_s , propagando no sentido contrário ao campo de bombeio. Neste caso, o campo de sondagem é amplificado pelo estabelecimento de uma interação paramétrica entre os dois campos ópticos e os fônons acústicos. Esta interação é quantificada pelo chamado ganho Brillouin, cuja distribuição aproximada é,

$$g_b(f_P - f_S) \sim \left(\frac{\Delta f_{gb}}{2} \right)^2 \frac{1}{[(f_P - f_S) - f_{DB}]^2 + \left(\frac{\Delta f_{gb}}{2} \right)^2} g_b^{\max} \quad (1.5)$$

na qual Δf_{gb} é a largura espectral do ganho Brillouin, $g_b^{\max}$ é o ganho Brillouin máximo e f_{DB} é o desvio Brillouin de frequência. Pode-se observar que o ganho Brillouin é máximo quando $(f_P - f_S) = f_{DB}$, nesta condição observa-se uma máxima amplificação do campo de Stokes e uma máxima atenuação do campo de Bombeio.

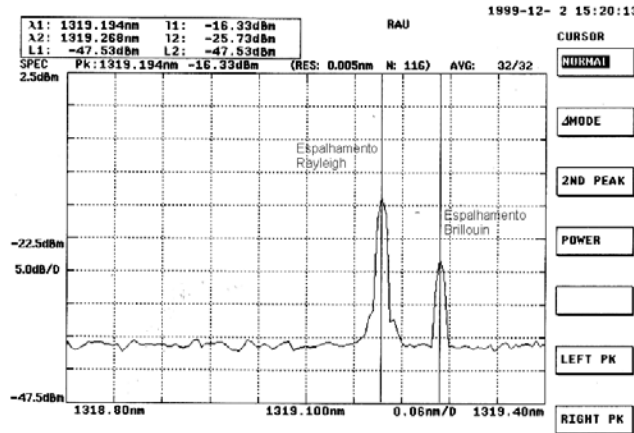


Figura 1.6: Espectro relativo ao retro-espalhamento Brillouin espontâneo.

É importante observar que a velocidade das ondas acústicas depende da temperatura e da deformação mecânica às quais o meio de propagação está submetido. Assim, considerando a equação (1.4), o desvio Brillouin de frequência também irá depender da temperatura, T , e da deformação mecânica longitudinal, ε_{DM} . A caracterização experimental mostrou que esta dependência é linear, isto é,

$$f_{DB}(\varepsilon_{DM}) = f_B(\varepsilon_{REF}) + C_S(\varepsilon_{DM} - \varepsilon_{REF}) \quad (1.6)$$

$$f_{DB}(T) = f_B(T_{REF}) + C_T(T - T_{REF}) \quad (1.7)$$

³ O espalhamento Rayleigh, assim denominado em homenagem ao seu descobridor Lord Rayleigh (1842-1819), é consequência do espalhamento da luz por partículas com dimensões menores que o comprimento de onda da luz incidente, sendo observável em sólidos e líquidos transparentes, sendo mais proeminente em gases.

nas quais T_{REF} é a temperatura de referência, ε_{DM} é deformação mecânica de referência, C_S e C_T são, respectivamente os coeficientes para a deformação mecânica e a temperatura (em fibras ópticas de SiO_2 , $C_S \sim 0,06 \text{ MHz}/\mu\epsilon$ e $C_T \sim 1,3 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$) [4,5].

A técnica mais utilizada para a implementação de um sensor distribuído utilizando o espalhamento Brillouin estimulado é conhecida como Análise Brillouin Óptica no Domínio do Tempo (ou BOTDA – *Brillouin Optical Time Domain Analysis*) [20-25]. A ideia central da técnica BOTDA é a caracterização do espectro Brillouin ao longo do comprimento da fibra óptica sensora. Este procedimento permite a determinação do desvio Brillouin de frequência, f_{DB} , para cada posição da fibra sensora. Assim, utilizando as equações (1.6) e (1.7) é possível conhecer qual é o perfil de temperatura ou deformação mecânica ao longo da fibra sensora.

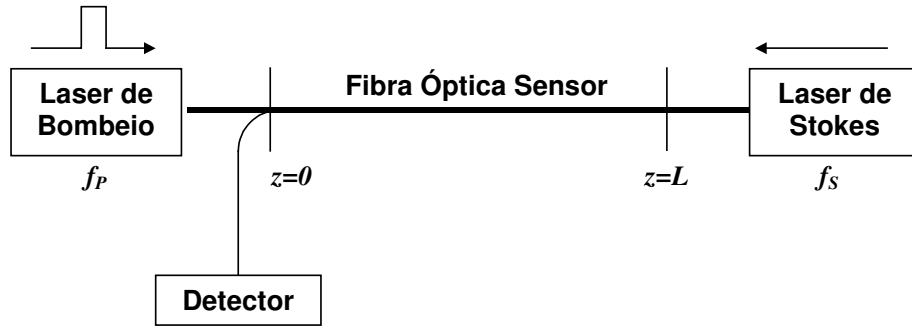


Figura 1.7: Esquema simples de um sensor distribuído utilizando o efeito Brillouin.

A figura 1.7 apresenta um esquema simples para explicar o funcionamento da técnica BOTDA. A luz contínua de um laser de Stokes é acoplada em uma ponta da fibra, enquanto a luz pulsada de um laser de bombeio é acoplada na outra extremidade. Conforme o pulso de bombeio propaga pela fibra, ele interage com o campo contínuo de Stokes amplificando-o, esta amplificação depende da diferença de frequência, $\Delta f = (f_P - f_S)$, e do desvio Brillouin de frequência, f_{DB} , no local onde a interação ocorreu (em virtude do ganho Brillouin). O atraso entre o lançamento do pulso de bombeio e a amplificação detectada no campo de Stokes, corresponde ao tempo de ida-volta do pulso à região de interação, e conseqüentemente permite a localização espacial da medida. Desta forma, variando Δf e observando a potência do campo de Stokes emergindo na posição $z = 0$, é possível reconstruir o espectro de amplificação Brillouin ao longo de toda a fibra sensora, permitindo a determinação de f_{DB} ao longo da fibra sensora.

A figura 1.7a mostra uma simulação do perfil temporal do campo de Stokes detectado após a inserção do pulso de bombeio para dois valores distintos de Δf , um no qual o ganho possui seu máximo em 25°C e outra quando o ganho possui máximo em 35°C [26,27]. Como podemos ver, a potência de Stokes tende a ser maximizada nas regiões em que Δf está próximo do valor do desvio Brillouin de frequências, definido para a região de temperatura de acordo com a equação (1.7).

A figura 1.7b mostra o espectro da amplificação Brillouin, observada pela potência do campo de Stokes após a interação, em diferentes posições ao longo do comprimento

da fibra óptica sensora. É possível verificar que o pico do espectro de amplificação varia com a temperatura da posição da interação. Assim, variando Δf e amostrando a potência de Stokes amplificada em todos os pontos da fibra é possível, usando o valor de Δf no pico da distribuição de potências (o qual corresponde ao desvio Brillouin de frequência), determinar o perfil de temperatura a qual a fibra está submetida.

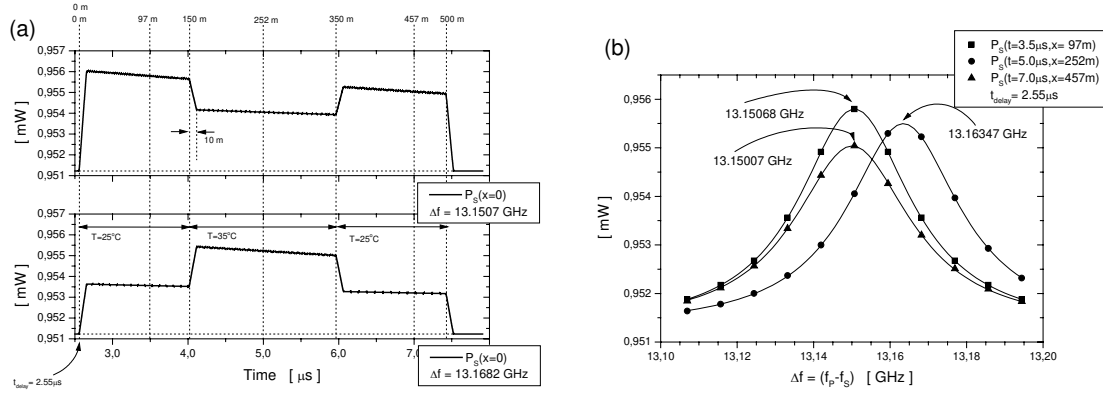


Figura 1.7: Potência óptica amplificada do campo de Stokes (a); Espectro de amplificação Brillouin em diferentes posições (b).

1.3 Proposta da Pesquisa

Esta pesquisa direciona esforços no sentido de estudar a implementação de um sensor distribuído capaz de monitorar o perfil de temperatura e deformação mecânica ao longo de uma única fibra óptica sensora.

Como já apresentado anteriormente, o efeito Brillouin é sensível tanto aos efeitos da temperatura quanto aos efeitos da deformação mecânica. Mais do que isso, como explicitado pelas equações (1.6) e (1.7), o desvio Brillouin de frequência possui o mesmo tipo de dependência com ambas grandezas, isto é,

$$f_{DB}(\varepsilon_{DM}, T) = f_B(\varepsilon_{REF}, T_{REF}) + C_S(\varepsilon_{DM} - \varepsilon_{REF}) + C_T(T - T_{REF}) \quad (1.8)$$

A consequência direta desta observação é o acoplamento de sensibilidade, isto é, a determinação de uma grandeza requer o conhecimento prévio da outra.

Várias alternativas já foram propostas para superar o acoplamento de sensibilidade observado em um sensor utilizando o efeito Brillouin. Inicialmente pode-se utilizar um par de fibras ópticas sendo que uma delas esta suscetível apenas aos efeitos da temperatura e a outra esta suscetível tanto à temperatura quanto à deformação mecânica [28]. Outra proposta visa utilizar a razão de Landau-Plackzek (razão entre as intensidades do espalhamento Rayleigh e do espalhamento Brillouin espontâneo), para determinar a distribuição de temperatura (uma vez que a dependência desta razão com a deformação mecânica é muito menor do que com a temperatura) e então, através da técnica BOTDA, determina-se o perfil de deformação mecânica [29,30]. Recentemente foi proposta uma técnica baseada na dependência da variação da intensidade do campo de Stokes, através da espectroscopia Brillouin, com a temperatura, onde se utilizam dados de intensidade e frequência para a determinação conjunta dos perfis de temperatura e deformação mecânica [31].

Este trabalho propõe a utilização conjunta dos efeitos Raman e Brillouin, ocorrendo em uma mesma fibra óptica sensora, visando a eliminação do acoplamento de

sensitividades do efeito Brillouin e viabilizando a medida simultânea da temperatura e da deformação mecânica na fibra óptica sensora [32].

Como já observado anteriormente, o efeito Raman é sensível apenas à temperatura. Desta forma, o efeito Raman permitiria a determinação do perfil distribuído de temperatura ao longo da fibra óptica sensora. Esta informação é então utilizada em conjunto com a medida distribuída do desvio Brillouin de frequência, para possibilitar a determinação do perfil da deformação mecânica distribuída ao longo da fibra óptica sensora.

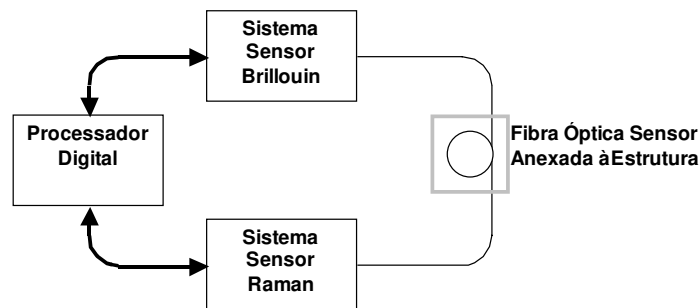


Figura 1.9: Esquema simplificado para o sistema sensor híbrido Raman/Brillouin.

A figura 1.9 apresenta um esquema simples para o sensor proposto, o qual denominamos sensor híbrido Raman/Brillouin. Neste esquema, dois sistemas de medida, um baseado no efeito Brillouin e o outro baseado no efeito Raman, operam realizando medidas ao longo de uma mesma fibra óptica sensora.

Embora o sensor proposto possua uma concepção simples, cada subsistema sensor possui características próprias, tanto de implementação quanto de operação. Além disso, devido às diferenças entre os efeitos ópticos utilizados, a implementação de um sensor híbrido, representa um avanço no desenvolvimento de sensores distribuídos utilizando efeitos não-lineares em fibras ópticas.

1.4 Aplicações

A natureza inerente do sensoriamento distribuído em sensores a fibra óptica, utilizando efeitos ópticos não-lineares, pode ser usada para criar novas formas de sensores para os quais, em geral, não existem concorrentes convencionais [7,8,33]. Nestes sensores, a modulação do campo óptico, induzida pela grandeza a ser medida, ocorre enquanto a luz permanece guiada dentro da fibra. Adotando-se técnicas específicas de processamento de sinais, diferentes regiões espaciais da fibra sensora podem ser separadamente interrogadas, possibilitando ao sistema obter o perfil da grandeza medida ao longo da fibra.

Esta característica dos sensores distribuídos intrínsecos torna-os particularmente atraentes para aplicações que requerem o monitoramento de uma grandeza escalar em um grande número de pontos, ou continuamente, ao longo da fibra óptica, a qual pode estar anexada à estrutura que se deseja monitorar. Exemplos de aplicações incluem: (1) o monitoramento da deformação mecânica em grandes estruturas como prédios, pontes, barragens, tanques de armazenagem, navios, plataformas de petróleo, aviões, foguetes, dutos com longas distâncias, etc.; (2) distribuição de temperatura em transformadores elétricos de potência, geradores, sistemas reatores, fornos, sistema de controle de processos, sistema de detecção de incêndio, dutos de perfuração, etc.; e (3) sensores embutidos em materiais compósitos para aplicações na obtenção, em tempo real, da

deformação mecânica, vibração e temperatura em estruturas e fuselagens, especialmente na indústria aeroespacial.

1.4.1 Aplicações na Indústria do Petróleo [34-38]

Atualmente já existem sistemas comerciais para a monitoração distribuída de temperatura utilizando fibras ópticas. Esses sistemas apresentam soluções para diversas aplicações na indústria do petróleo, as quais podemos dividir em oito áreas principais:

a) Exploração e Produção de Óleo e Gás Natural: Monitoração, em tempo real, da temperatura ao longo do duto de perfuração permitindo a prevenção da formação de blocos de parafina/hidratos ou de vazamentos em dutos submarinos. Na prevenção da formação de parafinas/hidratos em dutos, o sistema possibilita uma diminuição do tempo de “*pigging*”, minimização da injeção de produtos químicos, incremento na predição da taxa de corrosão, permite refinar modelos térmicos para melhorar o projeto de novos dutos e permite uma otimização da operação do duto. Em dutos que utilizam linhas de água aquecida, o sistema pode ser utilizado para a aquisição de dados que permitam a obtenção de uma maior eficiência da sua operação. O sistema ainda pode ser utilizado para monitorar o acionamento de válvulas de alívio de pressão distribuídas ao longo do duto.

b) Monitoração Geotérmica: Obtenção em tempo real do perfil de temperatura ao longo do duto de inspeção em paredes horizontais e verticais sem interferir nas condições térmicas do duto ou interromper a produção do poço.

c) Gás Natural: Como o gás é geralmente transportado em dutos sob a forma de líquido em baixas temperaturas, a detecção de vazamentos, como um “ponto frio”, é facilitada pelo uso de um sensor distribuído de temperatura. Além disso, como a medida é óptica, o sistema apresenta vantagens em situações onde o risco de incêndio é alto.

d) Transporte de Óleo: O sistema de monitoramento distribuído pode ser utilizado como parte de um sistema de monitoração com separadores de óleo, evitando a ocorrência de gargalos na produção do óleo aumentando a produção e a integridade destas operações.

e) Gerenciamento de Reservatórios de Óleo: O sistema pode ser utilizado para a obtenção do perfil de temperatura de reservatórios de óleo especialmente naqueles onde a drenagem por injeção de vapor é utilizada. A injeção do vapor pode ser mantida no patamar mínimo, possibilitando uma maior eficiência em termos de energia.

f) Monitoramento de plantas para processamento de hidrocarbonetos: Em torres e vasos utilizados no processamento químico do petróleo e seus derivados, o sistema pode ser utilizado para monitorar falhas nas proteções refratárias. Assim, distribuindo adequadamente a fibra óptica em torno da torre, pode-se construir uma malha sensor capaz de realizar um mapeamento térmico, indicando falhas na proteção refratária e possibilitando ações preventivas imediatas.

g) Monitoração de Linhas Elétricas para alta potência: Quando da transmissão de potências elétricas elevadas o aquecimento das linhas de transmissão pode comprometer e diminuir o tempo de vida dos cabos elétricos, transformadores, etc. O constante monitoramento de temperatura permite uma otimização no gerenciamento e na eficiência da transmissão de energia, permitindo ações preventivas e aumentando o tempo de vida dos equipamentos associados a rede de transmissão. Na geração de energia por meio de termelétricas o sistema permite o monitoramento da temperatura ao longo das linhas de vapor, além de poder ser utilizado junto a equipamentos com alta emissão eletromagnética sem o comprometimento das medidas.

h) Prevenção e detecção de Incêndio: O sistema pode ser utilizado em grandes malhas para a prevenção e detecção de incêndios junto a instalações que apresentem risco de incêndio tais como as da indústria do petróleo.

Embora ainda não se encontrem comercialmente disponíveis sistemas distribuídos para monitoração de deformação mecânica utilizando fibras ópticas, podemos identificar aplicações beneficiárias na indústria do petróleo. De maneira geral, a obtenção do perfil de deformação mecânica em tempo real, permitirá uma avaliação constante da integridade das grandes estruturas mecânicas utilizadas, coletando dados para um melhor gerenciamento da manutenção preventiva e fornecendo parâmetros para orientar novos projetos. Aplicações importantes incluem a monitoração das tensões aplicadas em dutos submarinos flexíveis e em cabos de amarração para plataformas semi-submersíveis, avaliação da integridade estrutural de dutos de exploração e produção de óleo e gás natural, monitoramento da acomodação de dutos no leito submarino, avaliação da integridade estrutural de plataformas marítimas e de grandes instalações mecânicas em refinarias, etc.

1.4.2 Aplicações na construção civil e na indústria aeronáutica/aeroespacial

Na construção civil a avaliação das tensões mecânicas em grandes estruturas é fundamental para permitir um acompanhamento da integridade e da dinâmica das mesmas [39]. Em grandes barragens, será possível avaliar as tensões decorrentes da acomodação da estrutura no terreno, da dilatação estrutural e do suporte ao reservatório de água em situações limites. Em pontes, a avaliação das tensões mecânicas é de extrema importância para avaliar os efeitos da acomodação no terreno dos pontos de sustentação ao longo do tempo de uso da estrutura. Em túneis de longa distância, avaliar tanto a temperatura quanto a deformação mecânica no seu envoltório de sustentação é importante para prevenir incêndios e avaliar a integridade da estrutura. Em grandes prédios, a acomodação no terreno, os abalos sísmicos e as condições de vento adversas no seu topo submetem a estrutura a tensões mecânicas capazes de comprometer a integridade das mesmas, neste caso o sistema que propomos permitirá uma avaliação em tempo real da condição do prédio na presença destas condições.

Na indústria aeronáutica e aeroespacial a avaliação estrutural é importante para o acompanhamento tanto da dinâmica quanto da integridade da estrutura [40,41]. Neste segmento da indústria é importante salientar a necessidade de sistemas de monitoramento que satisfaçam requerimentos de baixo peso e de fácil aderência à estrutura. A monitoração dos transientes de temperatura e deformação mecânica para avaliar a fuselagem de aviões e bólidos de lançamento (foguetes) quando estes estão operando em condições limite (tanto de operação, quanto de desgaste). Em estruturas espaciais (satélites, estações, etc.), grandes transientes de temperatura submetem a estrutura a elevadas tensões mecânicas; além disso, estas estruturas, geralmente possuem modos de vibração mecânica que podem comprometer a sua integridade, neste sentido o sistema que se propõe representa uma solução capaz de permitir o acompanhamento estrutural atendendo aos parâmetros técnicos demandados por estas aplicações.

Capítulo 2

Caracterização do Efeito Brillouin

Este capítulo apresenta os resultados experimentais obtidos durante a caracterização do efeito Brillouin, tanto em regime espontâneo (apenas campo óptico de Bombeio) quanto em regime estimulado (campos ópticos de Bombeio e de Stokes).

Os resultados aqui apresentados são importante para o aumento da compreensão do efeito Brillouin. Limitou-se a apresentação de desenvolvimentos teóricos específicos, para não comprometer a seqüência do texto. A teoria relevante ao efeito Brillouin esta apresentada no Apêndice B ao final da tese e é referenciada conforme a necessidade no texto.

Cabe ressaltar que duas novas técnicas de caracterização estão aqui apresentadas, uma referente a um novo arranjo para a observação da largura espectral do campo óptico espontâneo de Stokes [42], e outra referente a uma nova técnica para a caracterização da dependência do desvio Brillouin de frequência com a temperatura do meio de interação [43].

2.1 Caracterização experimental do espalhamento Brillouin espontâneo

A primeira etapa do trabalho teve como objetivo a observação experimental da ocorrência do espalhamento Brillouin espontâneo em uma fibra óptica mono-modo padrão para telecomunicações, SMF28. A caracterização do efeito Brillouin espontâneo na fibra óptica permite uma estimativa dos principais parâmetros referentes ao efeito, tais como a velocidade das ondas acústicas na fibra, o módulo do ganho Brillouin e a largura espectral da distribuição do ganho Brillouin. A figura 2.1 mostra o esquema da montagem básica utilizada nesta primeira etapa.

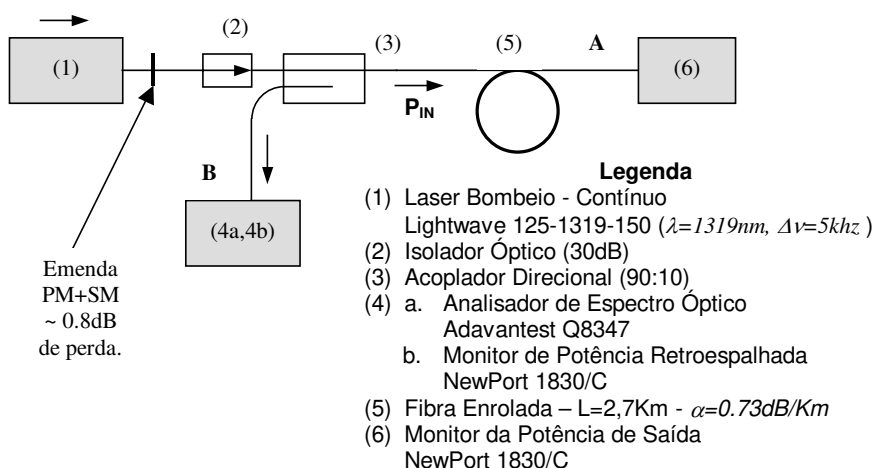


Figura 2.1: Configuração experimental para caracterização do espalhamento Brillouin espontâneo.

A fonte de Luz (1) é um Laser de estado sólido (Lightwave 125-1319-150) constituído por um cristal de Nd:YAG bombeado por um diodo laser. A potência de emissão pode ser ajustada entre $10mW$ e $150mW$, já acoplada a uma fibra óptica birrefringente. A raia de emissão deste laser pode ser sintonizada entre $1319,10nm$ e $1319,26nm$. O Apêndice C apresenta a caracterização experimental desta fonte laser.

O isolador óptico, (2), (30dB – OFR IO-F-FFB-1310-Y) é necessário para evitar que a luz retro-espalhada do efeito Brillouin fosse amplificada na cavidade de excitação da fonte laser (1) acarretando um efeito em cascata [44]. A perda por inserção em (2) é de 1.2dB. Um acoplador direcional (3) com razão 90:10 foi utilizado para a obtenção da luz retro-espalhada, referente tanto ao espalhamento Rayleigh quanto ao espalhamento Brillouin.

Todas as emendas foram confeccionadas com a utilização de uma máquina para a realização de emendas por fusão de diversos tipos de fibra; a qual também é capaz de estimar a perda por inserção na emenda realizada (ERICSSON FSU-995-PM).

Algumas considerações são importantes, primeiro a perda por inserção da luz do laser (1) antes do rolo de fibra é aproximadamente 2.4dB (0.8dB da emenda de fibra PM com fibra SM, 1.2dB do isolador óptico e 0.4dB do acoplador direcional). A potência de inserção no rolo de fibra será: $P_{IN} \sim 0.56 \cdot P_{LASER}$.

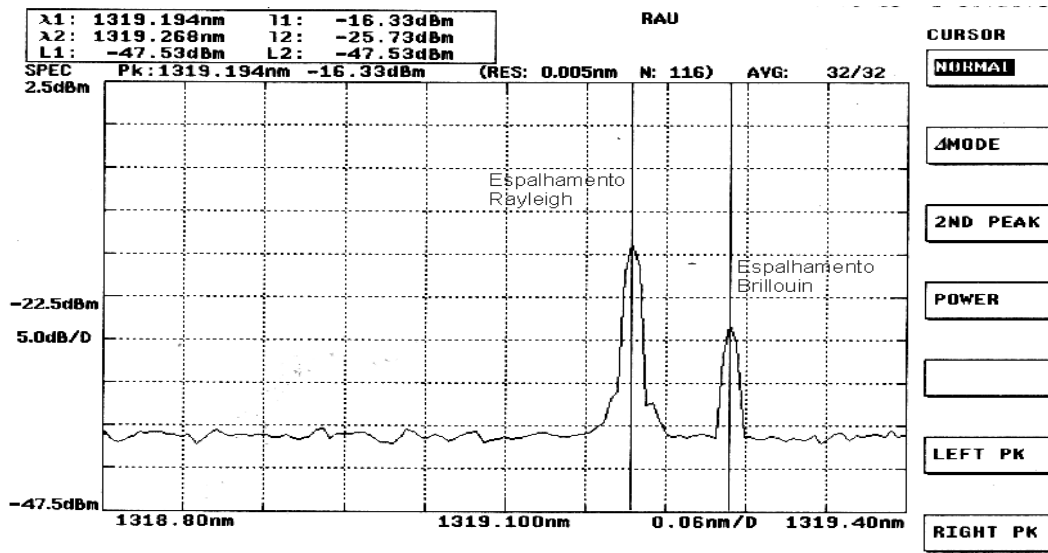


Figura 2.2: Espectro da luz detectada por (4a) ($P_A=14.97mW$, $P_{IN}=20.72mW$).

Inicialmente, o trabalho foi concentrado na observação das linhas espectrais devidas aos espalhamentos Rayleigh e Brillouin. Para esse fim, utilizou-se um Analisador de Espectro Óptico, (4a), (Advantest Q8347) acoplado ao ponto (B) da montagem na figura 2.1. A potência de saída no ponto (A) foi monitorada com o auxílio de um medidor de potência óptica (5) previamente calibrado (NewPort 1830/C). A potência do laser de excitação foi aumentada até a observação do espalhamento Brillouin. Na figura 2.2 tem-se um gráfico da tela do analisador de espectro, mostrando as duas componentes espectrais observadas.

Embora a resolução espectral do Analisador de Espectro óptico seja limitada ($\Delta\lambda=0.005nm$) torna-se possível estimar a velocidade das ondas acústicas dentro da fibra óptica através da relação (B.76):

$$\omega_1 - \omega_2 = \frac{nv_A}{c}(\omega_1 + \omega_2) \Rightarrow v_A = \frac{c}{n} \left(\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 + \lambda_2} \right) \quad (2.1)$$

onde λ_1 é o comprimento de onda do espalhamento Rayleigh, λ_2 o comprimento de onda do espalhamento Brillouin, c é a velocidade da luz no vácuo e n é o índice de refração do núcleo da fibra óptica. A tabela 2.1 compila os resultados para v_A e f_{DB} .

$$L=2.7Km, \alpha=0.73 \text{ dB/Km}, L_{ef}= 2.2Km$$

$\lambda_1 [nm]$	1319.194	± 0.0025
$\lambda_2 [nm]$	1319.268	± 0.0025
n	~ 1.46	
$f_{DB}=(\omega_1-\omega_2)/2\pi [GHz]$	12.75	± 0.909
$v_A [m/s]$	5.763×10^3	$\pm 0.275 \times 10^3$

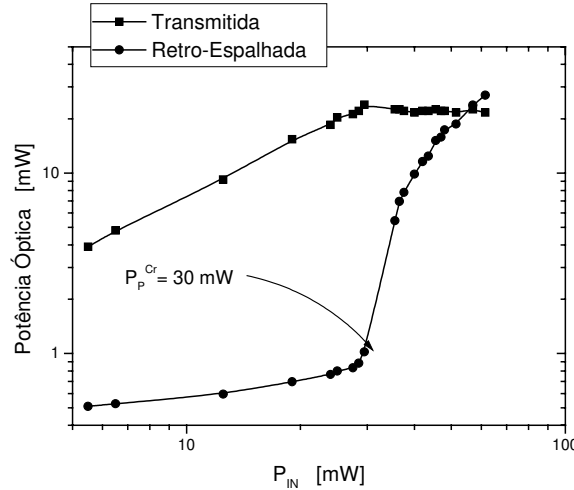
Tabela 2.1

A literatura apresenta os seguintes valores para o quartzo em $\lambda_1=1.3\mu m$: $f_{DB} \sim 13.2GHz$ e $v_A=5.97km/s$ [3]. Assim, os valores obtidos na tabela 2.1 se encontram em acordo com a literatura.

O módulo do ganho Brillouin, g_b , pode ser obtido através da medida da potência necessária para que o laser de excitação seja capaz de estimular o espalhamento Brillouin na fibra óptica. No caso espontâneo, esta potência é dada pela relação (B.100),

$$g_b P_p^{Cr}(0) \frac{L_{ef}}{A_{ef}} \gamma_{Pol} \approx 2I \Rightarrow g_b \approx 2I \frac{1}{\gamma_{Pol}} \frac{A_{ef}}{L_{ef}} \frac{1}{P_p^{Cr}(0)} \quad (2.2)$$

na qual P_p^{Cr} é a potência de bombeio crítica para que o efeito seja observado, g_b é o módulo do ganho Brillouin, L_{ef} é o comprimento eficaz de interação e A_{ef} é a área eficaz de interação. O fator γ_{Pol} é responsável por incluir a influência dos estados de polarização relativa entre os campos de bombeio e de Stokes, quando os campos possuem a mesma orientação $\gamma_{Pol}=1$ (situação observada em fibras birrefringentes), quando os campos não possuem a mesma orientação $\gamma_{Pol}=0.5$ (situação para fibra não birrefringente) [24,45].


 Figura 2.3: Determinação da potência de limiar ($P_p^{Cr}=30mW$, $L_{ef}=2.2Km$).

Para a medida de P_p^{Cr} , é necessário a monitoração das potências ópticas nos pontos **A** e **B** durante a variação da potência de inserção do campo de bombeio, P_{IN} . No ponto **B**, o analisador de espectro óptico foi substituído por um medidor de potência óptica (Newport 1830/C). A figura 2.3 mostra o gráfico que compila o resultado deste procedimento. A potência crítica se refere ao valor de P_{IN} no qual observa-se um brusco aumento na potência espalhada. Através do valor de P_p^{Cr} é possível estimar o valor de g_b utilizando a equação (2.2), a tabela 2.2 compila este resultado.

$$L=2.7Km, \alpha=0.73 \text{ dB/Km}, L_{ef}= 2.2Km$$

$L_{ef} [Km]$	2.2	
$A_{ef} [\mu m^2]$	64	
γ_{Pol}	0.5	
$P_P^{Cr} [W]$	30×10^{-3}	$\pm 5 \times 10^{-3}$
$g_b [mW^{-1}]$	4.072×10^{-11}	$\pm 0.678 \times 10^{-11}$

Tabela 2.2

A literatura apresenta um valor para o ganho Brillouin de aproximadamente, $5.97 \times 10^{-11} m/W$. A tabela 2.2 apresentou um valor experimental para o ganho Brillouin, de aproximadamente $4.072 \times 10^{-11} m/W$. A diferença entre os valores é devida principalmente ao erro cometido na determinação da potência crítica de Bombeio.

O módulo do ganho Brillouin máximo é dado por (B.84) como sendo

$$g_b^{max} = \frac{2\pi p_{foto}^2 n^7}{\rho_0 c \lambda_l^2 v_A \Delta v_{g_b}} \quad (2.3)$$

Através desta equação é possível estimar a largura do ganho Brillouin, Δv_{g_b} , isto é

$$\Delta v_{g_b} = \frac{2\pi p_{foto}^2 n^7}{\rho_0 c \lambda_l^2 v_A g_b^{max}} \quad (2.4)$$

A tabela 2.3 apresenta os parâmetros físicos necessários para esta estimativa. A tabela 2.4 apresenta o resultado obtido.

p_{foto}	0.271
N	1.46
$\rho_0 [Kg/m^3]$	2.2×10^3
$c [m/s]$	3×10^8

Tabela 2.3 [54,40]

$$L=2.7Km, \alpha=0.73 \text{ dB/Km}, L_{ef}= 2.2Km$$

$\lambda_l [nm]$	1319.194	± 0.0025
$v_A [m/s]$	5.763×10^3	$\pm 0.275 \times 10^3$
$g_b [mW]$	4.072×10^{-11}	$\pm 0.678 \times 10^{-11}$
$\Delta v_{g_b} [MHz]$	51.6	± 8.9

Tabela 2.4

O valor estimado para Δv_{g_b} utilizando a equação (2.4) não está muito distante daquele obtido experimentalmente (seção 2.1.1). No entanto, o erro estimado mostra a imprecisão neste resultado. Isto pode ser devido a diferenças existentes entre os parâmetros físicos utilizados (valores tabelados) e os reais intrínsecos à fibra óptica em teste, principalmente o índice de refração e a constante foto-elástica. Além disso, admitimos que os parâmetros geométricos envolvidos (L e A_{ef}) não possuem erro, o que é incorreto principalmente em relação à área eficaz de interação. Conclui-se que a estimativa de Δv_{g_b} com base nos resultados obtidos para a potência de limiar do efeito Brillouin não fornece bons resultados, devendo ser encarada apenas como uma estimativa grosseira deste parâmetro (possuem a mesma ordem de grandeza). Na seção 2.1.1 procede-se com a determinação experimental de Δv_{g_b} .

De forma a ilustrar o comportamento da linha Brillouin retro-espalhada, a figura 2.4 apresenta a evolução do espectro retro-espalhado para um rolo de fibra óptica, com comprimento de $4.6Km$, em função da potência óptica de entrada, P_{IN} . Pode-se observar que conforme P_{IN} aumenta, a potência da linha Brillouin também aumenta e, quando P_{IN} é maior que a potência de limiar ($\sim 20mW$), a potência da linha Brillouin passa a ser maior que a da linha Rayleigh. A elevação do nível base do espectro para $P_{IN} = 22.96mW$ é consequência do sinal retro-espalhado estar quase saturando o detector do analisador de espectro óptico. Pode-se observar um ligeiro deslocamento dos comprimentos de onda λ_1 e λ_2 conforme P_{IN} aumenta. A potência do laser (1), na figura 2.1, é alterada pelo controle da potência do diodo laser da cavidade de Nd:YAG, no entanto o comprimento de onda deste diodo laser também varia com a sua potência de emissão; conseqüentemente a luz que estimula o efeito Brillouin também sofrerá um deslocamento em seu comprimento de onda, λ_1 , pois de (2.1) pode-se mostrar que λ_2 depende de λ_1 através da relação:

$$\lambda_2 = \lambda_1 \frac{\left(I + \frac{nv_A}{c} \right)}{\left(I - \frac{nv_A}{c} \right)} \quad (2.5)$$

Uma observação importante é que a linha Brillouin já pode ser visualizada em uma potência óptica de entrada muito menor do que a que se obteve como sendo a potência crítica através da figura 2.3. Para uma fibra óptica com comprimento igual a $4,6km$, com $P_{IN} = 11.2mW$ já é possível observar o espalhamento Brillouin, enquanto que $P_p^{Cr} = 20mW$. O método empregado para determinar P_p^{Cr} não é de todo exato, assim uma alternativa para se determinar a potência de limiar seria determinar a potência de entrada necessária para a observação da linha espectral do espalhamento Brillouin. Adotando-se este método para este rolo, teríamos $g_b \sim 6.66 \times 10^{-11} m/W$ e $\Delta \nu_{gb} \sim 30MHz$.

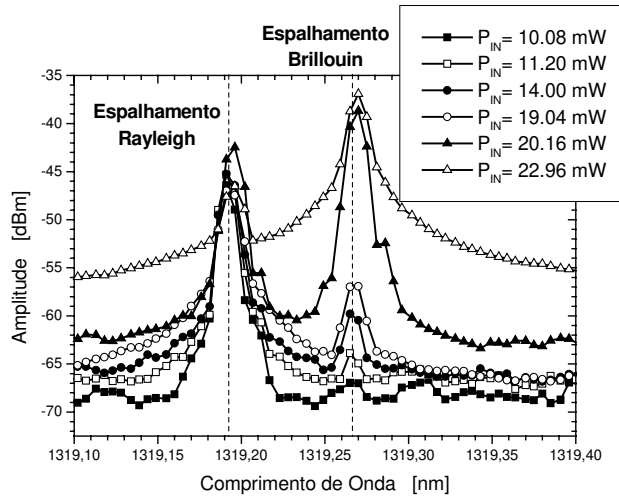


Figura 2.4: Evolução do espectro retro-espalhado em função de P_{IN} , para uma fibra óptica com comprimento igual a $4,6km$.

2.1.1 Medida da largura espectral do ganho Brillouin (espontâneo)

A largura espectral do ganho Brillouin, $\Delta\nu_{gb}$, é um parâmetro importante para a caracterização do SBS em fibras ópticas. A largura corresponde ao inverso do tempo de vida dos fônons acústicos, T_A , que tomam parte na interação que constitui o efeito. De acordo com (B.115)

$$T_A = \frac{2\pi}{\alpha_A v_A} = \frac{1}{\Delta\nu_{gb}} \quad (2.6)$$

na qual α_A é a constante de absorção acústica.

Segundo a literatura, o parâmetro T_A é um fator limitante para a implementação do sensor distribuído utilizando o efeito Brillouin [20,46-48]. Em uma situação na qual pulsos são utilizados para estimular o efeito, a largura temporal dos pulsos, Δt_{pulso} , torna-se importante quando seu valor é próximo de T_A ; supondo que $\Delta t_{pulso} < T_A$ o efeito será estimulado em um tempo menor que o tempo de vida dos fônons que colaboram no efeito, conseqüentemente a eficiência da interação será reduzida significativamente. De fato, uma das maneiras utilizadas para suprimir o efeito Brillouin é modular o campo óptico de bombeio ou de Stokes com frequências maiores que $\Delta\nu_{gb}$ [49,50].

Para realizar a medida da largura espectral do ganho Brillouin, utilizou-se um método baseado no batimento entre dois campos ópticos [42]. Utiliza-se o feixe difratado de uma célula Bragg para obter um deslocamento $\delta\nu_{AOM}$ ($\sim 40\text{MHz}$) na frequência do espectro da luz retro-espalhada pela fibra que será testada. O feixe principal da célula Bragg (ou modulador acusto-óptico, AOM, Apêndice E) é então combinado com o difratado e então monitorado por um detector óptico, o qual gerará um sinal elétrico a ser observado por um analisador de espectro de RF.

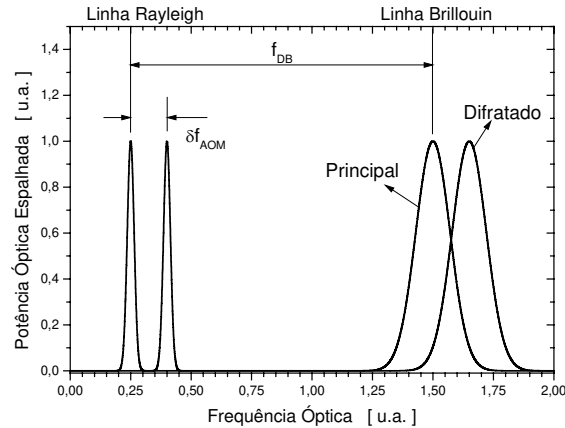


Figura 2.5: Espectros difratado e principal pela célula Bragg.

Na figura 2.5 tem-se uma ilustração do espectro espalhado ilustrando os campos principal e difratado. A largura espectral da linha Rayleigh, $\Delta\nu_{RAYL}$, é igual à largura espectral da linha de emissão do laser de bombeio ($\sim 5\text{kHz}$), enquanto que a largura espectral da linha Brillouin, $\Delta\nu_{BRILL}$, é da ordem de 20MHz . Assim, quando o batimento

entre os espectros principal e difratado é analisado, observa-se uma linha com a largura espectral da linha Brillouin centrada em $\delta\nu_{AOM}$, (visto que $\Delta\nu_{RAYL} \ll \Delta\nu_{BRILL}$).

A figura 2.6 apresenta a montagem utilizada para a medida da largura espectral da linha Brillouin. A luz do laser de bombeio (1), Lightwave 125-1319-150, passa pelo isolador (2) e pelo acoplador direcional 10:90 (3) estimulando o espalhamento Brillouin espontâneo no rolo de fibra óptica (4). A luz retro-espalhada retorna do rolo de fibra pelo acoplador (3) é colimada pela lente (5a) e então passa pela célula Bragg (6), IntraAction AOM-40N. O feixe principal, (P), não possui sua frequência desviada e é então refletido pelo espelho (8), focalizado na fibra pela lente (5b) entrando no braço (9a) do acoplador direcional 50:50 (9). Quando a célula Bragg é excitada por um sinal elétrico de RF proveniente do gerador IntraAction ME-40 (7), teremos um feixe difratado, (D), com ligeiro desvio de frequência em relação ao feixe principal. O feixe (D) é focalizado pela lente (5c) e então combinado, através do braço (9b), com o feixe principal. Os dois feixes estarão presentes na terminação (9c) sendo então observados por um detector de banda larga (11), NewFocus 1434 (frequência de corte em 25GHz). O sinal elétrico gerado na detecção é amplificado por (12), High Frequency Amplifier Melles Griot 13AMP007, e então medido por um analisador de espectro de RF (13), Anritsu MS2601B.

A terminação (9d) é utilizada para a observação da presença da linha Brillouin no espectro retro-espalhado com o auxílio de um analisador de espectro óptico (14), Advantest Q8347.

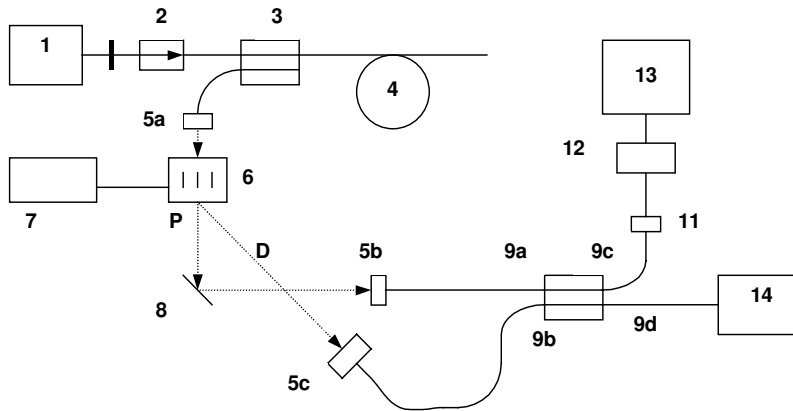


Figura 2.6: Esquema para a medida da largura espectral da linha Brillouin.

A figura 2.7a apresenta os espectros obtidos para o rolo de fibra óptica. Três situações são apresentadas: o espectro combinado P+D, o espectro apenas do feixe P (obtido com a obstrução do feixe D) e o espectro apenas do feixe D (obtido com a obstrução do feixe P). O ruído do “driver” da célula Bragg é intenso e interfere nas medidas realizadas acarretando a presença de uma linha espectral intensa em 40MHz (frequência de excitação da célula Bragg). O espectro referente ao feixe P+D apresenta uma leve ondulação centrada em 40MHz a qual é referente ao batimento óptico dos feixes (P) e (D).

A figura 2.7b apresenta o espectro, em escala linear, referente às situações P+D, P e D, descontando os pontos de interferência do gerador da célula Bragg (em torno de 40MHz). Considerando que o sinal de batimento não está presente nos feixes isolados P e D, sugerimos o seguinte procedimento para isolar o sinal referente ao batimento óptico dos dois feixes:

$$[V_{BRILL}(f) = V_{P+D} - (V_P + V_D)]_{linear} \quad (2.7)$$

A figura 2.8 mostra o resultado deste procedimento. Esperava-se que o ajuste de uma Lorentziana descreve-se com boa aproximação a distribuição espectral da linha Brillouin, no entanto observa-se que com o ajuste de uma gaussiana obtém-se uma melhor aproximação [51]. O Apêndice D apresenta uma rápida discussão sobre a distribuição espectral da potência da linha Brillouin e, de acordo como os resultados apresentados neste apêndice, justifica-se por que a distribuição que melhor descreve a linha Brillouin é a distribuição de Gauss.

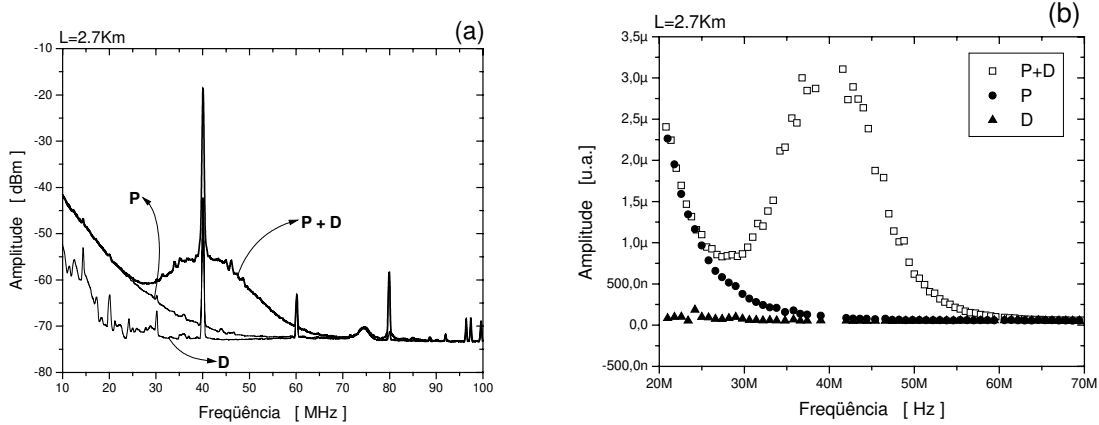


Figura 2.7: Espectro de RF do batimento óptico – (a) em dBm e (b) em escalar linear para $P_{IN}=81mW$.

A largura espectral para a linha Brillouin utilizando os resultados obtidos no ajuste de uma gaussiana para o espectro na figura 2.9 é tal que $\Delta\nu_{BRILL}=11MHz$. Utilizando este resultado em conjunto com (D.14) para $G=21$ e assumindo que $\nu_{1/2} = \Delta\nu_{BRILL}/2$ pode-se obter a largura espectral do ganho Brillouin $\Delta\nu_{gb} = 60,55MHz$. Assim, o tempo de vida dos fônons acústicos pode ser determinado utilizando-se (B.115) como sendo $T_A = 16,5ns$.

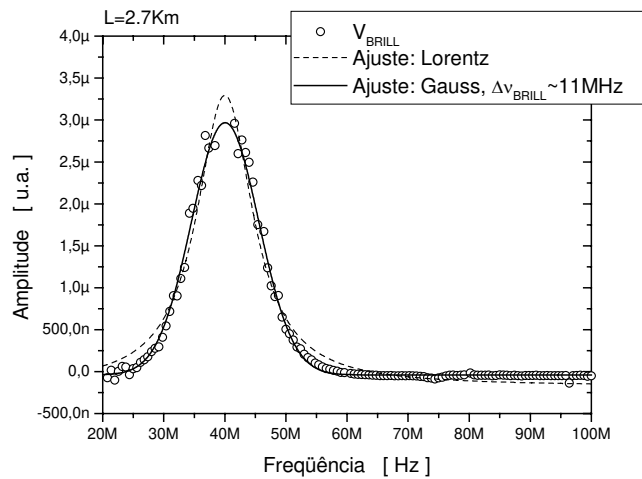


Figura 2.8: Ajuste de curvas para o espectro de batimento da linha Brillouin ($P_{IN}=81mW$).

A largura da linha Brillouin deve aumentar, no caso espontâneo, conforme a potência de bombeio diminui devido à variação do parâmetro G na equação (D.5). A figura 2.9 apresenta o espectro normalizado para a linha Brillouin obtida para diversos valores de P_{IN} , é possível observar um ligeiro acréscimo da largura da linha Brillouin, visto que $P_{IN} > P_P^{Cr}$, concordando com resultados da literatura [51].

Não foi possível observar o comportamento de $\Delta\nu_{BRILL}$ para valores menores que P_P^{Cr} devido à baixa intensidade do sinal óptico chegando ao detector (11). Isto ocorre em virtude principalmente das perdas no acoplamento espacial envolvido com a célula Bragg (6), além disso, o sinal que passa pela célula é apenas 10% do sinal retro-espalhado (vide o acoplador 10:90, (3)) e por fim os sinais P e D são combinados em um acoplador 50:50 (causando mais uma redução na potência do sinal óptico de batimento).

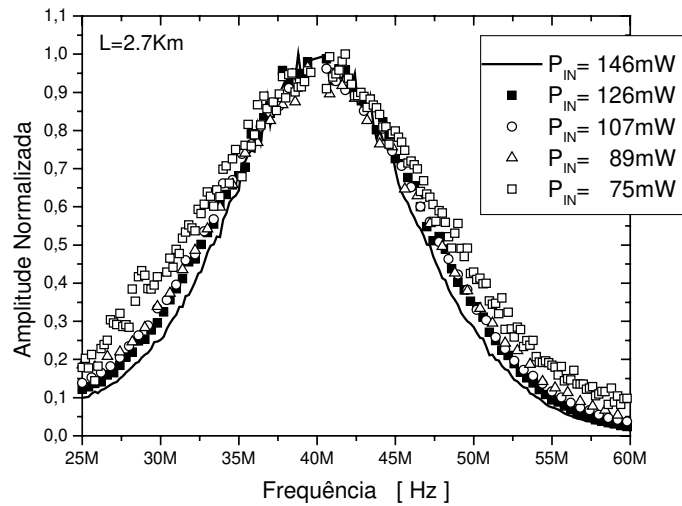


Figura 2.9: Alargamento espectral da linha Brillouin (espectro normalizado).

2.2 Observação do espalhamento Brillouin estimulado

O espalhamento Brillouin estimulado ocorre quando dois campos ópticos CW (*Continuous Wave*), contra-propagantes, interagem através do efeito Brillouin. Como comentado no Capítulo 1, o campo óptico de Stokes será amplificado enquanto que o campo óptico de Bombeio será atenuado. O comportamento dinâmico dos dois campos ópticos é descrito pelo sistema de equações diferenciais não-lineares acopladas, (B.116) e (B.117).

Devido ao ganho Brillouin possuir uma distribuição espectral, relativa à diferença entre f_P e f_S , espera-se que a amplificação, decorrente do efeito Brillouin estimulado, também possua uma distribuição espectral similar a do ganho Brillouin. De fato, resultados numéricos, como o apresentado na figura 2.10, mostram que o espectro de amplificação pode ser descrito por uma expressão semelhante à,

$$P_{AMP}(\Delta f) = P_{BASE} + k_{AMP} \frac{(\Delta f_{AMP}/2)^2}{[(f_P - f_S) - f_{DB}]^2 + (\Delta f_{AMP}/2)^2} \quad (2.8)$$

na qual P_{BASE} é o nível base do sinal amplificado (aquele medido sem a ocorrência do efeito Brillouin), k_{AMP} é o incremento máximo de potência óptica devido à amplificação Brillouin e Δf_{AMP} é a largura do espectro de amplificação Brillouin.

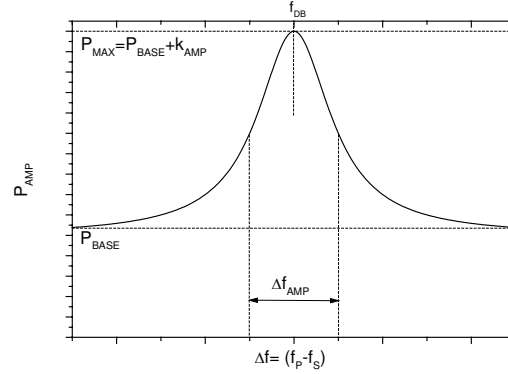


Figura 2.10: Espectro da amplificação Brillouin (campos CW).

A figura 2.11 apresenta a configuração óptica utilizada para observar o espectro da amplificação Brillouin em um rolo de fibra óptica. A fibra óptica utilizada é do tipo SMF28, mono-modo para $1,3\mu m$, com $81m$ de comprimento enrolados em um carretel de alumínio. O carretel de alumínio é mantido a uma temperatura estabilizada por meio de um dispositivo termoeletrônico associado a um controlador de temperatura Thorlabs TEC2000. A fonte responsável pelo campo de Stokes é um diodo laser DFB Newport LD-1310-21B, estabilizado termicamente e controlado por uma fonte de diodo laser ILX Lightwave LDC3724B. A fonte responsável pelo campo de bombeio é um laser de cavidade Nd:Yag, Lightwave 125-1319-150. Um gerador de funções é utilizado para aplicar um sinal de varredura responsável por modular a frequência de emissão do laser Nd:Yag em torno de um valor definido pelo ajuste térmico da cavidade de ganho deste laser. Ambas fontes laser fornecem potências ópticas constantes ao longo do tempo, gerando campos ópticos CW. O detector D1 é um monitor de potência óptica Newport 1834, capaz de gerar um sinal elétrico de voltagem proporcional à potência óptica incidente, V_{D1} .

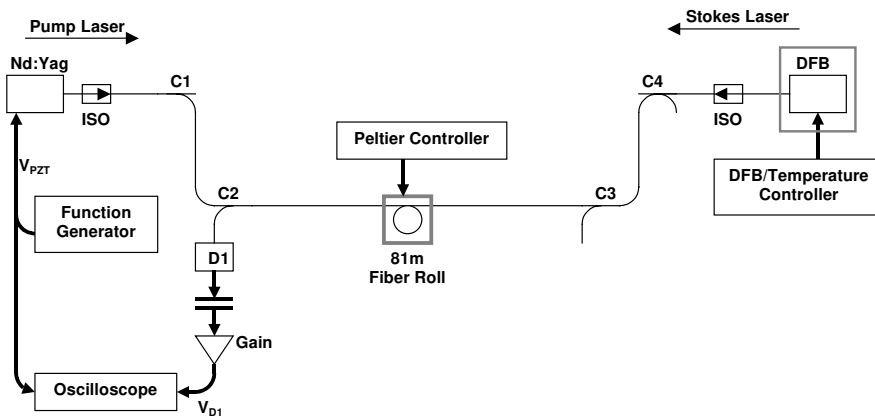


Figura 2.11: Configuração óptica experimental para observar o espectro de amplificação Brillouin.

Como a frequência do campo de Stokes é mantida constante, se a frequência do campo de Bombeio for variada, varia-se a diferença de frequência ($f_p - f_s$) e conseqüentemente o ganho Brillouin da interação. Por meio de um sinal elétrico externo,

V_{PZT} , proveniente de um gerador de sinais, é possível variar, em torno de um valor médio, a frequência óptica de emissão do laser Nd:Yag. Assim, existe uma relação direta entre V_{PZT} e f_p , ou, conseqüentemente, entre V_{PZT} e $(f_p - f_s)$.

Para observar o espectro de amplificação Brillouin, aplica-se um sinal dente-de-serra modulando a frequência de emissão do laser de bombeio e monitora-se o sinal óptico detectado em D1. A figura 2.12a apresenta os resultados medidos com o auxílio de um osciloscópio Tektronix TDS200 em conjunto com um sistema de aquisição de dados via interface GPIB. A figura 2.12b apresenta estes mesmos resultados combinados em um único gráfico, permitindo avaliar com maior clareza a distribuição espectral da amplificação Brillouin.

Os resultados da figura 2.12b permitem verificar que o espectro de amplificação Brillouin se assemelha ao descrito na equação 2.8. A potência de inserção do campo de bombeio foi de $9mW$ e a potência de inserção do campo de Stokes foi de $1,5mW$. Utilizando o coeficiente de varredura, $k_{PZT} \sim 4,82MHz/V$, para o laser Nd:Yag (vide Apêndice C), é possível determinar, na figura 2.12b, que a largura do espectro de amplificação Brillouin é aproximadamente $8,51V$ ou $41MHz$.

É importante observar que a largura do espectro de amplificação Brillouin não é igual ao valor da largura espectral do ganho Brillouin. Uma relação direta entre Δf_{AMP} e Δf_{gb} envolveria a solução analítica do sistema de equações (B.116) e (B.117), para uma situação na qual o campo de Bombeio é atenuado pela interação Brillouin (este problema ainda se encontra sem solução na literatura consultada).

O valor máximo do espectro de amplificação Brillouin depende de uma série de variáveis tais como o comprimento da fibra óptica, a potência de inserção dos campos ópticos e o coeficiente de absorção óptica da fibra óptica. É importante observar que a potência de inserção dos campos ópticos pode apresentar uma lenta deriva ao longo do tempo e que o coeficiente de absorção óptica apresenta uma dependência com a temperatura da fibra óptica.

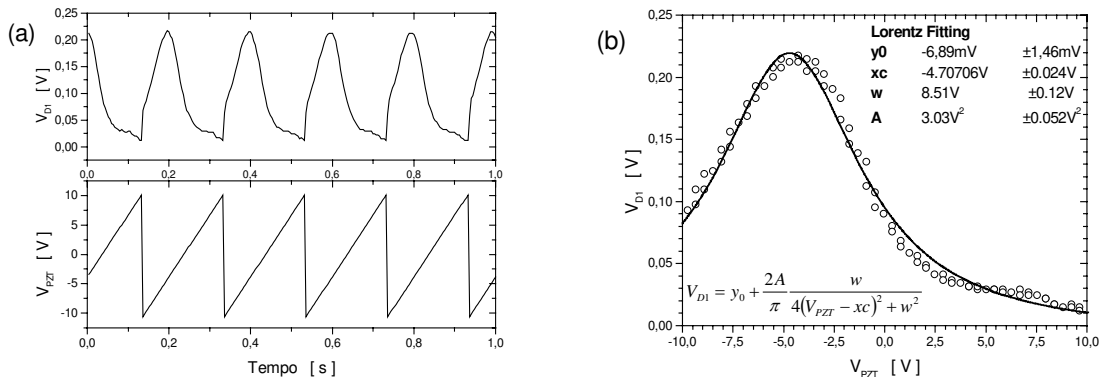


Figura 2.12: Sinais obtidos na experiência para observação do espectro de amplificação Brillouin: (a) sinais isolados ao longo do tempo e (b) sinais combinados V_{D1} e V_{PZT} .

2.3 Caracterização da dependência de f_{DB} com a temperatura

Nesta seção utiliza-se a idéia de varredura espectral para campos CW, descrita na seção anterior, para realizar a caracterização da dependência do desvio Brillouin de frequência com a temperatura do meio de interação [43].

A varredura espectral, para observação dos espectros de amplificação Brillouin, é realizada através de um sinal elétrico, V_{PZT} , responsável por modular linearmente a frequência de emissão do laser Nd:Yag.

A figura 2.14 apresenta os espectros de amplificação Brillouin (nos rolos 1 e 2), para diversos valores de $(T_1 - T_2)$. Pode-se observar que a distância espectral, ΔV_{PZT}^{PICO} , entre as posições de máximo dos espectros de amplificação, varia consideravelmente como função da temperatura à qual o rolo 1 está submetido.

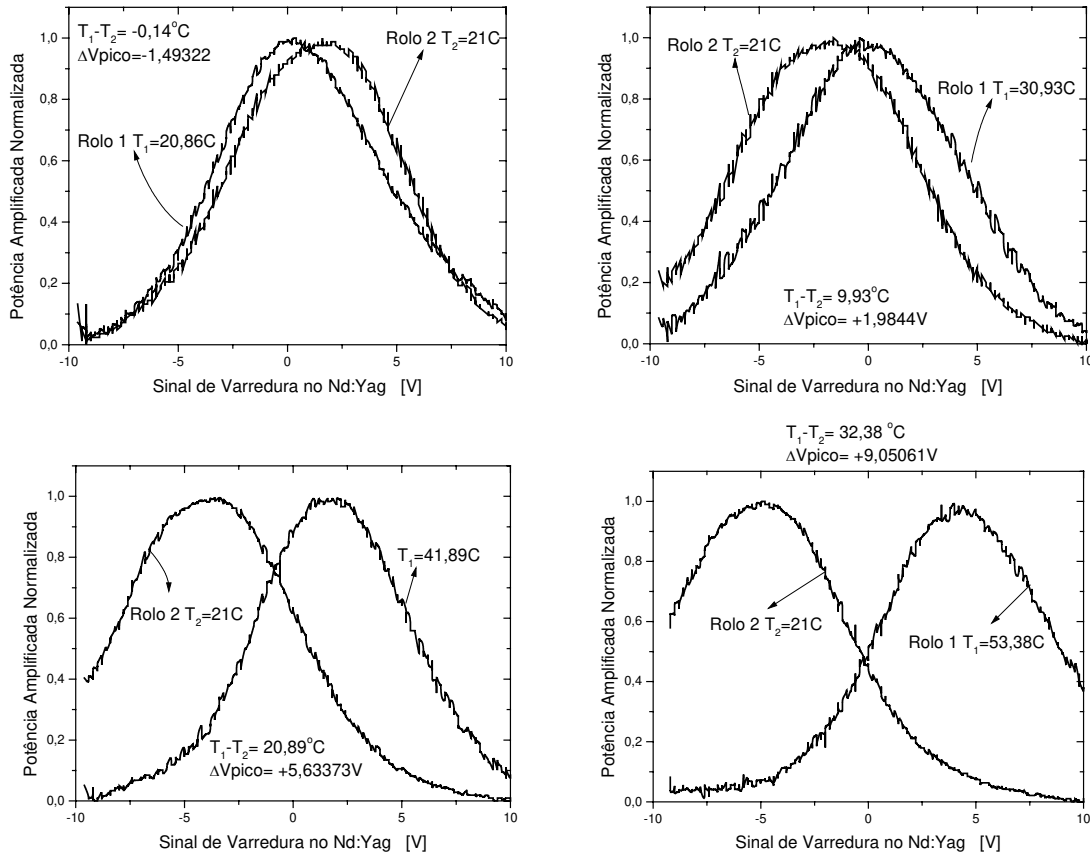


Figura 2.14: Sinais detectados por D1 e D2 para diferentes valores de $(T_1 - T_2)$.

Antes de determinar o coeficiente de temperatura, C_{T1} , é importante avaliar como a dilatação térmica da bobina 1, constituída de alumínio, pode afetar a medida de C_{T1} . Se a bobina de fibra óptica possui um raio r_0 , medido à uma temperatura T_0 , e é constituída de um material com coeficiente de dilatação α_D , é possível mostrar que o comportamento do raio r com a temperatura, será tal que,

$$r(T) = r_0 [1 + \alpha_D (T - T_0)] \quad (2.13)$$

Se toda a fibra óptica, enrolada na bobina, estiver solidária a parede externa da bobina, é possível mostrar que a deformação mecânica imposta à fibra óptica será tal que,

$$\varepsilon_{DM} = \alpha_D (T - T_0) \quad (2.14)$$

Utilizando a equação (1.8) é possível mostrar que o desvio Brillouin de frequência será tal que,

$$f_{DB}(\varepsilon_{DM}, T) = (C_S \alpha_D + C_T)T + cte = C_{T1}T \quad (2.15)$$

na qual C_{T1} é um coeficiente equivalente de temperatura. Considerando que o material da bobina é alumínio, tem-se $\alpha_D \sim 23 \times 10^{-6} / ^\circ C$. Utilizando os valores da literatura, $C_S \sim 0,06 \text{ MHz} / \mu\epsilon$ e $C_T \sim 1,3 \text{ MHz} / ^\circ C$, é possível estimar que em uma situação limite, na qual todo o comprimento de fibra enrolado sofre os efeitos da dilatação térmica da bobina de alumínio, tem-se $C_{T1} \sim 2,7 \text{ MHz} / ^\circ C$.

Na prática, apenas parte da fibra óptica enrolada estava solidária à parede externa da bobina, desta forma o efeito da dilatação térmica afeta de modo limitado o valor medido para C_{T1} , fazendo com que este parâmetro se constitua em uma medida aproximada para C_T .

A figura 2.15 apresenta o comportamento de ΔV_{PZT}^{PICO} com relação à variação de $(T_1 - T_2)$. Pode-se observar que a relação é linear, em acordo com a equação 2.12.

Uma vez que o coeficiente de varredura do laser Nd:Yag é conhecido, $k_{PZT} \sim 4,82 \text{ MHz} / V$, é possível estimar o valor de C_{T1} a partir do coeficiente angular, $B = 0,323 \text{ V} / ^\circ C \pm 0,006 \text{ V} / ^\circ C$, obtido para o ajuste linear dos pontos experimentais da figura 2.15. Deste modo, teremos que $C_{T1} = 1,56 \text{ MHz} / ^\circ C \pm 0,03 \text{ MHz} / ^\circ C$.

Como última observação, a técnica empregada para a medida de C_{T1} não se encontra na literatura e, embora simples, constitui uma nova técnica para a medida do coeficiente de temperatura do desvio Brillouin de frequência, podendo também, ser empregada para caracterizar o coeficiente de deformação mecânica.

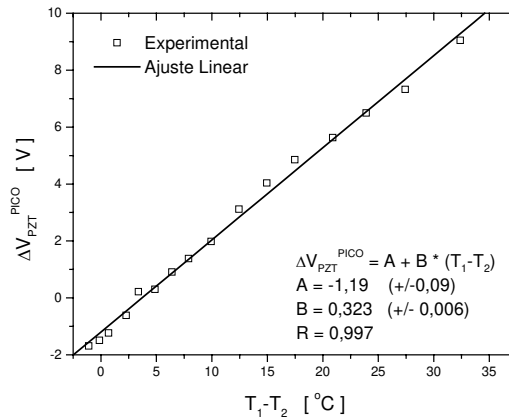


Figura 2.15: Relação linear entre ΔV_{PZT}^{PICO} e $(T_1 - T_2)$.

Capítulo 3

Técnica para o controle da diferença de frequência entre dois campos ópticos

Este capítulo apresenta um subsistema fundamental para a implementação do sensor distribuído utilizando o espalhamento Brillouin estimulado. Como apresentado no Capítulo 1 e evidenciado na seção 2.3, a informação de temperatura ou deformação mecânica é determinada através da medida do desvio Brillouin de frequência, o qual depende linearmente destas grandezas. Para que essa medida seja realizada, é necessário que a diferença entre a frequência óptica dos dois campos interagentes seja variada de forma controlada, a fim de se observar o espectro de amplificação ou atenuação Brillouin.

De um modo geral, fontes de radiação laser apresentam ruído e comportamento de deriva (variação lenta ao longo do tempo) na frequência óptica de emissão. Portanto, é de se esperar que a diferença de frequência óptica entre dois campos, provenientes de duas fontes laser, também apresente este comportamento.

Neste capítulo apresenta-se uma nova técnica para a estabilização e o controle da diferença de frequência óptica entre os dois campos interagentes, utilizando a ocorrência do espalhamento Brillouin estimulado como um discriminador desta diferença de frequência.

A principal desvantagem da técnica proposta reside no fato da técnica não ser baseada na medida absoluta da diferença de frequência entre os dois campos interagentes e na não linearidade da curva de resposta utilizada na sua implementação.

Em relação às técnicas de controle convencionais, a técnica proposta apresenta um menor custo de implementação, pois dispensa a utilização de componentes de RF, e uma malha de controle com maior frequência de corte, permitindo a utilização de fontes laser com menor estabilidade na frequência de emissão.

3.1 Função do Sistema de Estabilização e Controle

Esta seção visa apresentar algumas considerações importantes sobre o subsistema optoeletrônico dedicado ao controle e à estabilização da diferença de frequência de emissão entre o campo óptico dos dois lasers interagentes no sensor utilizando o efeito Brillouin.

Como visto na seção 2.3, o sistema sensor Brillouin utiliza a dependência do desvio Brillouin de frequência, com a temperatura e a deformação mecânica, para realizar as medidas destas grandezas. Quando a diferença de frequência entre os dois campos ópticos é igual ao valor do desvio Brillouin de frequência, observa-se a máxima amplificação ou atenuação devida à ocorrência do efeito.

No Apêndice B, mostra-se que o ganho Brillouin, parâmetro diretamente relacionado à eficiência do efeito Brillouin, pode ser aproximadamente descrito por uma distribuição de Lorentz tal que,

$$g_b = \left(\frac{\Delta f_{gb}}{2} \right)^2 \frac{1}{[(f_p - f_s) - f_{DB}]^2 + \left(\frac{\Delta f_{gb}}{2} \right)^2} g_b^{\max} \quad (3.1)$$

na qual f_{DB} é o chamado desvio Brillouin de frequência, Δf_{gb} é a largura espectral do ganho Brillouin, f_p é a frequência do campo óptico de bombeio, f_s é a frequência do campo óptico de Stokes e $g_b^{\max}$ é o ganho Brillouin máximo.

Quando $(f_p - f_s) = f_{DB}$ tem-se que $g_b = g_b^{\max}$, nesta situação a amplificação, ou a atenuação, devidas ao efeito Brillouin apresentam suas máximas amplitudes. Observando que f_{DB} é linearmente dependente da temperatura e da deformação mecânica do meio de interação, a determinação da condição $(f_p - f_s) = f_{DB}$ fornece um meio para medir as grandezas citadas.

Algumas considerações importantes devem ser feitas para apreciar a finalidade do sistema de estabilização. Primeiro, como apresentado na seção 2.1, f_{DB} é aproximadamente $13GHz$ para a região de comprimento de onda na qual as fontes laser utilizadas emitem (em torno de $1319nm$). Segundo, a largura espectral do ganho Brillouin Δf_{gb} é aproximadamente $60MHz$. Terceiro, a dependência de f_{DB} com a temperatura é de aproximadamente $1,3MHz/^{\circ}C$ e com a deformação mecânica é de aproximadamente $0,06MHz/\mu\epsilon$.

Assim, para a simples observação do efeito Brillouin, é necessário que $(f_p - f_s) \sim f_{DB} \pm \Delta f_{gb}$. Esta é uma condição grosseira imposta pela largura espectral do ganho Brillouin em uma rápida análise da equação (3.1). Deste modo, $(f_p - f_s)$ não deve possuir variações maiores que Δf_{gb} (em torno do valor de f_{DB}), para que se mantenha a condição de sintonia do efeito.

Para a determinação de f_{DB} , através da posição espectral da máxima amplificação/atenuação Brillouin, o sistema sensor realiza a varredura ponto-a-ponto de $(f_p - f_s)$. Assim, grosso modo, para que a medida de f_{DB} proporcione uma incerteza de $1^{\circ}C$, espera-se que $(f_p - f_s)$ possua uma incerteza tão pequena quanto $1,3MHz$.

Esta não é uma condição estritamente rigorosa, pois a determinação de f_{DB} não se baseia na medida de apenas um valor de $(f_p - f_s)$, no qual a amplificação/atenuação Brillouin é máxima. Na prática, determina-se f_{DB} pelo ajuste de uma curva que descreve o espectro de amplificação/atenuação Brillouin como função de $(f_p - f_s)$. Por utilizar diversos pontos de medida, o ajuste diminui a incerteza na determinação de f_{DB} , relaxando a condição de estabilidade na frequência dos campos ópticos interagentes.

Em função destas observações, vê-se a necessidade de controlar $(f_p - f_s)$ para a realização da varredura espectral, a qual permite a obtenção do espectro de amplificação/atenuação Brillouin e, segundo, a necessidade de que $(f_p - f_s)$ seja

suficientemente estável, durante as medidas, para diminuir a incerteza na determinação de f_{DB} .

A literatura, quase em sua totalidade, apresenta o uso de um sistema optoeletrônico dedicado à estabilização e controle de $(f_p - f_s)$, baseado na observação do batimento óptico dos campos de bombeio e Stokes. O sistema é constituído por um detector óptico de banda larga, frequência de corte maior que f_{DB} , em conjunto com um analisador de espectro de microondas, o qual mede diretamente $(f_p - f_s)$ e, através desta medida, gera um sinal de controle para uma das fontes laser utilizadas. Esta técnica possui a grande vantagem de permitir uma medida absoluta de $(f_p - f_s)$, porém ao elevado custo de se utilizar equipamentos sofisticados e dispendiosos. Uma observação pouco comentada a respeito deste circuito de controle, é o elevado tempo necessário entre a medida de $(f_p - f_s)$ e a atuação em f_p ou f_s . Assim, esta técnica se limita a apresentar resultados expressivos apenas quando utilizada com fontes laser que apresentam excelente estabilidade na frequência de emissão.

Outra técnica consiste em se utilizar apenas um laser para a geração dos dois campos ópticos, nesta técnica o campo óptico de Stokes é gerado através da modulação do campo de bombeio com uma portadora de frequência igual à f_{DB} . Tal técnica se mostrou bastante eficiente, no entanto é extremamente dispendiosa visto a necessidade de se utilizar um modulador óptico de banda-larga em conjunto com um gerador de microondas sintonizável [52].

Uma terceira técnica explora a possibilidade de se utilizar um laser Brillouin construído em fibra óptica [53,54]. Neste caso, o campo de Stokes é gerado espontaneamente pelo efeito Brillouin em uma cavidade ressonante em fibra. A variação da frequência de emissão do campo de Stokes espontâneo é obtida pela variação da temperatura/deformação mecânica na cavidade laser. Trata-se de uma técnica simples, que, no entanto, exige potência de bombeio excedente para excitar a cavidade laser Brillouin e vincula a estabilidade de $(f_p - f_s)$ à estabilidade da temperatura/deformação mecânica da cavidade laser.

A infra-estrutura experimental desta pesquisa contou com duas fontes laser, uma de cavidade Nd:Yag, com excelentes características de estabilidade na frequência de emissão (Lightwave 125-1319-15), e outra, um diodo laser DFB acoplado em fibra e estabilizado termicamente (Newport LD1310-21B). Quando utilizadas em conjunto, estas fontes laser, apresentam alta instabilidade em $(f_p - f_s)$, devido à instabilidade na frequência de emissão do diodo laser DFB (vide discussão no Apêndice C).

Em função desta instabilidade, procurou-se encontrar uma nova técnica destinada à estabilizar e controlar de modo eficiente $(f_p - f_s)$, sem onerar em demasia o sistema sensor [55,56]. Embora limitada, a técnica proposta é extremamente simples e pouco dispendiosa, e se baseia na utilização do próprio efeito Brillouin para conseguir a estabilização da diferença de frequência dos campos ópticos interagentes.

3.2 Introdução à técnica de controle de $(f_p - f_s)$

A figura 3.1 apresenta um esquema simples para a descrição da técnica de estabilização da diferença de frequência óptica entre dois campos ópticos. O esquema é composto por duas fontes laser, uma responsável pela emissão do campo de bombeio e outra responsável pela emissão do campo de Stokes. O laser de bombeio pode ser sintonizado através de um sinal elétrico de controle, o laser de Stokes possui sua frequência de emissão constante ao longo do tempo. O acoplador direcional C1 possibilita a observação, através do detector D1, da potência óptica de inserção do campo de Stokes. O acoplador direcional C2 permite a observação, através do detector D2, da potência óptica do campo de Stokes, após a interação Brillouin. Por conveniência, assumisse que ambos acopladores possuem a mesma razão de acoplamento.

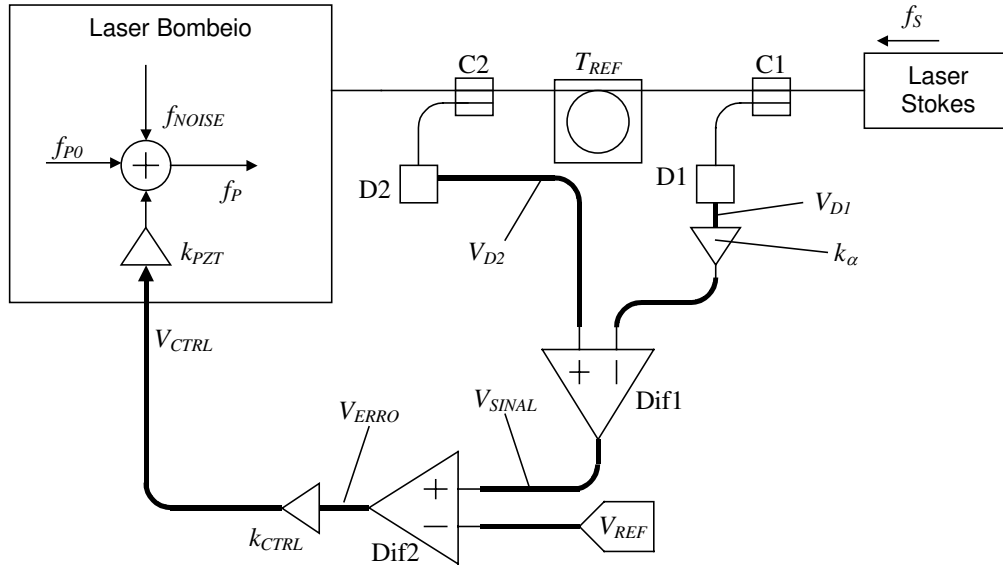


Figura 3.1: Esquema simples para a descrição da técnica de estabilização da diferença de frequência entre duas fontes laser.

O sinal elétrico V_{D1} é proporcional a potência óptica detectada em D1. O sinal elétrico V_{D2} , proporcional à potência óptica detectada em D2, possui uma dependência espectral, relativa à $(f_p - f_s)$, definida pela relação,

$$V_{D2}(\Delta f) = k_\alpha V_{D1} + \left[V_{MAX} \frac{(\Delta f_{AMP} / 2)^2}{[(\Delta f + f_{NOISE}) - f_{DB}]^2 + (\Delta f_{AMP} / 2)^2} \right] \quad (3.2)$$

na qual V_{D1} é o sinal elétrico detectado em D1, k_α é o fator de atenuação do campo de Stokes, V_{MAX} é a amplitude da amplificação Brillouin, f_{NOISE} é a perturbação externa em $\Delta f = (f_p - f_s)$ e Δf_{AMP} é a largura do espectro de amplificação Brillouin. Tanto Δf_{AMP} quanto V_{MAX} , dependem do comprimento da fibra óptica utilizada e da potência óptica dos campos interagentes.

Pode-se observar que em (3.2), apenas a parcela entre colchetes depende da diferença de frequência. Assim, para evitar que variações em V_{D1} sejam confundidas com variações devidas à f_{NOISE} , é importante descontar o sinal base em V_{D1} . Isto é realizado,

primeiro atenuando V_{D1} por um fator igual à atenuação da fibra óptica e, em seguida, fazendo uma subtração através do bloco de diferença Dif1. Desta forma, o sinal efetivamente amplificado, V_{SINAL} , será tal que,

$$V_{SINAL} = V_{D2} - k_{\alpha} V_{D1} = V_{MAX} \frac{(\Delta f_{AMP} / 2)^2}{[(\Delta f + f_{NOISE}) - f_{DB}]^2 + (\Delta f_{AMP} / 2)^2} \quad (3.3)$$

A figura 3.2 apresenta um gráfico da dependência de V_{SINAL} com $(f_P - f_S)$. É importante observar que esta relação é não linear, apresentando um ponto de inflexão quando a diferença de frequência é igual ao desvio Brillouin de frequência.

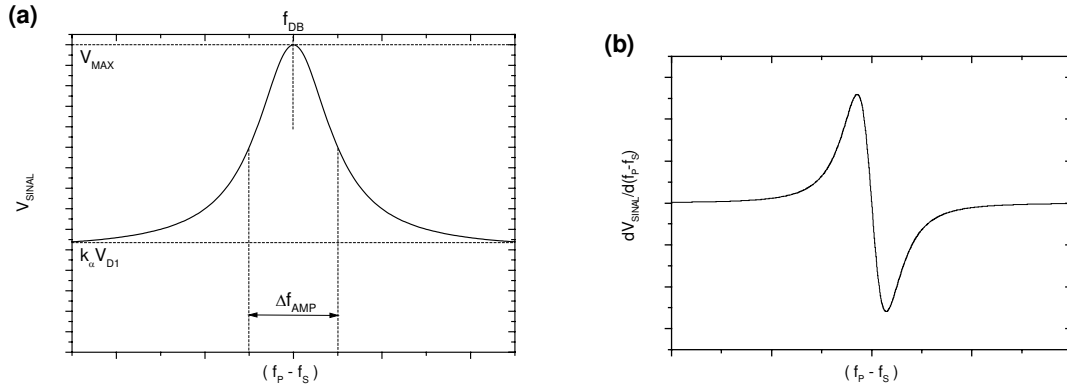


Figura 3.2: (a) Dependência de V_{SINAL} com Δf . (b) Sensibilidade de V_{SINAL} com relação à Δf .

De modo geral, o sistema de controle irá utilizar o sinal efetivamente amplificado para estabilizar a diferença de frequência óptica. Mantendo o valor de V_{SINAL} constante, garante-se também a estabilidade de $(f_P - f_S)$. Isto é, o sistema de controle irá atuar na frequência do laser de Bombeio de modo a manter estável V_{SINAL} , o que por sua vez garante que $(f_P - f_S)$ também se mantenha estável.

O ponto de inflexão na dependência de V_{SINAL} com $(f_P - f_S)$, implica na escolha de uma das duas regiões possíveis para a discriminação da diferença de frequência, a região na qual a derivada de V_{SINAL} é positiva ou a região na qual a derivada de V_{SINAL} é negativa. Esta escolha é importante para definir como o sistema de controle processará a atuação na frequência de emissão do laser de Bombeio.

A variação na frequência de emissão do laser de Bombeio é diretamente proporcional ao sinal de controle, isto é,

$$f_P = f_{P0} + k_{PZT} V_{CTRL} \quad (3.4)$$

na qual f_{P0} é a frequência de “offset” do campo de Bombeio, V_{CTRL} é o sinal elétrico de controle e k_{PZT} é o coeficiente de varredura do laser de Bombeio.

O sistema de controle irá atuar de modo a manter V_{SINAL} estável em torno de um sinal elétrico de referência, V_{REF} . A diferença entre estes dois sinais representa o erro de

estabilização do sistema de controle, isto é, V_{ERRO} . Este sinal de erro deve ser processado de forma a se converter em um sinal de controle capaz de variar f_P , de modo a anular o erro entre o sinal controlado e o sinal de referência.

O modo mais simples de se implementar o controle de $(f_P - f_S)$ consiste em escalonar V_{ERRO} (como em um controle apenas proporcional), de modo que o sinal de controle seja capaz de aplicar uma variação em $(f_P - f_S)$, contrária à perturbação f_{NOISE} , que causou V_{ERRO} . Assim, k_{CTRL} , deve ser escolhido de tal modo que,

$$k_{CTRL} = -\frac{1}{S \cdot k_{PZT}} \quad (3.5)$$

na qual S é a sensibilidade entre V_{SINAL} e $(f_P - f_S)$.

Vale observar que em relação à figura 3.2, se a estabilização ocorre na região de derivada positiva tem-se uma sensibilidade positiva, caso contrário, na região de derivada negativa tem-se uma sensibilidade negativa.

A figura 3.2b apresenta a dependência da sensibilidade de V_{SINAL} com Δf . É possível observar que a sensibilidade depende consideravelmente da diferença de frequência entre os dois campos ópticos. Isto é consequência da não-linearidade na relação de V_{SINAL} com Δf . De modo geral, esta não-linearidade compromete a capacidade de estabilização do sistema de controle, uma vez que S passa a ser dependente do sinal elétrico de referência, fazendo com que V_{CTRL} não anule totalmente a perturbação em Δf .

Uma vez que V_{SINAL} se encontra estabilizado em torno de V_{REF} , é possível mostrar, a partir de (3.2), que a diferença de frequência entre os dois campos ópticos é definida como,

$$\Delta f = f_{DB}(T, \varepsilon_{DM}) \pm \Delta f_{AMP} \left[\frac{V_{MAX}}{V_{REF}} - 1 \right]^{1/2} \quad (3.6)$$

na qual, o operador de soma ou subtração, depende da região na qual o sistema de controle está atuando (sensibilidade positiva ou negativa).

A equação (3.6) permite vislumbrar duas ações para o controle de $(f_P - f_S)$. A primeira, através da variação do nível do sinal de referência (observando $V_{REF} < V_{MAX}$). A segunda através da variação de f_{DB} , a qual pode ser conseguida alterando-se a temperatura ou a deformação mecânica do meio de interação.

A faixa de variação em Δf capaz de ser obtida através da variação do desvio Brillouin de frequência, é limitada pela máxima temperatura e deformação mecânica suportadas pela fibra óptica. Valores típicos para uma fibra óptica tipo SMF28 são $\Delta T_{MAX} \sim 120^\circ C$ e $\varepsilon_{DM}^{MAX} \sim 1\%$, os quais aplicados à equação (1.8) permitem estimar que a máxima variação em f_{DB} será aproximadamente igual à $200MHz$.

Resultados experimentais mostram a viabilidade de se variar V_{REF} com valores entre $0.1V_{MAX}$ e $0.9V_{MAX}$, o que conseqüentemente leva a uma variação máxima de aproximadamente $2.6\Delta f_{AMP}$. Utilizando a largura espectral obtida na seção 2.2, $\Delta f_{AMP} \sim 41MHz$, tem-se uma máxima excursão aproximadamente igual à $52MHz$.

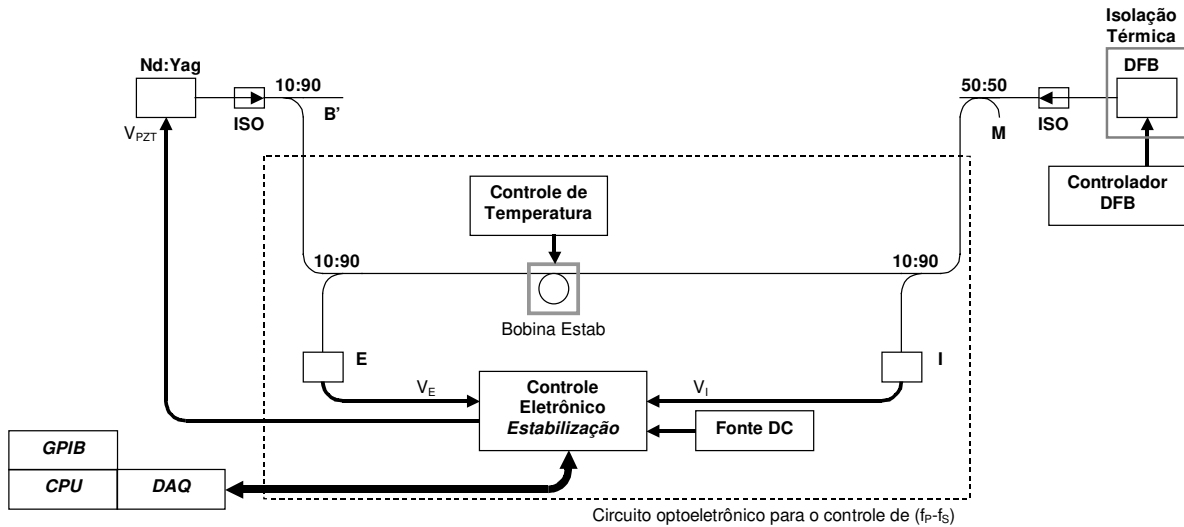
Embora a técnica de estabilização tenha sido apresentada utilizando a amplificação do campo de Stokes, ela também pode ser facilmente implementada utilizando-se a atenuação do campo óptico de Bombeio.

A principal desvantagem desta técnica reside na limitada faixa de varredura para a diferença de frequência dos dois campos interagentes, as técnicas tradicionais, por permitirem uma medida absoluta de $(f_P - f_S)$, garantem uma ampla faixa de varredura.

As vantagens da utilização da técnica proposta incluem, além da simplicidade do princípio utilizado, a facilidade de implementação, a não utilização de componentes para altas frequências e a possibilidade de se implementar uma malha de controle fechada, com frequência de corte mais elevada que a técnica tradicional, a qual utiliza o batimento óptico dos dois campos interagentes em conjunto com um analisador de espectro de RF. A elevação da frequência de corte, da malha de controle, permite a utilização de pelo menos uma fonte luminosa com menor estabilidade em frequência (isto é, com menor custo associado).

3.3 Circuito optoeletrônico para a técnica de controle de $(f_P - f_S)$

A figura 3.3 apresenta a configuração experimental para o circuito optoeletrônico de controle e estabilização da diferença de frequência entre os campos ópticos interagentes no sensor utilizando o efeito Brillouin.



Referência na Figura 3.3	Equipamento
Laser Nd:Yag	Lighthwave Electronics 1319-150
Diodo Laser DFB	Newport LD1310
Detectores nas portas E e I	Newport 1830-C
Controlador do diodo laser DFB	ILX Lightwave LDC-3722B
Controle de Temperatura – Bobina 2	Thorlabs TEC2000
DAQ – Placa de Aquisição de Dados	National Instruments LABPC1200
GPIB – Placa de interface	National Instruments GPIB Board
CPU	Pentium 133MHz
Fonte DC	HP 6236B

Figura 3.3: Configuração do sistema optoeletrônico de controle.

Duas fontes laser são utilizadas na geração dos campos ópticos. O laser de estado sólido, com cavidade de Nd:Yag, permite que sua frequência de emissão seja controlada ou pelo ajuste da temperatura de operação da cavidade ou pela aplicação de uma leve deformação mecânica na cavidade através de um PZT. A sintonia pelo ajuste de temperatura da cavidade é lenta, devido à inércia térmica da cavidade, porém a excursão da sintonia é maior, assim este modo de sintonia só é utilizado para ajustar Δf em um valor próximo à f_{DB} . A sintonia realizada pela atuação no PZT da cavidade Nd:Yag possui maior frequência de corte, porém menor excursão de sintonia, assim este método de sintonia é utilizado em conjunto com o sistema de controle de Δf , permitindo uma malha de controle rápida o suficiente para compensar as variações em Δf .

A frequência de emissão do diodo laser DFB é ajustada por meio da temperatura de operação do mesmo. Como comentado no Apêndice C, este laser apresenta uma elevada instabilidade na frequência de emissão. Para minimizar esta instabilidade, a temperatura de operação do diodo laser DFB é mantida constante durante todo o tempo de operação do sistema. A frequência de emissão deste laser apresenta um acentuado comportamento de deriva nas primeiras duas horas de operação, período no qual a fonte está se acomodando termicamente, após este período a frequência de emissão apresenta um predominante comportamento de “*jitter*”, que é minimizado pela atuação do sistema de controle proposto.

Os isoladores ópticos são utilizados para impedir que os campos contra-propagantes reverberem na cavidade de excitação das fontes laser. A porta óptica M, é clivada em ângulo para suprimir a reflexão de 4%, minimizando possíveis instabilidades, no sistema de controle, devido ao retorno da luz refletida.

De modo a isolar a atuação do sistema de controle de $(f_p - f_s)$, parte da luz gerada por estas fontes laser é direcionada para o sistema de controle, composto basicamente de uma bobina com 81m de fibra óptica, tipo SMF28, enrolada em carretel de alumínio cuja temperatura é controlada por meio de um dispositivo termoeletrônico (*Peltier*), associado a um controlador de temperatura (Thorlabs TEC2000). A bobina de fibra se encontra termicamente isolada para diminuir as variações na sua temperatura de operação, a qual pode ser variada desde $15^{\circ}C$ até $80^{\circ}C$.

Monitores de potência óptica, DI e DE (Newport 1830C), são utilizados para observar respectivamente a potência óptica de inserção e a potência óptica após a interação do campo gerado pelo diodo laser DFB (Newport LD1310). Estes monitores, possuem uma saída elétrica cuja tensão é linearmente proporcional com a potência óptica medida.

O sistema optoeletrônico pode ser operado utilizando tanto a resposta espectral da amplificação Brillouin (chamado modo de ganho) quanto a resposta espectral da atenuação Brillouin (chamado modo de perda).

Para que o sistema opere no modo de ganho, a frequência de emissão do laser Nd:Yag deve ser maior que a frequência de emissão do diodo laser DFB, isto é $f_{Nd:Yag} > f_{DFB}$. Neste caso, o laser Nd:Yag gera o campo de Bombeio e o diodo laser DFB gera o campo de Stokes.

Para que o sistema opere no modo de perda, a frequência de emissão do diodo laser DFB deve ser maior que a frequência de emissão do laser Nd:Yag, isto é

$f_{DFB} > f_{Nd:Yag}$. Neste caso, o laser Nd:Yag gera o campo de Stokes e o diodo laser DFB gera o campo de Bombeio.

Um circuito eletrônico analógico é utilizado para gerar o sinal elétrico de controle que atua na frequência de emissão da fonte laser Nd:Yag (Lighthouse Electronics 1319-150). Este circuito eletrônico é monitorado e controlado por meio de uma placa de aquisição de dados (National Instruments LABPC1200), em conjunto com um software de supervisão e controle especificamente desenvolvido para este fim.

A figura 3.4 apresenta o circuito utilizado para implementar o controle de Δf . O circuito é composto de um bloco de entrada, INPUT, responsável pela amplificação e ajuste do nível dos sinais elétricos VE e VI , proporcionais às potências ópticas detectadas por DE e DI respectivamente. O bloco de diferença, DIF1, é responsável por fornecer o sinal elétrico V_{SINAL} , referente apenas à parcela de potência óptica efetivamente amplificada (modo de ganho) ou atenuada (modo de perda) pelo efeito Brillouin. O potenciômetro P1 permite atenuar o sinal elétrico VI de modo a anular o sinal elétrico V_{SINAL} na situação em que a interação Brillouin não esta ocorrendo.

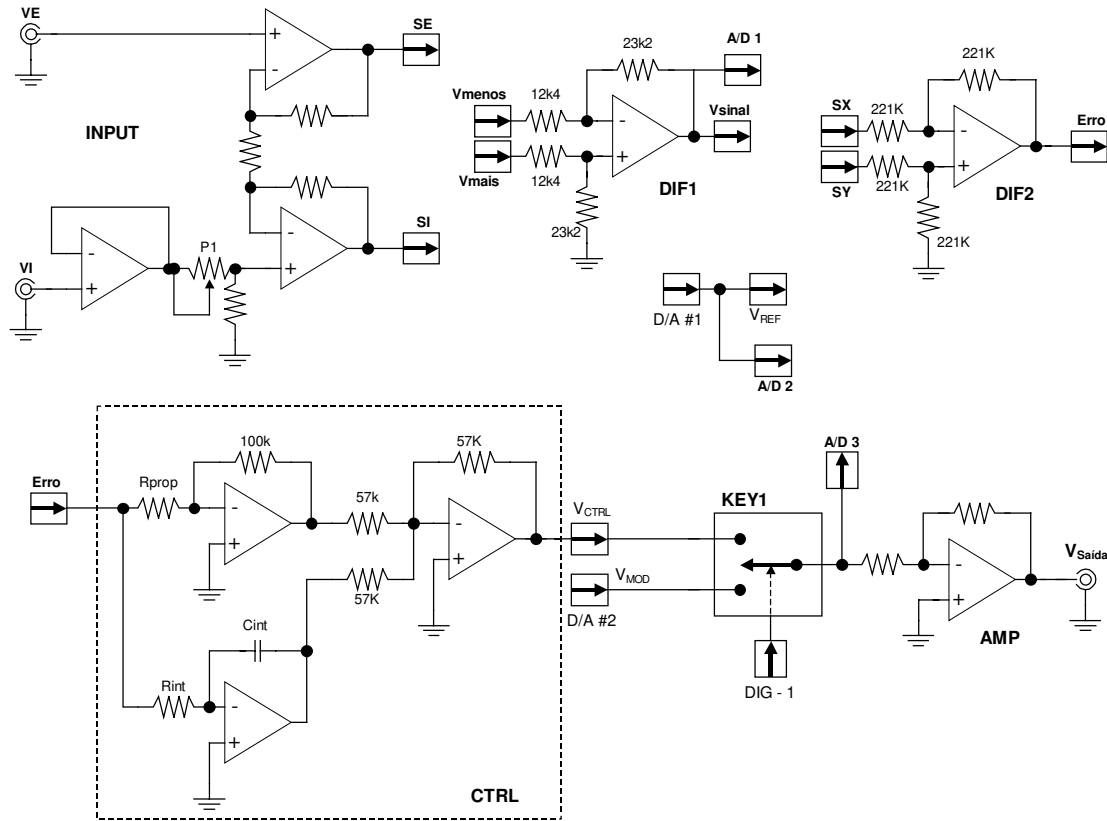


Figura 3.4: Circuito eletrônico para a técnica de controle de $(f_p - f_s)$.

Modo de Ganho		Modo de Perda	
Região A	Região B	Região A	Região B
SE $\rightarrow$ V _{MAIS}	SE $\rightarrow$ V _{MAIS}	SE $\rightarrow$ V _{MENOS}	SE $\rightarrow$ V _{MENOS}
SI $\rightarrow$ V _{MENOS}	SI $\rightarrow$ V _{MENOS}	SI $\rightarrow$ V _{MAIS}	SI $\rightarrow$ V _{MAIS}
$V_{SINAL} \rightarrow$ SY	$V_{SINAL} \rightarrow$ SX	$V_{SINAL} \rightarrow$ SY	$V_{SINAL} \rightarrow$ SX
$V_{REF} \rightarrow$ SX	$V_{REF} \rightarrow$ SY	$V_{REF} \rightarrow$ SX	$V_{REF} \rightarrow$ SY

Tabela 3.2: Esquema de conexões para operação do circuito eletrônico da figura 3.4.

O bloco de diferença DIF2 é responsável por gerar o sinal de erro, V_{ERRO} , proporcional à diferença existente entre V_{SINAL} e um sinal elétrico de referência, V_{REF} , o qual é proveniente do conversor digital/analógico, D/A#1, presente na placa de aquisição de dados LABPC1200. O sinal de referência é conectado a uma das entradas SX ou SY, dependendo da região de operação do sistema de controle. O sinal de erro é então direcionado para um bloco de controle, CTRL, do tipo proporcional/integral, o qual gera o sinal de controle V_{CTRL} .

Uma chave analógica, KEY1, permite chavear o sinal de controle V_{CTRL} com um sinal de varredura, V_{SCAN} , proveniente do conversor digital/analógico, D/A#2, presente na placa de aquisição de dados LABPC1200. O sinal de varredura V_{SCAN} permite a variação linear da frequência de emissão do laser Nd:Yag, possibilitando a obtenção do espectro de amplificação Brillouin da bobina de fibra óptica do circuito óptico de estabilização.

O sinal selecionado pela chave analógica, KEY1, é então amplificado pelo bloco AMP, antes de ser direcionado à entrada de controle da frequência de emissão do laser Nd:Yag.

Os conversores analógico/digital, A/D#1 à A/D#3, monitoram os sinais elétricos V_{SINAL} , V_{REF} e V_{CTRL} respectivamente, permitindo verificar a eficiência da operação do sistema de estabilização e controle.

O circuito eletrônico foi implementado de modo a permitir a operação da técnica proposta, tanto no modo de ganho quanto no modo de perda. Para selecionar o modo de operação do circuito eletrônico deve-se observar o esquema de conexões apresentado pela tabela 3.1. A região de operação se refere à utilização das regiões de derivada positiva (região A) ou negativa (região B) da dependência de V_{SINAL} com Δf . As conexões são tais que, tanto no modo de ganho quanto no modo de perda, o sinal elétrico V_{SINAL} é sempre positivo.

O circuito eletrônico implementado representa uma alternativa extremamente simples para a técnica de controle proposta, assim, diversas melhorias podem ser feitas ao circuito de modo a melhorar a performance da técnica.

Um software desenvolvido com o pacote de desenvolvimento LabView (National Instruments) é responsável por monitorar o circuito eletrônico e controlar a placa de aquisição de dados LABPC1200. Este software permite a armazenagem de todos os dados adquiridos pela placa LABPC1200, permitindo uma análise posterior da eficiência do circuito optoeletrônico de estabilização.

3.4 Resultados experimentais para a eficiência da técnica de controle de $(f_p - f_s)$

Nesta seção apresentam-se resultados experimentais para a performance do sistema de controle da diferença de frequência entre os dois campos ópticos interagentes. Estes resultados se referem à operação da técnica no modo de ganho, utilizando a região A (derivada positiva de V_{SINAL} com Δf). Todos os resultados foram obtidos utilizando a configuração experimental apresentada na figura 3.3, após o tempo necessário para a acomodação térmica do carretel de fibra óptica e do diodo laser DFB (aproximadamente duas horas). A temperatura do carretel de fibra óptica foi mantida em torno de $39,2^\circ\text{C}$. Durante as medidas, a temperatura do laboratório se manteve estável em torno de 21°C .

A figura 3.5a apresenta a dependência do sinal elétrico V_{SINAL} com V_{PZT} (semelhante à varredura apresentada na seção 2.2). Vale lembrar que a frequência de

emissão do diodo laser DFB é mantida constante, de tal modo que o sinal V_{PZT} está diretamente relacionado à Δf por meio do coeficiente de varredura do laser Nd:Yag. Ainda no gráfico 3.5a, apresenta-se o comportamento temporal do sinal elétrico V_{SINAL} , proveniente do circuito eletrônico da figura 3.4, mostrando o momento no qual o circuito eletrônico passa a estabilizar Δf e, conseqüentemente, a estabilizar também o valor de V_{SINAL} . Para avaliar a eficiência da estabilização é interessante observar o valor do desvio padrão de V_{SINAL} antes e depois do acionamento do circuito eletrônico de controle.

A dispersão observada em V_{SINAL} , antes do acionamento do circuito de controle, é devida basicamente ao ruído presente em Δf , onde o desvio padrão nesta situação foi de aproximadamente $20,1mV$. Quando o circuito de controle entra em operação, o valor de V_{SINAL} tende a se aproximar do valor de V_{REF} (ajustado em torno de $62mV$) e o desvio padrão de V_{SINAL} é reduzido, devido à ação do circuito de controle, para um valor de aproximadamente $1,84mV$.

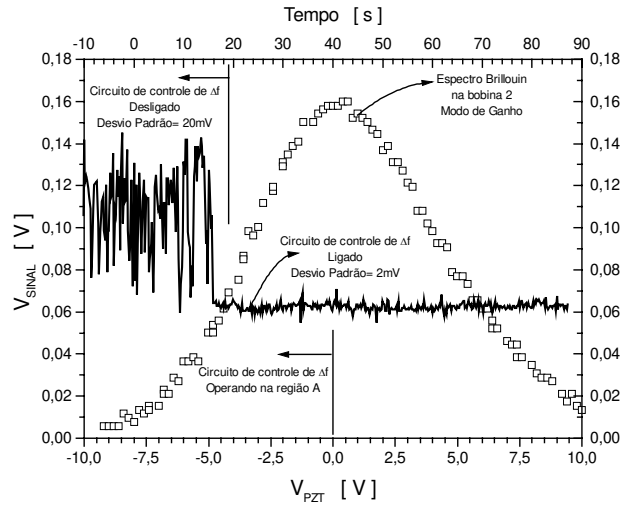


Figura 3.5: Comportamento de V_{SINAL} ao longo do tempo.

Embora a redução do desvio padrão de V_{SINAL} seja um indicador da eficiência do sistema, é importante quantificar a redução obtida no ruído em Δf . Para isso, utiliza-se a curva que explicita a relação entre V_{SINAL} e V_{PZT} para obter o comportamento de Δf antes e depois do acionamento do circuito de controle. A figura 3.6a apresenta o ajuste de uma curva de calibração para a região de operação A, relacionando V_{SINAL} e V_{PZT} . Utilizando esta curva em conjunto com o comportamento temporal de V_{SINAL} da figura 3.5, é possível obter indiretamente o comportamento de Δf ao longo do tempo, o qual pode ser observado na figura 3.6b (para isso utilizou-se o coeficiente de varredura do laser Nd:Yag, aproximadamente $4,81V/MHz$).

Com o sistema de controle fora de ação, o desvio padrão observado em Δf foi de aproximadamente $3,61MHz$ enquanto que para o sistema de controle operando, observou-se um desvio padrão de aproximadamente $0,36MHz$. Portanto o sistema de controle implementado foi capaz de minimizar, em cerca de dez vezes, o ruído presente em Δf . No entanto, a determinação da variação em Δf com o sistema de controle fora de ação

não constitui um bom método de se realizar esta caracterização, principalmente porque a dependência de V_{SINAL} com Δf é representada por uma função par, o que pode mascarar variações ocorrendo em torno da região de máximo desta dependência.

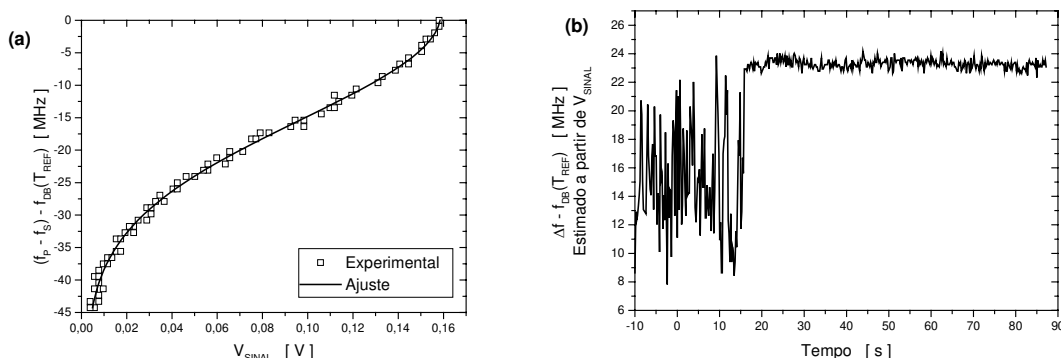


Figura 3.6: (a) Curva de calibração entre V_{SINAL} e a diferença de frequência. (b) Comportamento de Δf ao longo do tempo.

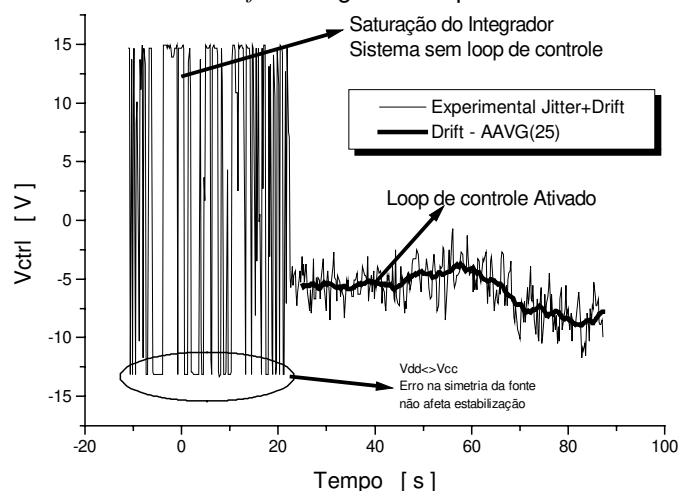


Figura 3.7: Comportamento de V_{CTRL} ao longo do tempo.

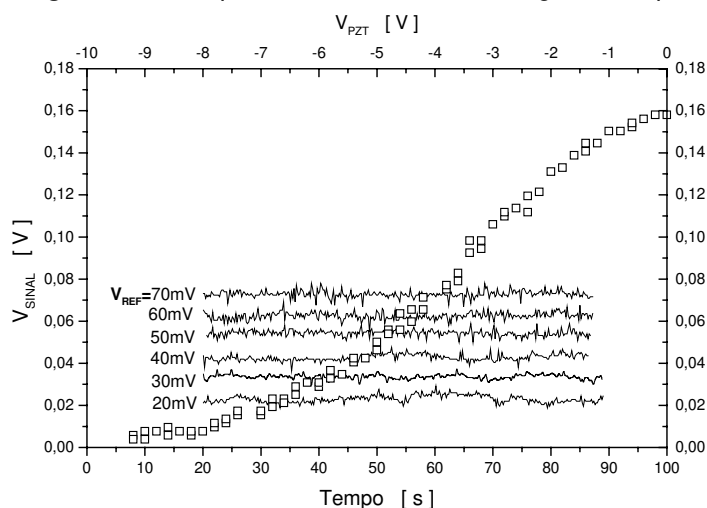


Figura 3.8: Comportamento de V_{SINAL} para diferentes valores de V_{REF} .

Um outro indicador da eficiência do sistema de controle é a observação do comportamento do sinal elétrico de controle, V_{CTRL} , cuja atuação na frequência de emissão reflete a instabilidade de Δf durante a operação do sistema de controle. A figura 3.7 apresenta o comportamento de V_{CTRL} ao longo do tempo, mostrando o momento de transição no qual o sistema de controle passa a efetivamente estabilizar Δf .

Na figura 3.7, pode-se observar que antes do sistema de controle entrar em operação, o sinal de controle V_{CTRL} se encontra variando entre valores extremos de operação, devido à saturação da saída da parcela de controle referente ao integrador. Após o início da operação do sistema de controle, observa-se que o sinal de controle apresenta dois comportamentos distintos sobrepostos, um relativo à variação lenta de Δf (deriva) e outro relativo à compensação do ruído em Δf .

O comportamento de deriva pode ser isolado filtrando-se o sinal de controle com um filtro de média móvel. Com este procedimento, pode-se observar que V_{CTRL} apresenta uma variação máxima (pico a pico) de aproximadamente $5V$, o que pode ser traduzido em termos de frequência como uma variação de $24MHz$ (utilizando o coeficiente de varredura do laser Nd:Yag).

O comportamento relativo à compensação do ruído, ou seja a ação de V_{CTRL} para contrapor o “jitter” em Δf , pode ser isolado descontando-se o comportamento de deriva observado. Após este procedimento, observa-se que o desvio padrão desta parcela é de aproximadamente $3V$, ou em termos de frequência aproximadamente $14,4MHz$.

A observação de V_{CTRL} durante a operação do sistema de controle permite uma boa estimativa na redução das variações em Δf apresentada pela técnica proposta. Assim, é possível afirmar que o sistema de controle foi capaz de reduzir significativamente as variações observadas em Δf , variações lentas com amplitude igual à $24MHz$ e variações rápidas com amplitude igual à $14,4MHz$, foram reduzidas a uma variação total de apenas $0,36MHz$ (medida indireta pelo desvio padrão de V_{SINAL}).

A figura 3.8 apresenta o comportamento de V_{SINAL} para diferentes valores de V_{REF} . Pode-se observar que o sistema de estabilização permite uma boa resolução na variação de V_{REF} e conseqüentemente na variação de Δf . Uma avaliação simples permite afirmar que a resolução máxima obtida na variação de V_{REF} é igual ao desvio padrão de V_{SINAL} , aproximadamente $1,84mV$.

A figura 3.9a apresenta o comportamento de V_{SINAL} para um sinal de referência, V_{REF} , igual a uma onda quadrada com frequência de $20Hz$. A figura 3.9b apresenta esta mesma reposta para um sinal de referência com frequência igual a $1kHz$. É possível observar que o circuito de controle implementado apresenta uma degradação na capacidade de estabilização para frequências elevadas.

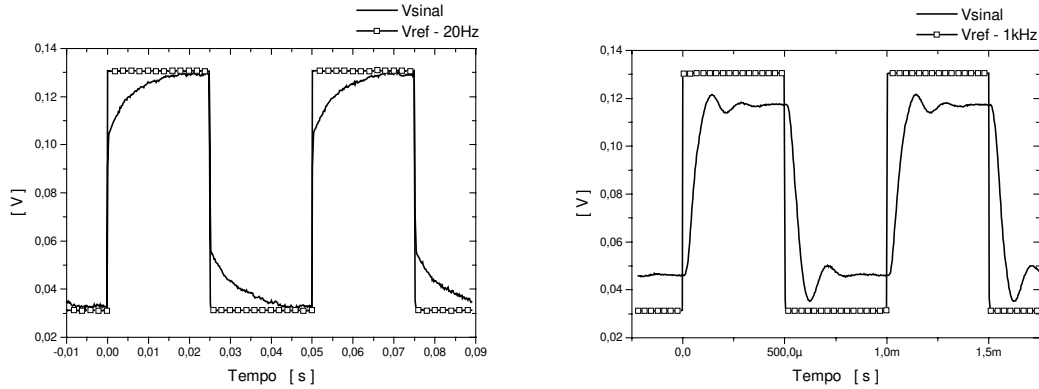


Figura 3.9: Comportamento de V_{SINAL} para V_{REF} variando no tempo: (a) frequência do sinal de referência igual a 20Hz e (b) igual a 1kHz.

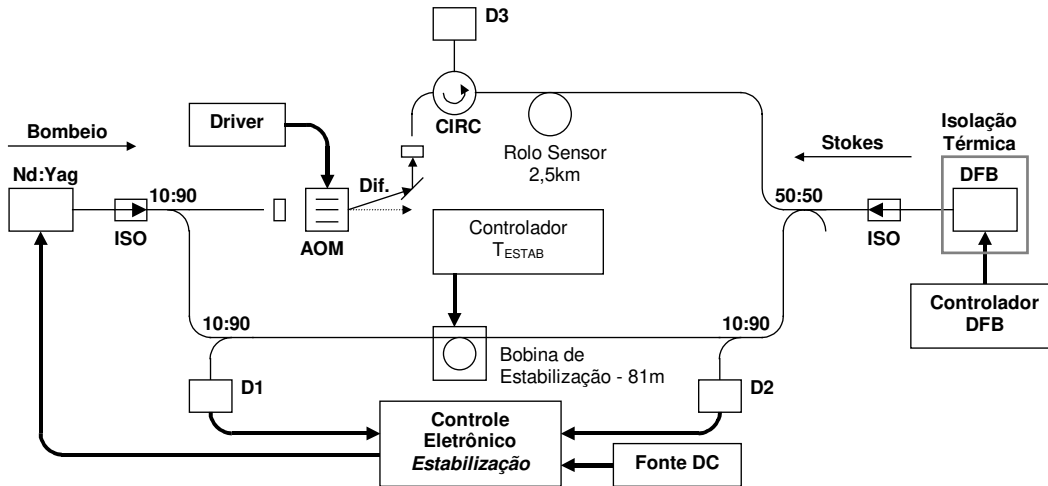


Figura 3.10: Esquema óptico de um sistema sensor utilizando a técnica de estabilização proposta.

3.5 Varredura de Δf utilizando a técnica de estabilização proposta

Nesta seção apresenta-se como a técnica de controle proposta pode ser utilizada para realizar a varredura da diferença de frequência óptica entre os dois campos interagentes. Esta varredura é essencial para a realização da espectroscopia Brillouin, que consiste na determinação do desvio Brillouin de frequência através do espectro de amplificação ou atenuação Brillouin.

A figura 3.10 apresenta o esquema de um sistema óptico que emprega a técnica de estabilização proposta neste capítulo. O esquema é praticamente o mesmo que o apresentado na figura 3.3, à exceção da inclusão do chamado circuito óptico sensor.

O circuito óptico sensor é composto por um modulador acusto-óptico, o qual pode gerar pulsos de luz através da deflexão do feixe óptico de bombeio que passa pelo meio modulador. Nesta experiência, o modulador óptico foi utilizado apenas para gerar um campo óptico difratado CW, o qual é acoplado novamente em fibra óptica, adentrando na fibra óptica sensora por meio de um circulador, CIRC. A fibra óptica sensora é constituída por uma bobina de fibra óptica monomodo tipo SMF28 com 2,5km de comprimento. O campo de Stokes (CW) adentra na fibra óptica sensora por meio do acoplador óptico direcional C3, propagando pela fibra sensora e interagindo com o campo de Bombeio

(contra-propagante), de tal modo que o detector D3 observa o resultado da amplificação Brillouin do campo de Stokes, ocorrida na fibra óptica sensora.

Tem-se então dois circuitos ópticos, um denominado circuito óptico de estabilização e outro denominado circuito óptico sensor. O circuito de estabilização é responsável por controlar Δf utilizando a técnica proposta. O circuito óptico sensor consiste na ramificação destinada a medir as grandezas de interesse, temperatura/deformação mecânica, aplicadas ao rolo de fibra sensora.

A figura 3.11a exemplifica os espectros de amplificação Brillouin ocorrendo simultaneamente no rolo de fibra sensora e no rolo de fibra de estabilização. A temperatura da fibra de estabilização, T_{ESTAB} , pode ser controlada pelo controlador de temperatura. O sistema de controle opera na região de derivada negativa, região B. É possível observar que variando a T_{ESTAB} pode-se mover a posição do máximo de amplificação Brillouin e conseqüentemente deslocar a região B de modo que a variação de V_{REF} permita mapear diversas regiões do espectro de amplificação ocorrendo no rolo sensora.

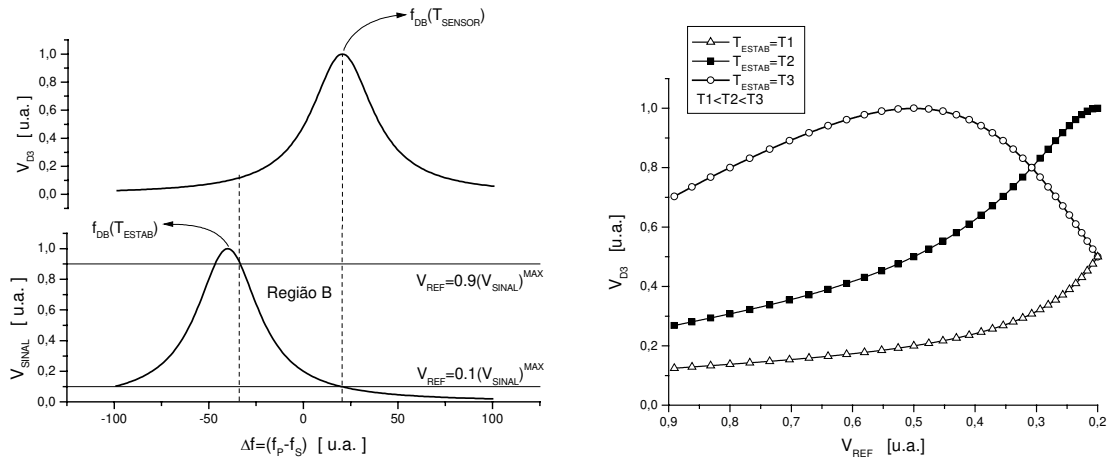


Figura 3.11: (a) Posição relativa dos espectros de amplificação Brillouin; (b) Resultado da varredura através da variação de V_{REF} .

A figura 3.11b apresenta o resultado do mapeamento do espectro de amplificação Brillouin ocorrendo na fibra sensora, para diferentes temperaturas da bobina de fibra óptica do circuito optoeletrônico de estabilização (diferentes T_{ESTAB}).

A relação entre Δf e V_{REF} e T_{ESTAB} , para a região B é não linear e definida como,

$$\Delta f(T_{ESTAB}, V_{REF}) = f_{DB}(T_{ESTAB}) + \Delta f_{AMP} \left[\frac{V_{SINAL}^{MAX}}{V_{REF}} - 1 \right]^{1/2} \quad (3.7)$$

Assim, o espectro de amplificação Brillouin no rolo de fibra sensora será tal que,

$$V_{D3}(T_{ESTAB}, V_{REF}) = V_{D3}^{BASE} + V_{D3}^{AMP} \frac{\Delta f_{AMP}^2}{\left\{ f_{DB}(T_{ESTAB}) + \Delta f_{AMP} \left[\frac{V_{SINAL}^{MAX}}{V_{REF}} - 1 \right]^{1/2} - f_{DB}(T_{SENSOR}) \right\}^2 + \Delta f_{AMP}^2} \quad (3.8)$$

na qual V_{D3}^{BASE} é o valor base do espectro de amplificação na fibra sensora e V_{D3}^{AMP} é a amplitude da amplificação Brillouin na fibra sensora. Esta relação não linear explica a deformação observada no mapeamento apresentado na figura 3.10b.

Para compensar esta não linearidade, utiliza-se a equação (3.7) de modo a obter uma relação entre Δf e V_{REF} . A figura 3.12a mostra o resultado da utilização desta equação descontando-se o valor de $f_{DB}(T_{ESTAB})$, para o qual não se possui o valor absoluto.

Tem-se então, três espectros de amplificação relativos a três temperaturas distintas para a fibra de estabilização. Para obter o espectro de amplificação completo é preciso ter caracterizado a dependência do desvio Brillouin de frequência, para o rolo de fibra óptica de estabilização, com a temperatura, isto é:

$$f_{DB}(T_{ESTAB}) = f_{DB}(T_{REF}) + C_T(T_{ESTAB} - T_{REF}) \quad (3.9)$$

desta forma,

$$f_{DB}(T_1) = C_T(T_1 - T_{REF}) + f_{DB}(T_{REF}) \quad (3.10)$$

$$f_{DB}(T_2) = C_T(T_2 - T_{REF}) + f_{DB}(T_{REF}) \quad (3.11)$$

$$f_{DB}(T_3) = C_T(T_3 - T_{REF}) + f_{DB}(T_{REF}) \quad (3.12)$$

mas ainda assim, não se possui um valor absoluto para $f_{DB}(T_{REF})$. A solução encontrada foi utilizar como referência, a própria temperatura do rolo de fibra de estabilização, isto é, assumi-se por exemplo que $f_{DB}(T_{REF}) = f_{DB}(T_3) = 0$ de tal modo que

$$f_{DB}(T_1) = C_T(T_1 - T_3) \quad (3.13)$$

$$f_{DB}(T_2) = C_T(T_2 - T_3) \quad (3.14)$$

Desta forma é possível determinar Δf tendo com referência o espectro de amplificação Brillouin ocorrendo na fibra óptica de estabilização submetida à temperatura T_3 . Assim, tem-se que,

$$\Delta f(V_{REF}, T_{ESTAB}) = \Delta f_{AMP} \left[\frac{V_{SINAL}^{MAX}}{V_{REF}} - 1 \right]^{1/2} + C_T(T_{ESTAB} - T_3) \quad (3.15)$$

A figura 3.12b apresenta o resultado da concatenação dos resultados das varreduras apresentadas na figura 3.12a. Para este procedimento utilizou-se a equação acima.

A figura 3.12b apresenta o espectro da amplificação Brillouin no rolo sensor com referência à quantidade $\Delta f - f_{DB}(T_{REF})$, nesta escala, definiu-se esta posição de máximo relativa, Δf_{DB} , como,

$$\Delta f_{DB} = f_{DB}^S(T_{SENS}, \epsilon_{DM}^{SENS}) - f_{DB}(T_{REF}) \quad (3.16)$$

na qual $f_{DB}^S(T_{SENS})$ é o valor absoluto do desvio Brillouin de frequência no rolo sensor.

É fácil mostrar que a posição de máximo relativa também depende linearmente da temperatura, T_{SENS} , ou da deformação mecânica, ε_{DM}^{SENS} , do rolo sensor. Uma vez que T_{REF} seja constante, tem-se que,

$$\Delta f_{DB}(T_{SENS}, \varepsilon_{DM}^{SENS}) = C_T T_{SENS} + C_S \varepsilon_{DM}^{SENS} + \Delta f_{DB0} \quad (3.17)$$

na qual Δf_{DB0} é uma constante linear que deve ser determinada experimentalmente, através da calibração do sistema em questão.

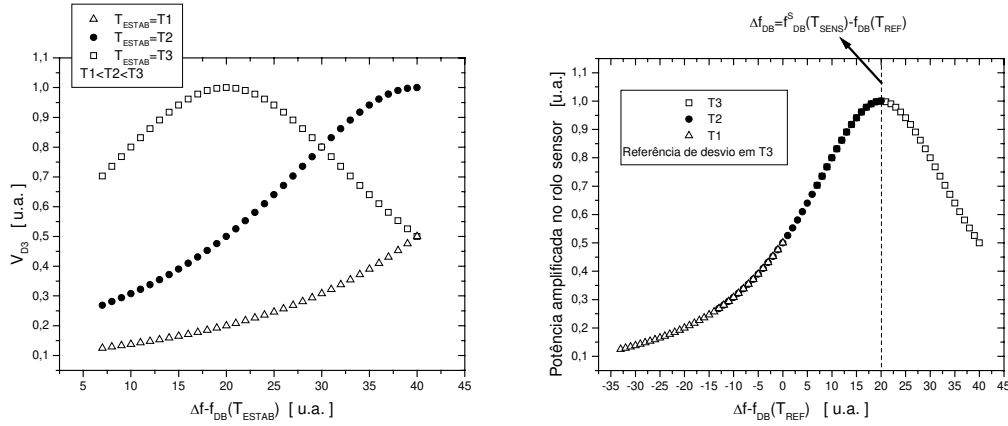


Figura 3.12: (a) Resultado da varredura de V_{REF} após linearização; (b) Concatenação dos espectros parciais de amplificação Brillouin.

3.6 Resultados experimentais para a técnica de varredura de Δf

Esta seção apresenta resultados experimentais ilustrando a viabilidade da implementação da técnica de varredura proposta. Os resultados foram obtidos para a configuração experimental apresentada na figura 3.10, operando na região A da dependência entre V_{SINAL} e Δf .

A figura 3.13a apresenta os resultados experimentais obtidos para V_{D3} em função da varredura de T_{ESTAB} e da varredura de V_{REF} . Os valores obtidos para V_{D3} foram normalizados de forma a permitir uma melhor comparação das medidas obtidas. A seguinte relação explicita esta normalização,

$$V_{D3}^{NORM} = \frac{1}{k_{NORM}} [V_{D3} - V_{D3}^{BASE}]$$

na qual V_{D3}^{BASE} é o valor de V_{D3} obtido na ausência do efeito Brillouin e k_{NORM} é o fator de amplificação Brillouin, $k_{NORM} = V_{D3}^{MAX} - V_{D3}^{BASE}$. Onde V_{D3}^{MAX} é o valor máximo detectado para V_{D3} .

Para cada temperatura T_{ESTAB} , o que define um novo conjunto de dados, os parâmetros de normalização são obtidos tanto para o rolo sensor quanto para o rolo de estabilização. O valor de V_{REF} também é apresentado normalizado, pois se refere diretamente aos parâmetros da curva de amplificação no rolo de estabilização.

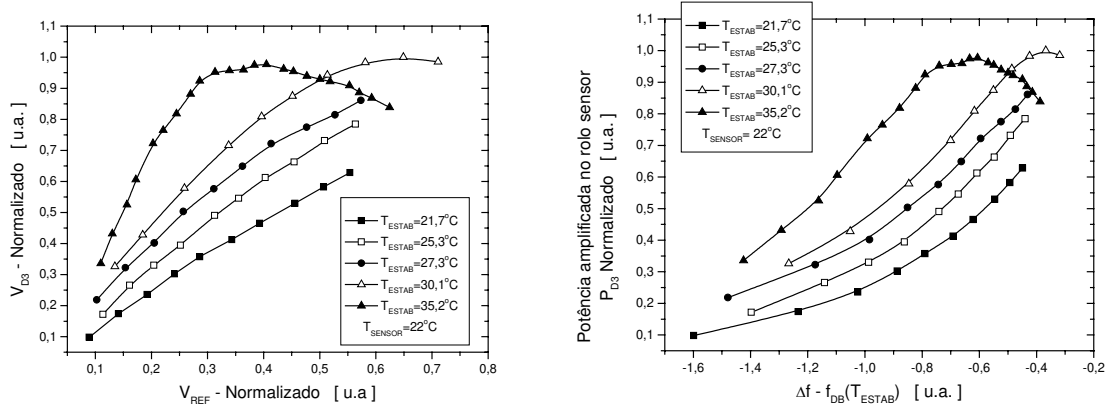


Figura 3.13: Resultado da varredura de V_{REF} .

A normalização também possibilita uma maneira eficiente de tornar linear a relação entre V_{REF} e $[\Delta f - f_{DB}(T_{ESTAB})]$, isto é

$$\Delta f - f_{DB}(T_{ESTAB}) = -\frac{W}{2} \left[\frac{1}{V_{REF}^{NORM}} - 1 \right]^{1/2} \quad (3.19)$$

na qual W é a largura do espectro de amplificação Brillouin no rolo, aproximadamente 30MHz . A figura 3.13b apresenta o resultado deste procedimento. Pode-se observar que o espectro obtido é semelhante ao apresentado no exemplo numérico do item 3.5.

Utilizando os resultados obtidos no Capítulo 2 para a dependência de f_{DB} com a temperatura, é possível reconstruir o espectro de amplificação Brillouin no rolo sensor tal como apresentado na seção 3.5. A figura 3.14 apresenta o resultado da reconstrução, tendo $T_{REF} = 35,2^\circ\text{C}$. Pode-se observar a grande concordância entre os pontos experimentais e o ajuste de uma curva lorentziana.

O ponto de máximo da curva indica $f_{DB}(T_{SENSOR}) - f_{DB}(T_{REF}) \sim -17,23\text{MHz}$. Utilizando o coeficiente de temperatura obtido na seção 2.3, $C_T \sim 1,56\text{MHz}/^\circ\text{C}$, é possível estimar que a temperatura da fibra óptica sensora é aproximadamente 23°C .

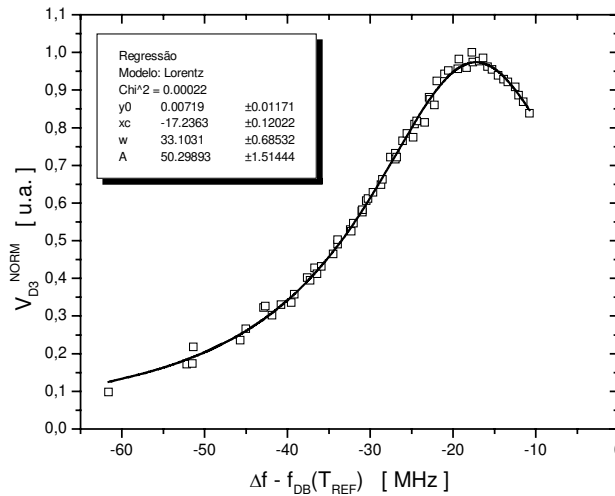


Figura 3.14: Reconstrução do espectro de amplificação Brillouin no rolo sensor.

Capítulo 4

Sensor Distribuído utilizando o efeito Brillouin

Neste capítulo apresenta-se o sistema sensor distribuído utilizando o espalhamento Brillouin estimulado em fibras ópticas. Inicialmente, descreve-se a técnica de análise utilizada, a qual é baseada em uma combinação dos princípios da reflectometria óptica no domínio do tempo e da espectroscopia Brillouin.

Na sequência apresenta-se a topologia clássica de um sistema sensor Brillouin e a topologia implementada experimentalmente, incluindo os procedimentos de operação da mesma. Diversos resultados experimentais são apresentados para o sistema operando tanto no modo de ganho quanto no modo de perda.

Por fim, apresentam-se também duas novas propostas capazes de direcionar novas pesquisas relativas ao sensor Brillouin, a primeira visa a utilização de uma técnica simples de processamento de sinais para melhoria da resolução espacial do sensor. A segunda, propõe uma nova topologia para o sistema sensor, a qual resultou dos esforços em propor a integração dos efeitos Raman e Brillouin em fibras ópticas.

4.1 A Técnica BOTDA

Antes de iniciar as discussões a respeito da topologia clássica do sistema sensor Brillouin, é importante apresentar a técnica da análise Brillouin no domínio do tempo (*BOTDA – Brillouin Optical Time Domain Analysis*) [3]. Tal técnica consiste em uma combinação da técnica OTDR (*Optical Time Domain Reflectometry*) com a espectroscopia Brillouin, na qual se observa o espectro de amplificação ou atenuação Brillouin para a determinação do desvio Brillouin de frequência.

Embora outras técnicas de interrogação espacial existam [57-63], entre elas técnicas no domínio da frequência e técnicas de correlação espacial, a técnica BOTDA ainda é a mais utilizada e a mais simples de ser implementada, apresentando excelentes resultado.

Na técnica OTDR, um pulso de luz é lançado na fibra óptica sob teste e conforme o pulso propaga pela fibra, a luz retro-espalhada fornece informações sobre distribuição da atenuação óptica ao longo da fibra, permitindo a identificação de emendas e regiões de atenuação elevada [64]. O tempo decorrido entre o lançamento do pulso e a detecção da luz espalhada fornece a posição das medidas.

A espectroscopia Brillouin consiste na medida do espectro Brillouin de amplificação ou atenuação, da mesma forma como foi realizado nas seções 2.2 e 2.3. Tal procedimento permite a determinação do desvio Brillouin de frequência, f_{DB} , o qual como visto, carrega a informação de temperatura ou deformação mecânica no local da interação.

O sistema sensor Brillouin é baseado na interação paramétrica entre dois campos ópticos contra-propagantes. A técnica BOTDA se caracteriza pela interação entre um campo óptico contínuo e um campo óptico pulsado. Assim, conforme o pulso se propaga, ele interage com o campo óptico contínuo por meio do efeito Brillouin. No modo de ganho, o campo óptico de Bombeio é pulsado e o campo óptico de Stokes é contínuo, de modo

que durante a propagação do pulso de Bombeio, o campo de Stokes é amplificado. No modo de perda, esta situação se inverte, o campo de Stokes é pulsado e o campo de Bombeio é contínuo, devido à interação Brillouin o campo de Bombeio é atenuado conforme o pulso do campo de Stokes propaga pela fibra.

A figura 4.1 ilustra este processo para o modo de ganho. A luz pulsada do campo de bombeio é acoplada na extremidade esquerda da fibra, enquanto a luz contínua do campo de Stokes é acoplada na extremidade direita. Conforme o pulso propaga pela fibra, ele amplifica o campo de Stokes por um fator proporcional ao ganho Brillouin no local da interação, isto é,

$$g_b(z) = \left(\frac{\Delta f_{gb}}{2} \right)^2 \frac{1}{[(f_p - f_s) - f_{DB}(z)]^2 + \left(\frac{\Delta f_{gb}}{2} \right)^2} g_b^{\max} \quad (4.1)$$

na qual Δf_{gb} é a largura espectral do ganho Brillouin, f_p é a frequência do campo óptico de bombeio e f_s é a frequência do campo óptico de Stokes, $g_b^{\max}$ é o valor máximo do ganho Brillouin (em fibras ópticas de SiO_2 , $g_b^{\max} \sim 4 \times 10^{-11} \text{ m/W}$) e f_{DB} é o desvio Brillouin de frequência.

O ganho Brillouin, observado no local da interação, depende da diferença entre a frequência óptica dos campos interagentes e da temperatura e deformação mecânica locais (fatores que definem o desvio Brillouin de frequência). A amplificação do campo contínuo de Stokes permite uma observação indireta do ganho Brillouin, para uma dada diferença de frequência óptica, ao longo do comprimento da fibra sensora. A figura 4.2 simplifica este processo, observando que a região central da fibra está sob a ação de uma variável externa (a qual modifica o ganho Brillouin local), quando o pulso alcança esta região ele modula diferentemente o campo de Stokes (em relação às outras regiões da fibra).

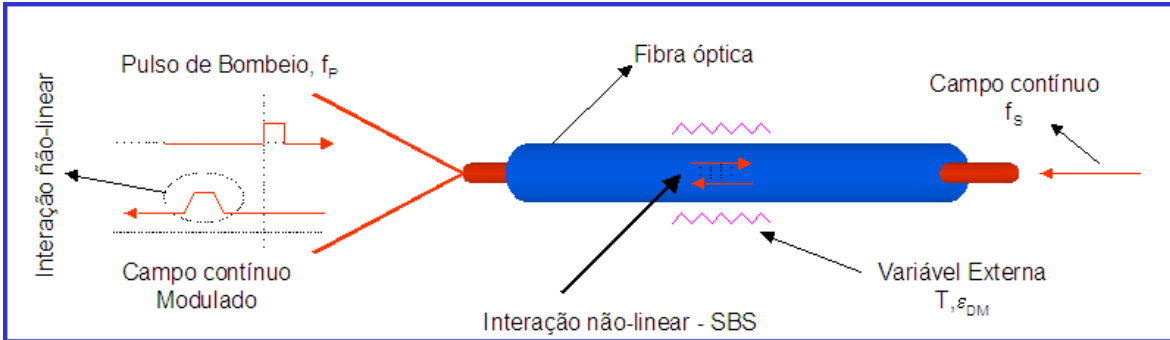


Figura 4.1: Diagrama ilustrando a técnica BOTDA.

Como o campo de Stokes se move em sentido contrário ao pulso de Bombeio, a posição onde a modulação ocorreu pode ser determinada observando o tempo necessário para o pulso alcançar a região de interação e o tempo necessário para a modulação do campo contínuo chegar à extremidade esquerda da fibra sensora.

Portanto, monitorando-se o campo contínuo a partir do momento no qual o pulso é lançado na fibra sensora, torna-se possível determinar a posição espacial das modulações observadas no campo contínuo. Esta posição pode ser facilmente determinada utilizando a seguinte relação,

$$z = \frac{1}{2} \frac{c}{n} \Delta t_{IDA+VOLTA} \quad (4.2)$$

na qual n é o índice de refração do núcleo da fibra, c é a velocidade da luz no vácuo e $\Delta t_{IDA+VOLTA}$ é o tempo entre o lançamento do pulso óptico e a observação da modulação no campo contínuo. Esta técnica de interrogação espacial é a mesma utilizada na reflectometria óptica no domínio do tempo.

Como a informação sobre a temperatura e a deformação mecânica esta contida no desvio Brillouin de frequência (diferença de frequência óptica na qual a interação é máxima), torna-se necessária a realização de uma varredura na diferença de frequência óptica entre os dois campos interagentes. Assim, realiza-se uma interrogação espacial para cada valor da diferença de frequência entre os dois campos interagentes. A combinação dos resultados obtidos permite a obtenção do espectro de amplificação Brillouin ao longo de todo o comprimento da fibra óptica sensora. Este procedimento combinado é conhecido como análise óptica Brillouin no domínio do tempo.

A figura 4.2a apresenta dois resultados simulados para o campo de Stokes modulado em duas situações diferentes de $(f_P - f_S)$. Nesta simulação a região central da fibra é submetida a um degrau de temperatura. Assim, espera-se que a posição espectral de máxima amplificação Brillouin da região central seja diferente das extremidades. A figura 4.2b mostra o espectro de amplificação Brillouin, obtido pela técnica BOTDA, para três posições diferentes ao longo da fibra óptica sob teste. Pode-se observar o deslocamento de f_{DB} em função da temperatura no local de interação.

O mapeamento de f_{DB} ao longo do comprimento da fibra óptica sensora é o objetivo da técnica BOTDA, tal procedimento permite a determinação da temperatura/deformação mecânica ao longo de toda a fibra óptica.

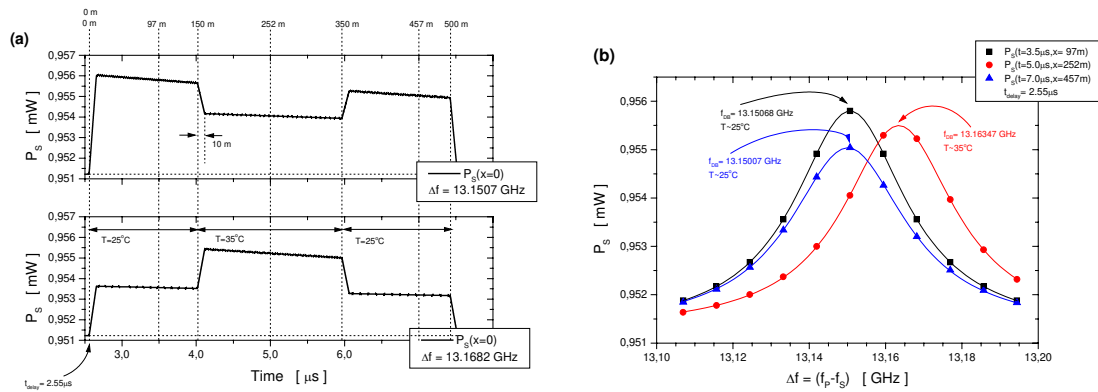


Figura 4.2: Resultados numéricos para a técnica BOTDA: (a) Perfil temporal do campo de Stokes modulado; (b) Espectro de amplificação Brillouin em diferentes posições na fibra sensora [26,27].

A resolução espacial das medidas esta relacionada com o tempo de transição entre duas regiões com diferentes valores de temperatura ou deformação mecânica. Este tempo é próximo da largura temporal do pulso de estímulo, Δt_{PULSO} . Assim, a resolução espacial das medidas, δz , é tal que

$$\delta z = \frac{c}{2n} \Delta t_{PULSO} \quad (4.3)$$

Como consequência direta desta relação, observa-se que para se obter uma maior discretização das medidas, deve-se diminuir a largura temporal do pulso óptico de estímulo. No entanto, a diminuição da largura temporal dos pulsos de estímulo, também acarreta uma diminuição na eficiência da interação Brillouin, diminuindo a amplitude da modulação do campo contínuo em função da interação e, conseqüentemente, diminuindo a razão sinal/ruído na detecção do campo contínuo modulado, o que se traduz em uma maior incerteza na determinação do desvio Brillouin de frequência. Estes aspectos serão tratados mais adiante com base nos resultados experimentais obtidos.

4.2 Topologia Clássica para o sistema sensor Brillouin

Esta seção apresenta a configuração experimental simplificada para a implementação experimental de um sistema sensor distribuído utilizando o efeito Brillouin. Tal configuração é a base de quase todas as implementações constantes na literatura, seu entendimento possibilita uma maior apreciação da operação geral do sistema sensor utilizando o efeito Brillouin.

A figura 4.3 apresenta a topologia clássica para a implementação de um sensor distribuído utilizando o espalhamento Brillouin estimulado [20-25]. Nela, parte da luz das fontes laser, A e B, é desviada para um sistema capaz de estabilizar e controlar a diferença de frequência óptica entre as frequências de emissão das fontes laser. O campo óptico proveniente do laser A passa por um modulador de amplitude óptico, o qual é responsável pela geração dos pulsos ópticos necessários à técnica BOTDA. O campo óptico do laser B é contínuo e inserido na outra extremidade do circuito óptico sensor, geralmente este campo é denominado campo óptico de Prova. Os isoladores ópticos previnem a reverberação dos campos contra-propagantes na cavidade dos dois lasers. Dois polarizadores, PA e PB, são utilizados para controlar o estado da polarização relativa entre os dois campos ópticos. Um acoplador direcional é utilizado para monitorar o lançamento dos pulsos ópticos e um circulador óptico é utilizado para observar o campo contínuo modulado pela interação Brillouin do pulso óptico com o campo contínuo. A fibra sensora, pode ser uma fibra monomodo comum tipo SMF28, ou uma fibra birrefringente.

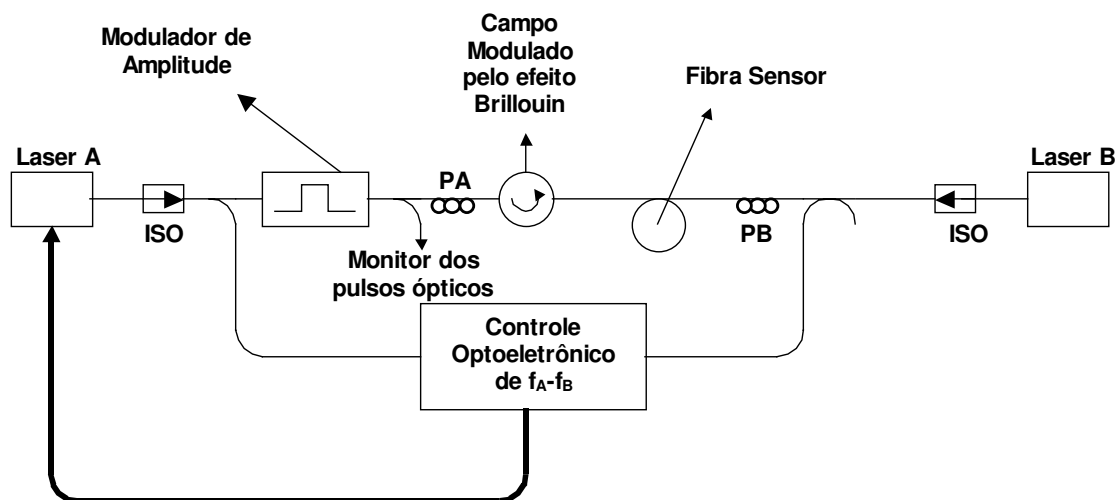


Figura 4.3: Topologia clássica para um sensor distribuído utilizando o efeito Brillouin em conjunto com a técnica BOTDA.

Se a frequência de emissão do laser A for maior que a frequência de emissão do laser B, diz-se que o campo óptico proveniente do laser A é o campo de Bombeio e o

campo proveniente do laser B é o campo óptico de Stokes. Quando a frequência de emissão do laser B é maior que a frequência de emissão do laser A, diz-se que o campo óptico proveniente do laser B é o campo óptico de Bombeio e o campo proveniente do laser B é o campo óptico de Stokes.

Utilizando a técnica BOTDA, quando o laser A gera o campo de Bombeio diz-se que o sistema opera no modo de ganho, isto é o campo óptico de prova (proveniente do laser B) será amplificado pelos pulsos de estímulo. Quando o laser A gera o campo de Stokes, diz-se que o sistema opera no modo de perda, isto é o campo óptico de prova será atenuado pelos pulsos de estímulo.

A eficiência da interação Brillouin depende do estado de polarização relativa entre os campos ópticos interagentes. Assim, quando a polarização, dos campos ópticos, está alinhada tem-se que a eficiência é máxima (que se traduz em máxima amplificação/atenuação dos campos ópticos). Em uma fibra óptica monomodo e não-birrefringente, um fenômeno comum é a rotação do estado de polarização do campo óptico ao se propagar pela fibra. Desta forma, o estado de polarização relativa dos dois campos ópticos varia ao longo da fibra óptica. A minimização deste fenômeno é interessante pois diminui uma possível fonte de erro nas medidas distribuídas.

Uma das técnicas utilizadas para minimizar o efeito da rotação da polarização consiste na realização de medidas distribuídas para vários estados da polarização de inserção dos campos ópticos, através dos controladores de polarização PA e PB.

Outra opção é garantir que o estado de polarização permaneça constante durante sua propagação pela fibra sensora, o que é conseguido através da utilização de uma fibra óptica birrefringente. Esta técnica é a mais utilizada quando se deseja obter altas resoluções espaciais, no entanto é mais dispendiosa pois o custo da fibra óptica mantenedora de polarização é maior que o de uma fibra óptica comumente utilizada em telecomunicações.

Em geral as fontes de laser A e B, são fontes de estado sólido com cavidade ressonante de Nd:Yag, as quais fornecem campos com reduzida largura espectral (menores que 10kHz) e garantem uma excelente estabilidade na frequência de emissão.

Um modulador óptico externo é utilizado para a geração dos pulsos ópticos de estímulo, modulando a luz proveniente da fonte laser A. Este modulador pode ser tanto do tipo acusto-óptico quanto do tipo eletro-óptico. Os moduladores acusto-óptico, quando utilizados diretamente para geração dos pulsos através da difração do feixe a ser modulado, apresentam tempos de subida e descida, do pulso óptico, da ordem de dezenas de nano-segundos, o que conseqüentemente limita tanto a largura quanto a amplitude do pulso óptico gerado. Um modulador eletro-óptico, embora mais dispendioso que um modulador acusto-óptico, apresenta uma melhor performance com relação à obtenção de pulsos ópticos com larguras da ordem de alguns nano-segundos, sendo seu único problema a razão de extinção do pulso óptico gerado a qual em geral não é tão elevada quanto à obtida com um AOM, o que pode representar a indução de erros nas medidas obtidas através do sistema sensor.

O controle optoeletrônico de $(f_A - f_B)$ permite controlar a diferença entre a frequência de emissão dos lasers A e B através do controle da frequência de emissão de uma destas duas fontes. Este bloco de controle é fundamental para a implementação do sistema sensor Brillouin, uma vez que a técnica de medida se baseia justamente na espectroscopia Brillouin; o Capítulo 2 apresenta um maior detalhamento deste subsistema.

Para algumas aplicações, a topologia mostrada na figura 4.3 apresenta um inconveniente, pois existe a necessidade de se ter disponível as duas extremidades da fibra óptica sensora junto aos equipamentos de medida, o que pode representar um maior esforço na hora de dispor a fibra sensora pela estrutura a ser monitorada. Na seção 4.5 apresenta-se uma nova topologia que necessita apenas uma única ponta da fibra óptica sensora para a operação do sistema.

4.3 Sistema sensor Brillouin: Dupla ponta

Nesta seção apresentam-se os resultados experimentais relativos à implementação de um sensor distribuído utilizando o efeito Brillouin, na topologia de dupla ponta.

Tal topologia é caracterizada pela inserção dos campos ópticos interagentes nas extremidades da fibra óptica sensora. Embora esta topologia seja a mais utilizada na literatura, para algumas aplicações ela pode apresentar inconvenientes com respeito à instalação da fibra óptica sensora ao longo da estrutura a ser monitorada.

Apresenta-se primeiramente a configuração experimental do sistema sensor e o procedimento de operação para a obtenção das medidas. Na seqüência apresentam-se os resultados experimentais obtidos e as respectivas discussões sobre estes resultados.

4.3.1 Configuração experimental

A figura 4.4 apresenta a configuração experimental utilizada na implementação de um sensor distribuído de temperatura utilizando o efeito Brillouin. A tabela 4.1 apresenta um sumário dos equipamentos utilizados nesta configuração.

A configuração é composta por duas fontes de radiação laser, sendo uma um laser de estado sólido com cavidade ressonante de Nd:Yag e, a outra, um diodo laser DFB (*Distributed Feedback*). O diodo laser DFB foi montado em um dispositivo capaz de manter sua temperatura de operação estável, tal dispositivo se encontra acondicionado em um recipiente termicamente isolante, para aumentar a eficiência da estabilização da temperatura. Ambas fontes emitem campos ópticos linearmente polarizados e com potência óptica constante ao longo do tempo, suas características constam do Apêndice C.

Os isoladores ópticos, ISO1 e ISO2, garantem uma isolação óptica igual à 30dB, impedindo que os campos contra-propagantes reverberem nas cavidades das fontes laser. O acoplador direcional C1, com razão de acoplamento 10:90, desvia parte da luz do laser Nd:Yag para o sistema optoeletrônico de controle de Δf . O acoplador C3, com razão de acoplamento 50:50, desvia parte da luz proveniente do diodo laser DFB para o sistema optoeletrônico de controle de Δf (a potência óptica média emitida pelo diodo laser DFB é aproximadamente igual a 2mW). O sistema optoeletrônico de controle de Δf é o mesmo apresentado na figura 3.3.

A luz proveniente do laser Nd:Yag emergindo pela porta B é colimada por uma lente NewPort L10B e possui seu estado de polarização rotacionado por uma lâmina $\lambda/2$. Após ter a sua polarização ajustada, o feixe passa por um modulador acusto-óptico, AOM. O feixe difratado, oriundo do AOM, é então acoplado no circuito óptico sensor pela porta P (o feixe é focalizado com o auxílio de uma lente NewPort L10B). Um cuidado especial deve ser observado no ajuste do ângulo de operação do AOM, o modo como este ângulo é ajustado é importante quando se define o modo de operação do sistema sensor: ganho ou perda, o Apêndice E apresenta uma discussão a este respeito.

O acoplador direcional C2, com razão de acoplamento 10:90, direciona parte da luz acoplada na porta P para um detector responsável por observar o momento do lançamento dos pulsos ópticos no circuito sensor. Um circulador óptico é utilizado para fazer a inserção do pulso óptico na fibra óptica sensora. Este mesmo circulador óptico, permite a observação, com baixas perdas, do campo óptico proveniente do laser DFB.

A fibra óptica sensora é composta por um rolo de fibra óptica monomodo, tipo SMF28, com 2,4km de comprimento bobinado em um carretel industrial padrão. Ao final deste rolo se encontra uma bobina de teste, da mesma fibra-óptica, com 100m de comprimento. A bobina de teste foi colocada sobre um “hot-plate” capaz de variar a temperatura da bobina.

O sinal elétrico proveniente dos campos ópticos detectados nas portas T e Z, são amplificados antes de serem analisados por um osciloscópio digital, capaz de realizar médias dos sinais monitorados.

Os pulsos ópticos são gerados em sincronia com os pulsos elétricos gerados por um gerador de sinais programável. Os pulsos elétricos ativam o sinal de modulação que atua no cristal do modulador acusto-óptico. Os pulsos ópticos de estímulo possuem uma potência máxima de aproximadamente 17mW. Como se mostrará adiante, não é interessante sincronizar a interrogação espacial através da observação destes pulsos elétricos, pois existe um atraso de tempo significativo entre o pulso elétrico e o pulso óptico.

A parte desta configuração que requer o maior cuidado na implementação é o acoplamento espacial em torno do AOM. O pequeno desvio angular entre os feixes difratado e principal provenientes do AOM torna necessário a utilização de um braço longo, para efetivamente separar os dois feixes, permitindo um acoplamento mais eficiente do feixe difratado no circuito óptico sensor.

Todo o sistema é controlado por um software, desenvolvido na plataforma LabView, e especificamente implementado para este fim. Este software de supervisão coordena a monitoração do sistema optoeletrônico de controle de Δf e a aquisição dos dados adquiridos pelo osciloscópio. Uma placa de aquisição de dados é responsável por monitorar e atuar no sistema optoeletrônico de controle de Δf . Uma placa de interface GPIB permite a comunicação do computador de supervisão com o osciloscópio.

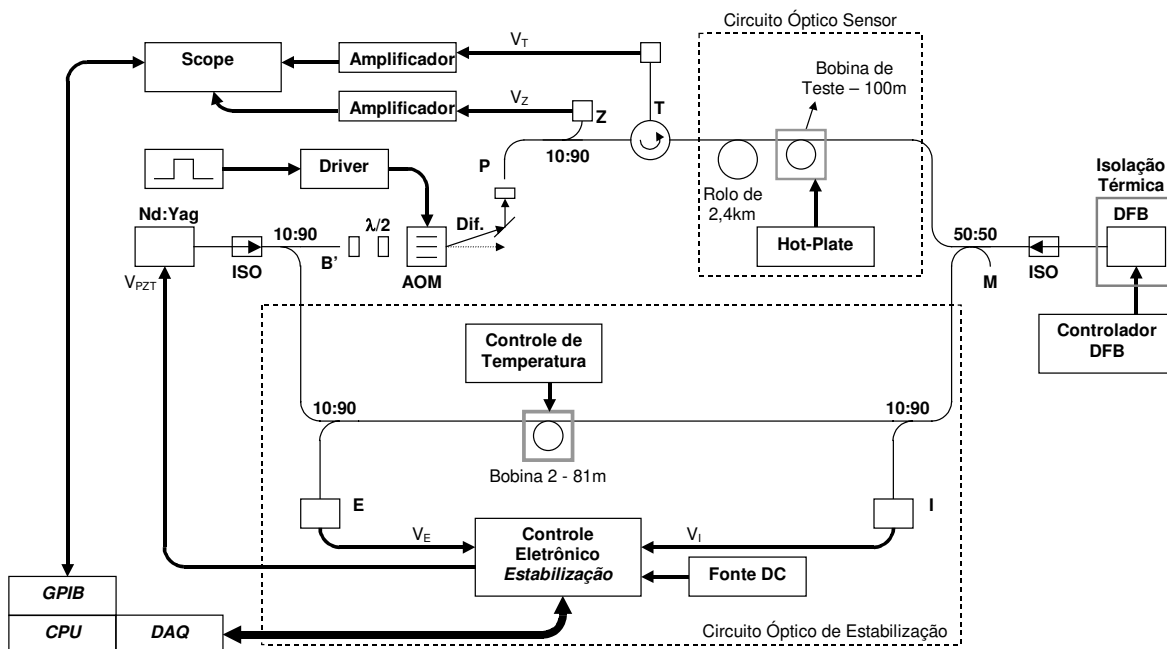


Figura 4.4: Setup experimental do sistema sensor distribuído utilizando o SBS em fibras ópticas.

Referência na Figura 4.4	Equipamento
Laser Nd:Yag	Lighthwave Electronics 1319-150
Diodo Laser DFB	Newport LD1310
Amplificador	Melles Griot 13AMP007
Detector na porta Z	Thorlabs DET400
Detector na porta T	NewFocus 1434
Detetores nas portas E e I	Newport 1830-C
Controlador do diodo laser DFB	ILX Lightwave LDC-3722B
AOM – Modulador Acusto Óptico	IntraAction 40N
Driver (AOM)	IntraAction 40-ME
Gerador de Pulsos	HP 33120A
Controle de Temperatura – Bobina 2	Thorlabs TEC2000
Hot-Plate	PMC DATAPLATE 730
Lâmina $\lambda/2$	Thorlabs WPMH05M-1310
DAQ – Placa de Aquisição de Dados	National Instruments LABPC1200
GPIB – Placa de interface	National Instruments GPIB Board
CPU	Pentium 133MHz
Fonte DC	HP 6236B
Circulador Óptico	Newport F-CIR-31310

Tabela 4.1 – Equipamentos do Setup Experimental.

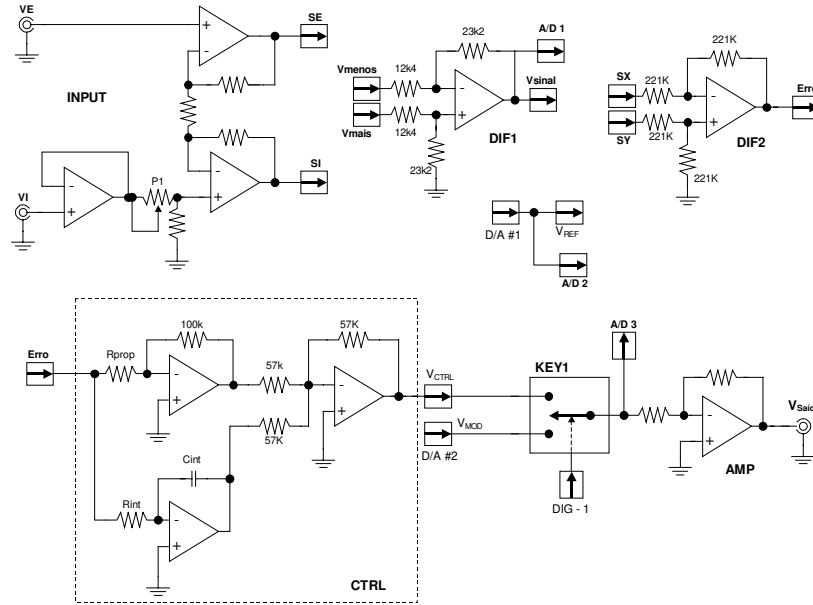


Figura 4.5: Circuito eletrônico para o controle de Δf .

Modo de Ganho		Modo de Perda	
Região A	Região B	Região A	Região B
SE $\rightarrow V_{MAIS}$	SE $\rightarrow V_{MAIS}$	SE $\rightarrow V_{MENOS}$	SE $\rightarrow V_{MENOS}$
SI $\rightarrow V_{MENOS}$	SI $\rightarrow V_{MENOS}$	SI $\rightarrow V_{MAIS}$	SI $\rightarrow V_{MAIS}$
$V_{SINAL} \rightarrow SY$	$V_{SINAL} \rightarrow SX$	$V_{SINAL} \rightarrow SY$	$V_{SINAL} \rightarrow SX$
$V_{REF} \rightarrow SX$	$V_{REF} \rightarrow SY$	$V_{REF} \rightarrow SX$	$V_{REF} \rightarrow SY$

Tabela 4.2: Esquema de conexões para operação do circuito eletrônico da figura 4.5.

4.3.2 Procedimento de operação do sistema sensor

Esta seção apresenta o procedimento de operação do sistema sensor Brillouin apresentado na figura 4.4, para a descrição dos procedimentos de operação também será referenciado o sistema optoeletrônico de controle de Δf , mais especificamente o circuito de controle apresentado na figura 4.5.

O sistema de medidas possui um período de acomodação (*warm-up time*) estimado em duas horas. Este tempo é consequência da estabilização térmica tanto do diodo laser DFB (que opera distante da temperatura ambiente), quanto da estabilização térmica da bobina 2 (bobina de fibra óptica utilizada pelo sistema optoeletrônico de controle de Δf). A temperatura do rolo de teste também deve ser ajustada previamente para garantir a homogeneidade da temperatura neste trecho de fibra do circuito óptico sensor.

O alinhamento do feixe livre em torno do AOM deve ser checado antes de se iniciar as medidas, para garantir a máxima potência dos pulsos de estímulo acoplados ao circuito óptico sensor. O gerador dos pulsos elétricos, que modulam o AOM, deve ser ajustado visando garantir a maior amplitude e a máxima razão de extinção dos pulsos ópticos obtidos.

A escala de medida dos monitores de potência óptica, conectados às portas E e I, deve ser ajustada de modo a evitar a saturação dos sinais elétricos de saída, V_E e V_I , garantindo a máxima sensibilidade na medida destas potências ópticas.

Antes de iniciar a utilização do sistema sensor, é necessário definir o *setup* de conexões elétricas no circuito eletrônico de controle de Δf (através da tabela 4.2). Este *setup* prepara o sistema optoeletrônico de controle de acordo com o modo de operação do sistema sensor Brillouin: perda ou ganho (atenuação ou amplificação Brillouin).

Para garantir que o sinal elétrico V_{SINAL} , do circuito eletrônico de controle, corresponda apenas à parcela efetivamente amplificada ou atenuada pelo efeito Brillouin, este sinal deve ser anulado através do ajuste do potenciômetro P1, sem a ocorrência da interação Brillouin na bobina 2, o que é realizado mantendo o laser Nd:Yag desligado.

Com o laser Nd:Yag ligado, ajusta-se a temperatura da sua cavidade ressonante, de modo a observar a ocorrência da interação Brillouin na bobina 2. Isto garante que a diferença de frequência entre a luz do laser Nd:Yag e a luz do diodo laser DFB é próxima do desvio Brillouin de frequência (condição necessária para observação do efeito).

O primeiro procedimento antes do início das medidas distribuídas é a caracterização do espectro de amplificação ou atenuação Brillouin ocorrendo na bobina 2 (observado através da monitoração do sinal elétrico V_{SINAL}). Isto é necessário para que o software de análise das medidas possa calcular o valor de Δf em função do valor de V_{REF} utilizado no circuito de estabilização (vide seções 3.6 e 3.7). Para realizar esta caracterização, a chave analógica CH1 conecta o sinal V_{MOD} (um sinal dente de serra proveniente do conversor D/A2) à entrada do estágio amplificador de saída. A saída deste estágio é conectada diretamente à entrada de controle da frequência de emissão do laser Nd:Yag. O sinal elétrico V_{MOD} varia linearmente com a frequência de emissão do laser Nd:Yag, enquanto a frequência de emissão do laser DFB permanece constante, desta forma, garantindo a observação do espectro de amplificação ou atenuação Brillouin através da monitoração do sinal elétrico V_{SINAL} (o qual é monitorado pelo conversor A/D1). A figura 4.6 apresenta os sinais envolvidos nesta caracterização.

O valor máximo do espectro de amplificação/atenuação Brillouin, V_{SINAL}^{MAX} , medido através da caracterização descrita acima, permite avaliar a excursão máxima, V_{REF}^{MAX} , dos valores que comporão a varredura de V_{REF} . Vale lembrar que o sistema optoeletrônico de controle estabiliza Δf em uma das duas regiões do espectro Brillouin. De modo empírico, observou-se que o sistema de controle não consegue manter a estabilização, de modo eficiente, para valores de V_{REF} maiores que 90% do valor medido para V_{SINAL}^{MAX} . Isto ocorre pois o sinal de controle tende a “entrar” na outra região do espectro de amplificação ou atenuação Brillouin, não habilitada para a estabilização e, conseqüentemente, induz instabilidades no sistema de controle. O valor mínimo para a tensão de referência, V_{REF}^{MIN} , é ajustado em 10% do valor obtido para V_{SINAL}^{MAX} , isto para que o sistema de controle não tenha de manter a estabilização em um valor de V_{REF} muito próximo de zero, garantindo uma margem para variações lentas do “offset” em V_{SINAL} .

Uma vez determinados os valores para V_{REF}^{MAX} e V_{REF}^{MIN} é possível definir o valor do degrau a ser utilizado na varredura da tensão de referência, ΔV_{REF} . Este valor é limitado pelo menor degrau possível de ser gerado pelo conversor digital analógico D/A2 (nesta montagem, ΔV_{REF} é aproximadamente igual a 2,5mV). O valor utilizado para ΔV_{REF} irá definir o número de medidas distribuídas a serem realizadas pelo osciloscópio e conseqüentemente estabelece o tempo total necessário para a obtenção do espectro de amplificação ou atenuação Brillouin distribuído ao longo da fibra óptica sensora.

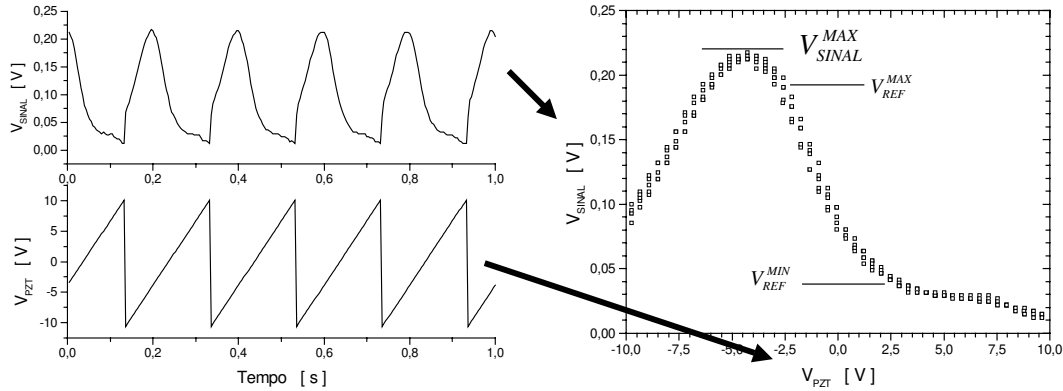


Figura 4.6: Determinação do espectro Brillouin na bobina 2 – circuito óptico de estabilização

Antes de iniciar as medidas é necessário ajustar o ângulo de orientação da lâmina $\lambda/2$, definindo um ângulo de polarização para os pulsos ópticos de estímulo que são acoplados no circuito óptico sensor.

O circuito eletrônico de controle de estabilização é ativado através da conexão do sinal V_{CTRL} ao estágio amplificador de saída, através do controle da chave CH1.

A sequência de medidas é iniciada ajustando o valor V_{REF} . O software de controle verifica então se o sinal elétrico V_{SINAL} se apresenta estável ao longo do período de 1s, e se o seu valor médio é próximo do valor definido para V_{REF} (isto permite verificar se o sistema optoeletrônico de controle conseguiu estabilizar Δf). O osciloscópio é então requisitado para fazer a aquisição dos sinais elétricos provenientes dos detectores nas portas T e Z. O número de médias a serem realizadas pelo osciloscópio pode ser ajustado pelo software de supervisão, uma quantidade elevada de médias aumenta o tempo total para a realização das medidas. Após a realização das médias, os sinais adquiridos pelo osciloscópio são carregados pelo computador, via a interface GPIB, e então armazenados para análise posterior. A figura 4.7 apresenta um exemplo dos sinais adquiridos pelo osciloscópio. O sistema então reajusta o valor de V_{REF} , utilizando o valor de ΔV_{REF} escolhido, e o procedimento descrito acima é refeito até que V_{REF} alcance o valor definido para V_{REF}^{MAX} .

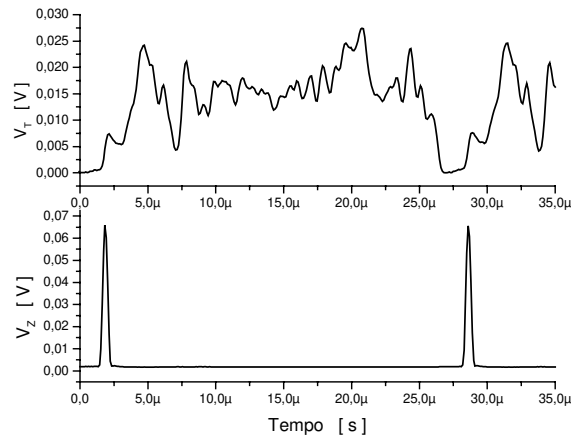


Figura 4.7: Sinais adquiridos pelo osciloscópio.

4.3.3 Exemplo de operação do sistema sensor Brillouin

Esta seção mostra rapidamente o conjunto de sinais e parâmetros necessários para a completa implementação da técnica BOTDA. Os resultados aqui apresentados foram obtidos com o sistema sensor operando no modo de ganho. A temperatura da fibra óptica sensora e da bobina de teste se mantiveram constante em 21°C . A temperatura da bobina 2, no circuito optoeletrônico de estabilização, foi ajustada em $45,1^\circ\text{C}$.

Com base na configuração experimental da figura 4.4, o conjunto de medidas disponíveis para análise é constituído pelos sinais elétricos detectados pelo osciloscópio, V_T e V_Z (proporcionais às potências ópticas detectadas nas portas T e Z), e pela tensão de referência V_{REF} , utilizada pelo sistema de controle eletrônico para garantir a estabilização de Δf . Conforme apresentado na seção anterior, para cada valor de V_{REF} obtém-se uma nova curva para a modulação do campo óptico contínuo, detectado na porta T, proveniente do diodo laser DFB.

O sinal elétrico de referência, V_{REF} , não é linearmente proporcional à Δf . Para obter um parâmetro diretamente proporcional à Δf deve-se utilizar a curva de amplificação Brillouin da Bobina 2 (tal como apresentado nas seções 3.5 e 3.6). A figura 4.8a apresenta o espectro de amplificação Brillouin para a bobina 2. A figura 4.8b apresenta a relação entre V_{REF} e o valor estabilizado para $\Delta f - f_{DB}(T_{ESTAB})$.

A figura 4.9a apresenta um gráfico mostrando algumas medidas de V_T , obtidas experimentalmente, para três valores distintos do sinal de referência, V_{REF} . Estas medidas se referem à amplificação do campo óptico proveniente do laser DFB pelo pulso de estímulo (sistema operando no modo de ganho). Cada curva foi obtida após a realização de 2048 médias do sinal detectado. Individualmente, cada medida não contém muita informação sobre o parâmetro de interesse, no entanto quando o conjunto de medidas é analisado apropriadamente é possível observar como elas compõem a informação desejada.

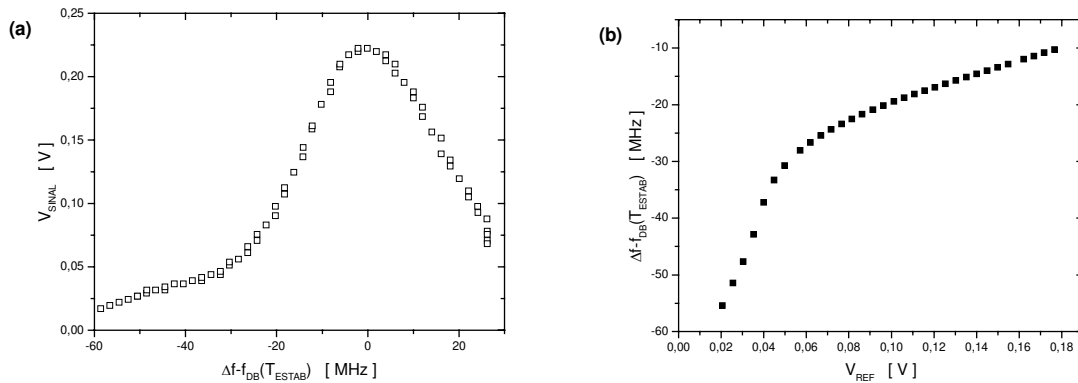


Figura 4.8: (a) Espectro da amplificação Brillouin na bobina 2. (b) Relação entre V_{REF} e V_{Af} utilizando o espectro de amplificação.

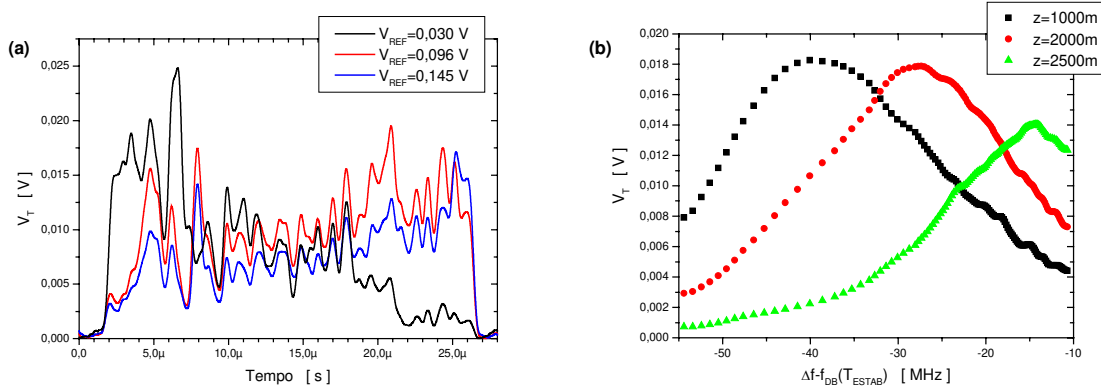


Figura 4.9: (a) Comportamento do sinal V_T para $\Delta t_{PULSO}=500ns$. (b) Comportamento de V_T em função de V_{PZT} para a posição $z=2100m$ ($t-t_0=20,44\mu s$).

Tendo como referência o tempo inicial, $t_0 \sim 1,332\mu s$, relativo ao lançamento do pulso de estímulo no circuito óptico sensor (determinado a partir do sinal elétrico V_z) pode-se determinar a posição espacial das medidas utilizando a relação:

$$z = \frac{1}{2} \frac{c}{n} (t - t_0) \quad (4.4)$$

A figura 4.9b apresenta o comportamento de V_T , em diferentes posições ao longo da fibra sensora, em função de $\Delta f - f_{DB}(T_{ESTAB})$. É possível observar que os espectros obtidos apresentam a posição de máximo bem definida.

A melhor maneira de se observar o comportamento espacial das medidas ao longo da fibra sensora é através de um gráfico de contorno, onde cada conjunto de medidas, como o mostrado na figura 4.9b, é normalizado. A figura 4.10a apresenta um gráfico de contorno desta forma. Na figura 4.10b é possível observar como o valor de $\Delta f - f_{DB}(T_{ESTAB})$, relativo ao máximo da amplificação Brillouin, varia ao longo da fibra óptica sensora. Este ponto é determinado através do ajuste de uma distribuição gaussiana ao espectro de amplificação Brillouin obtido em cada posição ao longo da fibra sensora.

A figura 4.10b permite verificar que o desvio Brillouin de frequência, ao longo do comprimento da fibra óptica sensora, não é constante mesmo a fibra estando sujeita a uma temperatura estável e homogênea. Isto ocorre devido à presença de tensões residuais tanto no rolo de fibra com $2,4km$ quanto na bobina de teste (a qual foi enrolada manualmente). Assim, percebe-se que as medidas oriundas de um sensor distribuído utilizando o espalhamento Brillouin estimulado são relativas, em outras palavras, uma vez disposta a fibra sobre a estrutura que se pretende monitorar, deve-se fazer uma medida de referência a partir da qual as outras medidas serão referenciadas, permitindo a observação das modificações, induzidas pela temperatura ou deformação mecânica, em relação à medida de referência.

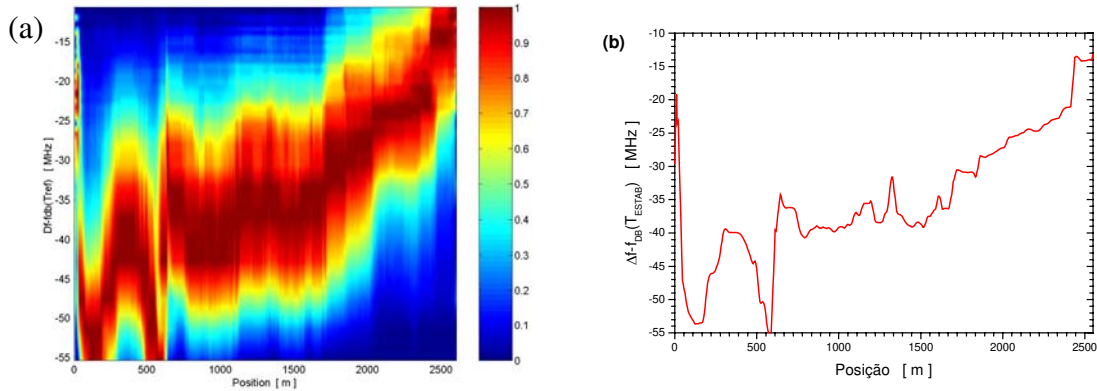


Figura 4.10: (a) Gráfico de contorno identificando a posição espectral do máximo de amplificação Brillouin ao longo da fibra óptica sensora. (b) Comportamento da posição espectral do máximo de amplificação Brillouin ao longo da fibra óptica sensora.

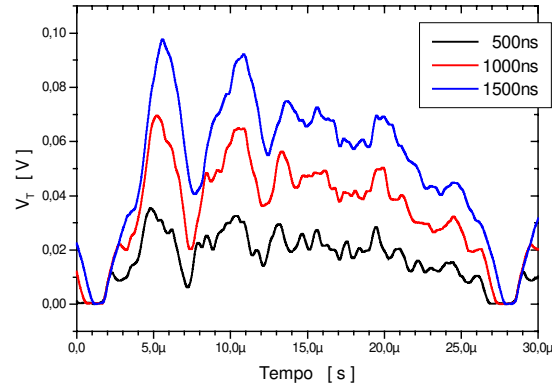


Figura 4.11: Comportamento do sinal V_T para diferentes durações do pulso óptico de estímulo.

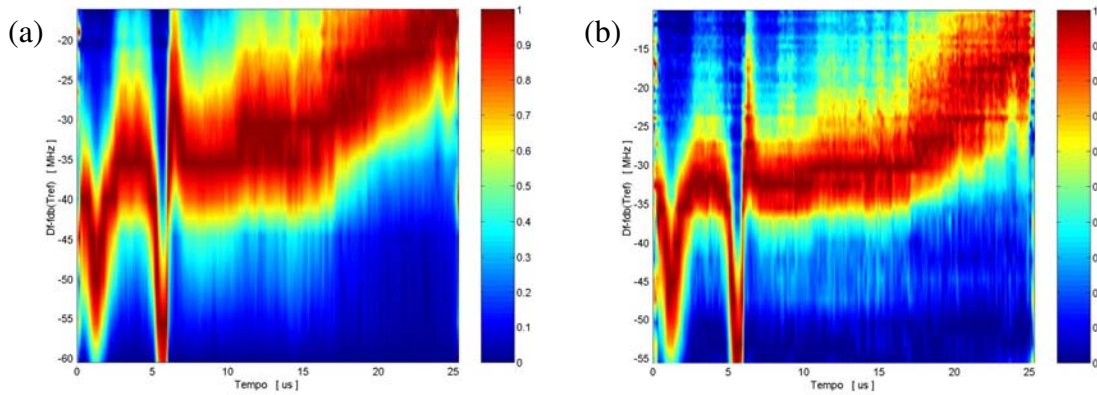


Figura 4.12: Resultado da análise BOTDA: (a) $\Delta t_{PULSO} = 500ns$ e (b) $\Delta t_{PULSO} = 250ns$.

4.3.4 Dependência do sinal V_T com a largura do pulso de estímulo

O sinal V_T referente ao campo contínuo modulado pelo pulso de estímulo, através da interação Brillouin, apresenta dependências importantes com relação à duração do pulso óptico utilizado.

Primeiramente, a diminuição da duração do pulso óptico causa uma substancial redução da amplitude observada na modulação do campo contínuo. Isto se deve

primariamente à menor energia carregada pelo pulso de estímulo, o que acarreta uma diminuição da intensidade da troca de energia entre os campos interagentes por meio do efeito Brillouin. A figura 4.11 apresenta o sinal elétrico V_T para diferentes durações do pulso óptico de estímulo, as medidas foram obtidas para um mesmo sinal de referência V_{REF} .

A amplitude da modulação do campo óptico contínuo influencia diretamente a razão sinal/ruído do sinal detectado na porta T, uma vez que a modulação do campo óptico contínuo aparece somada a um nível de potência óptica médio, relativa à potência do campo óptico contínuo detectada na ausência do efeito. A principal fonte de ruído na detecção do sinal V_T é o chamado ruído *shot*, consequência da aleatoriedade na fotogeração de portadores no fotodiodo detector. A densidade espectral deste ruído, η_{SHOT} , está associada diretamente com a potência óptica média detectada,

$$\eta_{SHOT} = 2qRP \quad (4.5)$$

na qual q é a carga do elétron, R é a responsividade do fotodiodo e P é a potência óptica detectada.

Assim, considerando uma menor amplitude de modulação para um mesmo nível de potência óptica média, é fácil perceber que a razão entre o sinal e o ruído tende a diminuir.

O aumento no ruído do sinal detectado causa, em última análise, uma diminuição da precisão na determinação do desvio Brillouin de frequência ao longo da fibra óptica sensora e, conseqüentemente uma maior imprecisão na medida da temperatura ou deformação mecânica. A figura 4.12 apresenta os resultados da técnica BOTDA obtidos para duas larguras de pulso diferentes. Observa-se que para a figura 4.12a, obtida com um pulso de duração igual à $500ns$, a posição do máximo de amplificação Brillouin é mais nítida do que a observada na figura 4.12b, obtida com um pulso de duração igual a $250ns$.

O desvio padrão do ruído, σ_{SHOT} , ao longo do tempo e sobreposto ao sinal modulado, depende da frequência de corte do detector utilizado na observação da potência óptica emergindo na porta T,

$$\sigma_{SHOT} = \sqrt{\eta_{SHOT} B} \quad (4.6)$$

na qual B é a frequência de corte do detector utilizado. Assim, a diminuição da banda de frequências detectada, permite uma redução do desvio padrão do ruído detectado. No entanto, esta diminuição também diminui a visibilidade de variações rápidas no sinal modulado. O Apêndice F apresenta o projeto de um detector óptico dedicado à observação do campo óptico modulado, visando minimizar a contribuição do ruído *shot*, sem degradar a resolução espacial do sistema sensor Brillouin.

A diminuição da duração dos pulsos ópticos de estímulo aumenta o nível de detalhes presentes na modulação do campo óptico contínuo. A figura 4.13 reapresenta os resultados da figura 4.11, no entanto normalizando as medidas para comparar o aumento dos detalhes do sinal em função da redução da duração do pulso de estímulo.

Com a diminuição da duração do pulso de estímulo, o comprimento espacial do pulso também diminui, assim a interação entre o pulso e campo contínuo é mais localizada, permitindo a visualização do comportamento do ganho Brillouin em intervalos espaciais menores. Observa-se que o sinal modulado pode ser descrito, de modo

simples, como uma convolução entre o pulso de estímulo e o perfil do ganho Brillouin, ao longo da fibra sensora, para um determinado valor de $f_p - f_s$.

De fato, a resolução espacial, δz , associada com a técnica BOTDA é diretamente definida pela duração do pulso de estímulo, isto é

$$\delta z = \frac{c}{2n} \Delta t_{PULSO} \quad (4.7)$$

na qual c é a velocidade da luz e n é o índice de refração do núcleo da fibra óptica.

A resolução espacial define a menor separação espacial observável entre duas regiões com valores de f_{DB} distintos (temperatura ou deformação mecânica distintas). A resolução espacial permite estimar, no equivalente aos sensores individuais, quantas regiões sensíveis a fibra óptica sensora apresenta para uma determinada largura do pulso de estímulo,

$$N_{SENS} = \frac{L}{\delta z} \quad (4.8)$$

Assim, uma melhora na resolução espacial implica na diminuição da duração do pulso de estímulo, a qual acarreta o aumento no ruído presente na modulação do campo óptico contínuo. Portanto tem-se uma situação de compromisso, a melhora na resolução espacial acarreta em uma degradação na qualidade do sinal que carrega a informação de interesse, diminuindo a precisão final na determinação do desvio Brillouin de frequência ao longo da fibra sensora.

Para compensar a degradação do sinal modulado pode-se aumentar a potência dos campos ópticos interagentes ou aumentar o número de médias realizadas pelo osciloscópio. Na prática, o aumento da potência óptica dos campos ópticos interagentes só é possível através da utilização de fontes laser com maior potência de emissão, assim o artifício mais utilizado para melhorar a qualidade do sinal detectado é o aumento do número de médias realizadas pelo osciloscópio durante a aquisição do sinal modulado.

A figura 4.14a apresenta o sinal modulado V_T obtido com diferentes valores para o número de médias realizadas pelo osciloscópio. A figura 4.14b apresenta como o desvio padrão médio do sinal V_T diminui em função do aumento no número de médias realizadas pelo osciloscópio, tendo como referência um sinal obtido com 10000 médias.

4.3.5 O efeito da polarização relativa na modulação do campo óptico contínuo

A revisão teórica sobre o efeito Brillouin, apresentada no Apêndice B, assume que ambos os campos ópticos interagentes possuem polarizações colineares. Nesta situação, a interação entre os campos é maximizada e o ganho Brillouin apresenta seu valor máximo.

O não alinhamento entre a polarização dos dois campos interagentes diminui a eficiência da interação e, conseqüentemente, impõe uma dependência do ganho Brillouin com o estado de polarização relativa entre os dois campos ópticos. Quando ambos campos ópticos estão completamente desalinhados, o ganho Brillouin pode ser praticamente suprimido e o efeito se torna pouco visível.

Na prática, em fibras ópticas monomodo não birrefringentes, observa-se que a polarização dos campos ópticos se altera conforme estes propagam pela fibra, tal alteração é conseqüência da birrefringência induzida por tensões mecânicas intrínsecas (ou deliberadas) submetidas à fibra óptica. Tal alteração afeta ambos campos ópticos

interagentes e, conseqüentemente, a polarização relativa entre os campos ópticos não é mais constante ao longo da fibra óptica.

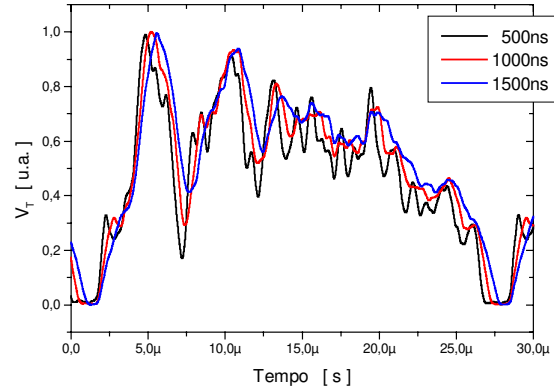


Figura 4.13: Sinal V_T normalizado para diferentes durações do pulso de estímulo.

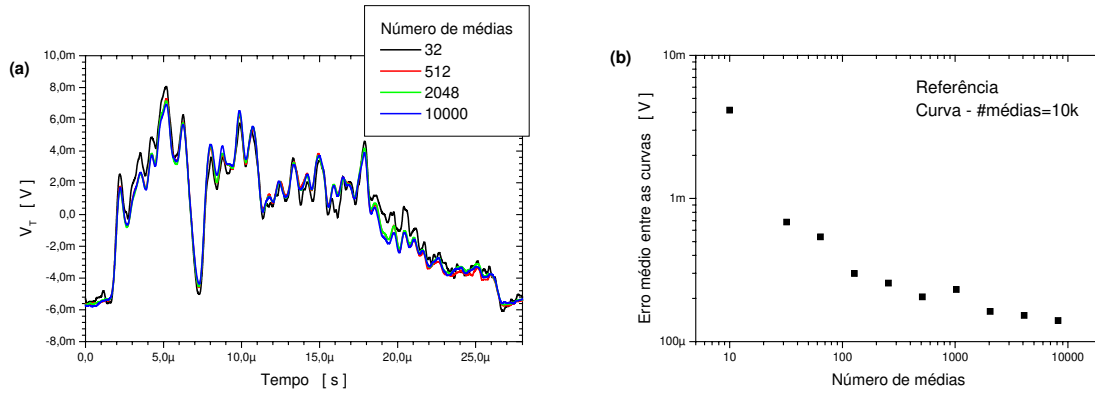


Figura 4.14: (a) Comportamento do sinal V_T para diferentes números de médias. (b) Desvio padrão médio do sinal V_T tendo como referência um sinal obtido com 10000 médias.

Esta não constância se traduz em uma variação do módulo máximo do ganho Brillouin local, ao longo da fibra, ela porém não afeta o desvio Brillouin de frequência, preservando a informação relevante para a determinação da temperatura ou deformação mecânica.

A redução do módulo máximo do ganho Brillouin pode implicar na diminuição da mensurabilidade do resultado da interação, pois diminui a amplitude da modulação devida à interação Brillouin observada no campo óptico contínuo. A equação (4.1) pode ser reescrita de modo a considerar o efeito da polarização relativa entre os campos interagentes, assim

$$g_b = \gamma(z) \left(\frac{\Delta f_{g_b}}{2} \right)^2 \frac{1}{[(f_P - f_S) - f_{DB}(z)]^2 + \left(\frac{\Delta f_{g_b}}{2} \right)^2} g_b^{\max} \quad (4.9)$$

na qual $\gamma(z)$ é um fator que contabiliza a influência do estado de polarização relativa entre os campos ópticos interagentes ao longo da fibra óptica sensora. A literatura indica que este fator está compreendido entre valores que variam de 0 até 1, se referindo

respectivamente à situação na qual os campos possuem polarizações ortogonais e à situação na qual os campos possuem polarização colinear.

A figura 4.15 apresenta o resultado da análise BOTDA, obtida através de simulação numérica, para uma situação na qual a polarização relativa entre os campos ópticos interagentes varia ao longo da fibra óptica sensora. A figura 4.15a apresenta o resultado obtido para um pulso com duração igual à $200ns$, a figura 4.15b apresenta o resultado obtido para um pulso com duração igual à $20ns$. Da comparação entre os resultados obtidos, pode-se observar que a diminuição da duração do pulso de estímulo torna o sinal detectado mais sensível ao efeito da polarização relativa, entretanto observa-se que o desvio Brillouin de frequência (caracterizado pela posição de máximo da análise BOTDA) se mantém visível em ambas situações, embora nas regiões onde o fator de polarização é próximo de zero observe-se uma drástica redução da amplitude de modulação do campo óptico contínuo.

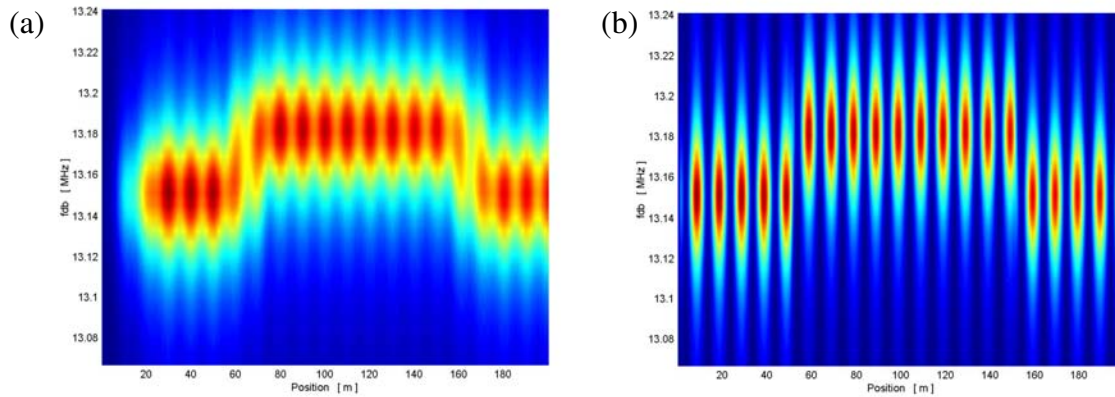


Figura 4.15: Rotação do estado de polarização relativa ao longo da fibra óptica sensora e sua influência na análise BOTDA: (a) $\Delta t_{PULSO} = 200ns$ e (b) $\Delta t_{PULSO} = 20ns$ (resultados numéricos).

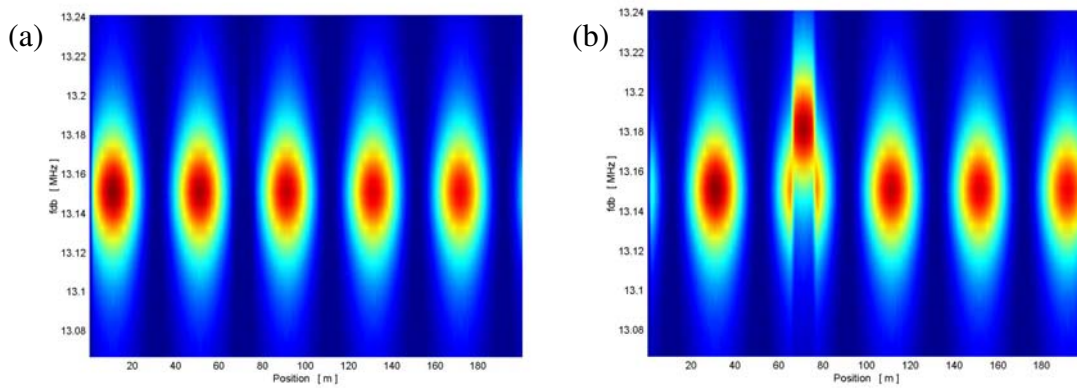


Figura 4.16: Análise BOTDA para a polarização relativa de inserção: (a) colinear e (b) ortogonal (resultados numéricos).

Quando a largura do pulso de estímulo é reduzida torna-se evidente que regiões “cegas” podem surgir na análise BOTDA, isto é podem surgir regiões nas quais a amplitude modulada do campo contínuo é extremamente reduzida, impossibilitando a determinação do desvio Brillouin de frequência nestas regiões, principalmente considerando-se que na prática o sinal detectado apresenta níveis de ruído não desprezíveis.

Para contornar o aparecimento destas regiões de medida “cegas”, o principal artifício utilizado é o controle do estado de polarização de inserção dos campos ópticos interagentes. O ajuste da polarização de inserção permite o correto alinhamento dos estados de polarização dos campos, nas regiões “cegas” possibilitando a recuperação das informações de medida nestes pontos.

A figura 4.16 apresenta o resultado da análise BOTDA, obtida através de simulação, para uma duração do pulso de estímulo igual a $10ns$ para duas situações distintas. Na figura 4.16a tem-se o resultado obtido para os campos com estado de polarização colinear na inserção. Na figura 4.16b, tem-se o mesmo resultado obtido para os campos com estado de polarização ortogonal na inserção. Observa-se na figura 4.16b que um degrau de temperatura, não visível na figura 4.16a em virtude da rotação de polarização, se torna aparente com o ajuste do estado de polarização relativa na inserção dos campos interagentes.

Assim, para a implementação de um sensor distribuído utilizando o efeito Brillouin com alta resolução espacial, deve-se levar em consideração o efeito do estado de polarização relativa entre os campos interagentes. A literatura referente a sistemas com resoluções espaciais da ordem de $1m$, apresentam sistemas sensores utilizando fibras ópticas mantenedoras do estado de polarização, o que garante o alinhamento da polarização dos campos em todo o comprimento da fibra óptica sensora, isto é $\gamma(z) = 1$ (embora elevando o custo total do sistema sensor).

No sistema sensor implementado experimentalmente, não se observou a presença de regiões de medida “cegas”, pois a menor duração do pulso de estímulo passível de ser obtida com o AOM utilizado é da ordem de $140ns$ (vide Apêndice E). No entanto, o efeito da variação da polarização relativa pôde ser observado na alteração da modulação do campo óptico contínuo.

Para se observar o efeito da variação da polarização relativa no sistema sensor Brillouin, é necessário variar o estado de polarização de um dos dois campos ópticos. Os campos ópticos emitidos pelas fontes laser utilizadas no sistema sensor da figura 4.1 são linearmente polarizados. Esta variação pode ser obtida utilizando-se por exemplo uma lâmina de meia-onda, a qual roda a polarização de um feixe de luz linearmente polarizado. Lâminas de onda são construídas utilizando-se cristais birrefringentes, os quais apresentam índices de refração diferentes, para diferentes estados de polarização da luz incidente; em termos simples, campos com estados de polarização ortogonais se propagam com velocidades diferentes no cristal birrefringente.

Quando um feixe de luz linearmente polarizado passa por uma lâmina de onda, na qual o estado de polarização de luz incidente faz um ângulo θ com o eixo rápido da lâmina, a componente do campo elétrico alinhada com o eixo rápido se propagará mais rapidamente que a componente alinhada com o eixo lento. Se a espessura da lâmina for metade do comprimento de onda da luz incidente, a componente do eixo lento saindo da lâmina, estará atrasada de meio comprimento de onda em relação à componente incidente no eixo lento. A figura 4.17 apresenta um diagrama ilustrando este processo. Desta forma, a componente que se propaga pelo eixo lento apresenta uma defasagem de $\pi/2$ em relação à componente incidente, alterando o estado de polarização do feixe incidente por um ângulo igual a 2θ . Assim, rodando a lâmina $\lambda/2$ é possível rodar o estado de polarização do feixe óptico incidente.

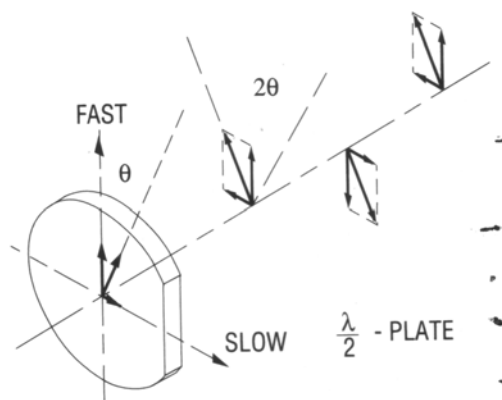


Figura 4.17: Processo de rotação de polarização pela lâmina $\lambda/2$.

Na configuração experimental da figura 4.1, utilizou-se uma lâmina $\lambda/2$ de ordem múltipla THORLABS WPMH05M-1310, projetada para operar em um comprimento de onda igual a $1310nm$. Embora as fontes laser utilizadas operem em $1319nm$, a lâmina utilizada permite a rotação do estado de polarização da luz utilizada na geração dos pulsos de estímulo.

A figura 4.18 apresenta o efeito da variação angular da lâmina $\lambda/2$ no sinal V_T detectado pelo osciloscópio (as medidas foram realizadas para um mesmo sinal de referência V_{REF}). As medidas são apresentadas em função da sua localização ao longo da fibra óptica sensora. Observa-se que a variação do estado de polarização do pulso óptico de estímulo acarreta diferentes padrões de modulação do campo óptico contínuo, regiões que antes possuíam pequena amplitude passam a apresentar maior amplitude, isto ocorre pois a polarização relativa entre os dois campos ópticos se torna mais alinhada nestas regiões.

A figura 4.19 apresenta o comportamento do desvio Brillouin de frequência ao longo da fibra óptica sensora, obtido para diferentes ângulos da lâmina $\lambda/2$. É possível observar que o comportamento obtido para f_{DB} apresenta pouca variação em função da rotação do estado de polarização do pulso óptico de estímulo, confirmando os resultados numéricos apresentados anteriormente.

As diferenças observadas no perfil espacial do desvio Brillouin de frequência podem ser decorrência de um efeito conhecido como erro sistemático da técnica BOTDA. Tal erro ocorre em virtude da deformação do pulso de estímulo durante sua interação com o campo contínuo. Modificações no perfil espacial do ganho Brillouin (como as causadas pela variação do estado de polarização relativa), modificam a forma do pulso de bombeio e, conseqüentemente, modificam a modulação do campo contínuo, alterando levemente a determinação de f_{DB} . Um artigo do autor discute o erro sistemático através de simulações numéricas, tendo em vista a proposta de uma técnica para a sua minimização [65,66].

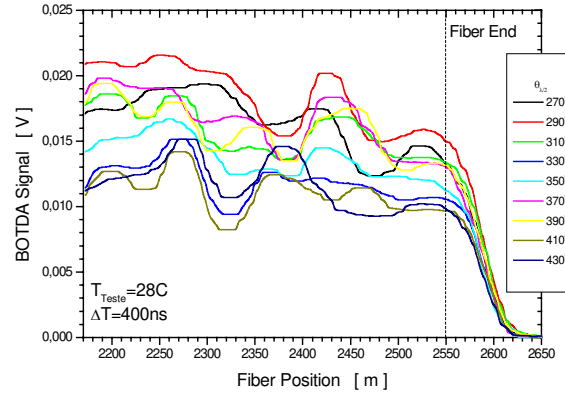


Figura 4.18: Comportamento da modulação do campo óptico contínuo ao longo da fibra óptica sensora para diferentes ângulos de rotação da lâmina $\lambda/2$ (medidas obtidas no modo de ganho).

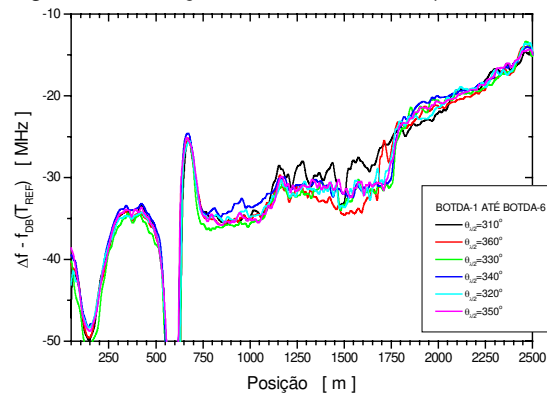


Figura 4.19: Comportamento do desvio Brillouin de frequência ao longo da fibra óptica sensora para diferentes ângulos de rotação da lâmina $\lambda/2$ ($T_{REF}=41,4^\circ C$ – Medidas obtidas no modo de ganho).

4.3.6 Medida de um degrau de temperatura

Esta seção apresenta resultados relativos à observação de um degrau de temperatura posicionado nos últimos 100m metros da fibra óptica sensora. Na figura 4.1, pode-se observar um rolo de teste compondo o final da fibra óptica sensora, este rolo é constituído por 100m de fibra óptica enrolados em um carretel de alumínio que se encontra sobre um “hot-plate”, o qual é capaz de variar e manter a temperatura do carretel estabilizada. Para diminuir trocas térmicas indesejadas, o carretel foi acondicionado em uma montagem capaz de isolá-lo termicamente.

Com a modificação da temperatura do rolo de teste, espera-se observar uma variação no perfil espacial do desvio Brillouin de frequência relativo à posição do rolo de teste. Mais do que isso, espera-se que esta modificação seja linearmente dependente da temperatura do rolo de teste.

Durante as experiências o rolo de fibra óptica com 2,4km foi mantido à temperatura ambiente do laboratório, constantemente monitorada e estável em $21^\circ C$. A temperatura do rolo de fibra óptica do circuito optoeletrônico de referência foi mantida em $59,6^\circ C$.

A figura 4.20 apresenta o resultado da análise BOTDA, obtida para os últimos 500m do comprimento do circuito óptico sensor, com o sistema operando no modo de ganho. Utilizou-se um pulso de estímulo com duração de 400ns (ou uma resolução espacial de 40m). A temperatura do rolo de teste foi ajustada para $29,5^\circ C$. Pode-se

observar a evidente nitidez do degrau de temperatura, refletindo a sensibilidade do desvio Brillouin de frequência com esta variável.

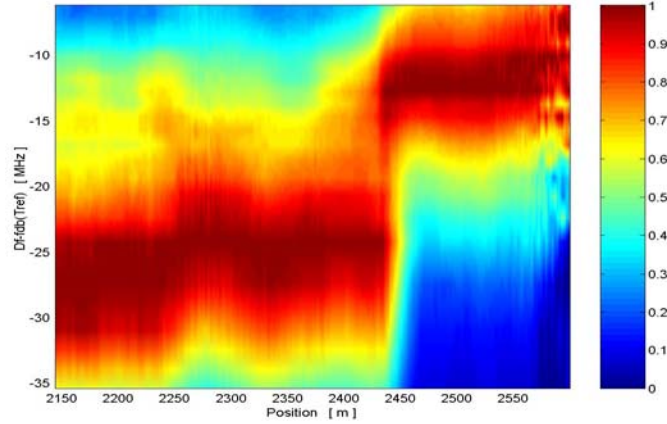


Figura 4.20: Resultado da análise BOTDA para $T_{TESTE}=29,5^{\circ}C$.

A figura 4.20a apresenta o comportamento espacial do desvio Brillouin de frequência nos últimos 500m do circuito óptico sensor, obtido para diferentes temperaturas do rolo de teste. Pode-se observar a variação positiva de f_{DB} na região referente à posição do degrau de temperatura. A figura 4.20b apresenta o desvio Brillouin de frequência medido na posição 2500m em função da temperatura do rolo de teste. Como seria de se esperar pelos resultados da seção 2.3, esta dependência é linear, apresentando para estes dados um valor para C_T aproximadamente igual a $1.16MHz/^{\circ}C$.

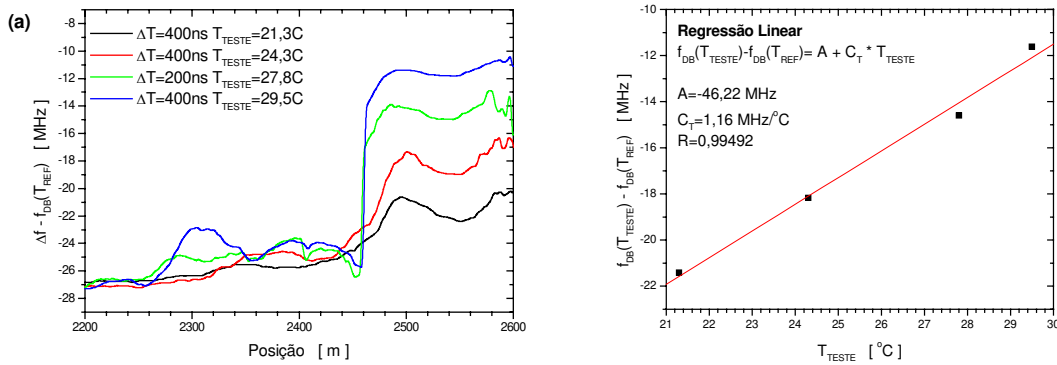


Figura 4.21: Comportamento espacial de f_{DB} para diferentes valores de T_{TESTE} . (b) Comportamento de f_{DB} na posição $z=2500m$ em função de T_{TESTE} .

A transição abrupta observada na figura 4.21a, entre o rolo de 2,4km e o rolo de teste, é uma consequência do processo de análise utilizado na determinação de f_{DB} . Para ilustrar o comportamento do espectro de amplificação Brillouin nesta região apresenta-se a figura 4.22, na qual se pode observar a evolução do espectro de amplificação Brillouin ao longo da região de transição, permitindo ver como a posição do máximo de amplificação se comporta. Pode-se verificar a sobreposição de espectros na posição 2460m, como o software de análise deve procurar o ponto de máxima amplificação, a partir desta posição ocorre uma transição abrupta no valor determinado para f_{DB} , tal como observado em 4.21a.

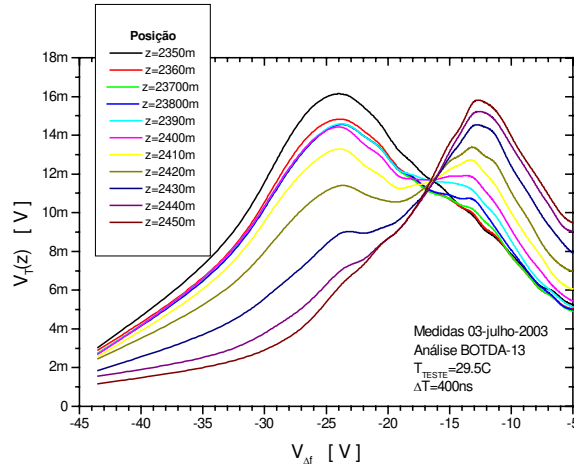


Figura 4.22: Comportamento do espectro de amplificação Brillouin na região de transição entre o rolo de 2,4km e o rolo de teste.

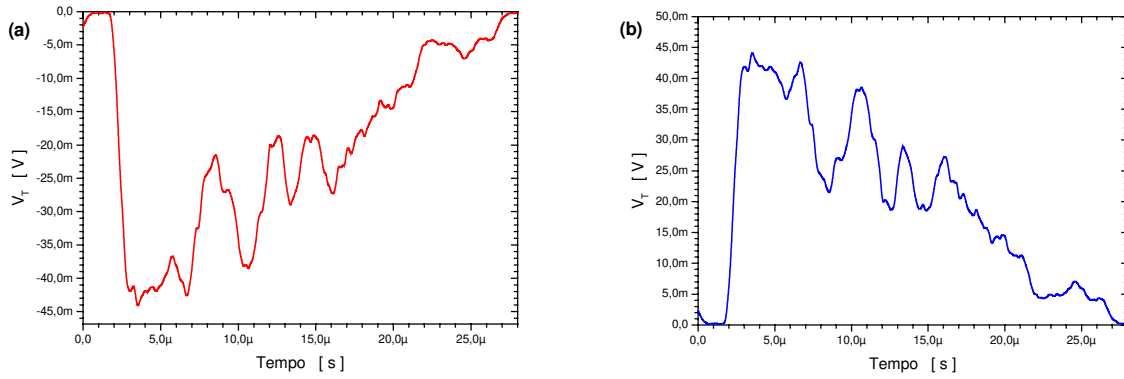


Figura 4.23: (a) Comportamento do sinal V_T detectado no modo de perda. (b) Inversão da polaridade do sinal V_T detectado no modo de perda.

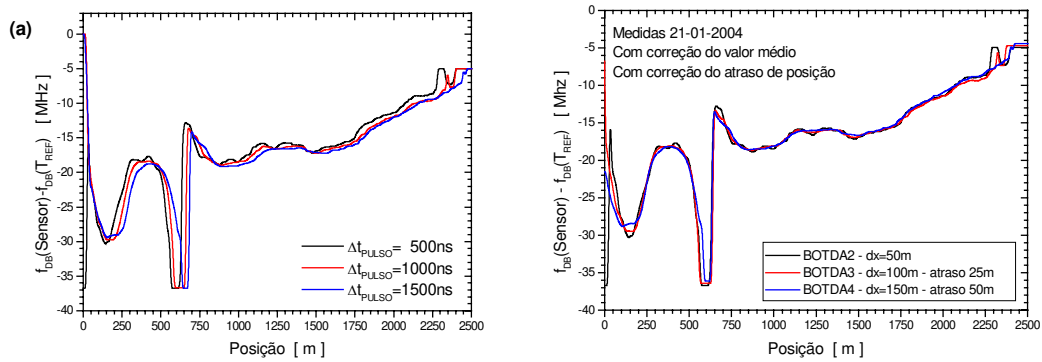


Figura 4.24: Comportamento do desvio Brillouin de frequência ao longo da fibra óptica sensora (resultados obtidos no modo de perda): (a) medidas originais (b) atraso espacial compensado.

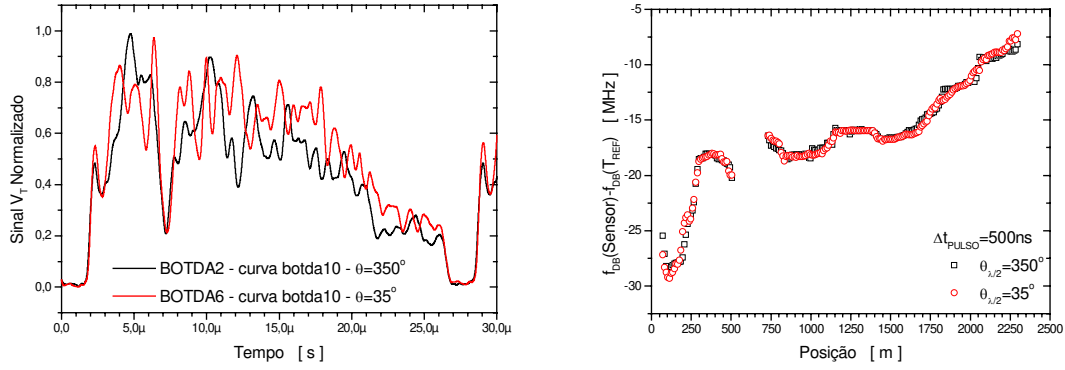


Figura 4.25: (a) Sinal V_T normalizado para diferentes valores de $\theta_{\lambda/2}$. (b) Desvio Brillouin de frequência determinado para diferentes valores de $\theta_{\lambda/2}$.

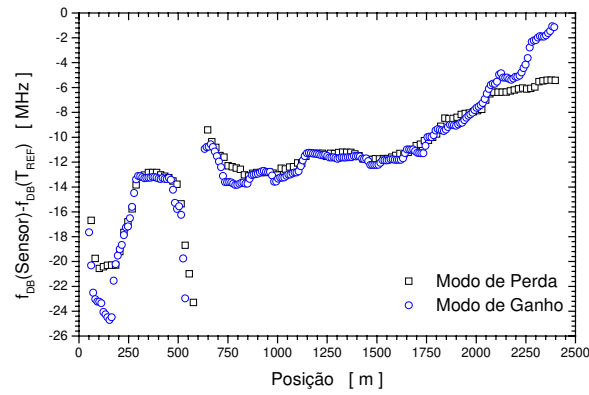


Figura 4.26: Comparação entre os resultados da técnica BOTDA para o modo de perda e o modo de ganho.

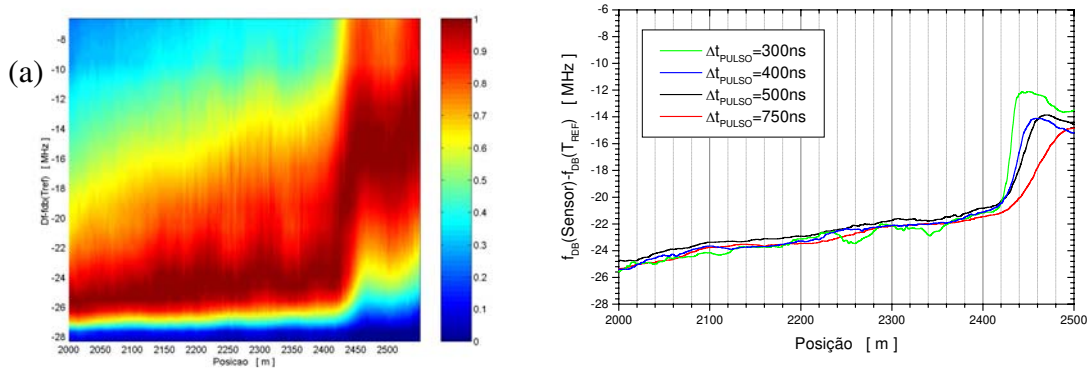


Figura 4.27: (a) Resultado da análise BOTDA na região do rolo de teste para $\Delta t_{PULSO} = 500ns$. (b) Comportamento de $f_{DB}(Sensor)$ para diferentes valores de Δt_{PULSO} .

4.3.7 Resultados para o sistema operando no modo de perda

Esta seção apresenta resultados obtidos com o sistema sensor Brillouin operando no modo de perda. Neste modo, o pulso de estímulo é amplificado enquanto interage com o campo óptico contínuo, o qual é atenuado. Neste modo de operação, a frequência de emissão do laser Nd:Yag é menor que a frequência de emissão do diodo laser DFB.

Para o sistema operar neste modo, um cuidado especial deve ser observado com relação ao desvio de frequência imposto pelo modulador acusto-óptico. O Apêndice E apresenta uma discussão sobre como ajustar o ângulo do AOM de modo a facilitar a operação do sistema sensor no modo de perda. Outro cuidado importante é o ajuste correto das conexões do circuito eletrônico utilizado pelo controle de Δf (vide tabela 4.2).

O modo de perda apresenta uma vantagem em relação ao modo de ganho, como o pulso de estímulo é amplificado através da interação com o campo óptico contínuo, a eficiência da interação, ocorrendo no final do circuito óptico sensor, tende a ser um pouco maior que a observada no modo de ganho.

Os procedimentos de operação do sistema sensor continuam os mesmos apresentados nas seções 4.3.2 e 4.3.3. Embora o sinal detectado V_T apresente uma modulação de atenuação, sua análise é a mesma que a empregada no modo de ganho. Para isso, realizou-se a inversão da polaridade deste sinal visando facilitar o processo de análise e apresentação dos resultados. A figura 4.23 ilustra esta inversão de polaridade para o sinal V_T detectado com o sistema operando no modo de perda.

A figura 4.24a apresenta o comportamento do desvio Brillouin de frequência ao longo da fibra sensora para diferentes durações do pulso de estímulo. Pode-se observar a elevada correlação entre as curvas obtidas para os pulsos com durações iguais à $500ns$, $1000ns$ e $1500ns$. Observa-se também um ligeiro atraso entre os resultados obtidos, devido à diferença na resolução espacial de cada medida. Quando este atraso é compensado, figura 4.24b, pode-se observar que a técnica de varredura utilizada apresenta bons resultados quanto à reprodutibilidade das medidas, mesmo para diferentes durações do pulso de estímulo.

A figura 4.25a apresenta o comportamento ao longo do tempo do sinal V_T normalizado, detectado no modo de perda para um mesmo valor de V_{REF} , obtido para duas situações distintas da polarização do pulso de estímulo. Pode-se observar que a variação do ângulo de operação da lâmina $\lambda/2$ afeta significativamente o perfil da modulação do campo contínuo. No entanto, pode-se observar pela figura 4.25b que a determinação do desvio Brillouin de frequência ao longo da fibra sensora é pouco afetada por esta rotação de polarização.

A figura 4.26 apresenta uma comparação entre os resultados da análise BOTDA obtidos no modo de ganho e no modo de perda. O comportamento espacial do desvio Brillouin de frequência se mantém próximo em ambos modos de operação. As diferenças observadas podem ser conseqüência da diferença na polarização relativa entre os campos interagentes, uma vez que a montagem experimental teve de ser alinhada para a troca do modo de operação.

A figura 4.27a apresenta o resultado da análise BOTDA para ressaltar a visualização de um degrau de temperatura na fibra óptica de teste. O rolo de teste foi mantido a uma temperatura $T_{TESTE}=28,1^{\circ}C$, o rolo de $2,4km$ foi mantido na temperatura ambiente, aproximadamente $21^{\circ}C$. A figura 4.27b apresenta o comportamento espacial do desvio Brillouin de frequência, na região do rolo de teste, para um mesmo degrau de temperatura e diferentes durações do pulso de estímulo. Pode-se observar que a definição, da borda de transição do degrau se torna mais definida com a diminuição da duração do pulso de estímulo (o que em conseqüência melhora a resolução espacial do sistema sensor).

4.4 Processamento de sinais para melhorar a resolução espacial

Nesta seção apresentam-se algumas considerações sobre a possibilidade de

melhorar a resolução espacial do sistema sensor Brillouin através do processamento digital dos sinais detectados.

A utilização de técnicas de processamento de sinais ainda é um tópico pouco explorado na literatura sobre sensores distribuídos utilizando o efeito Brillouin, isto se deve principalmente às dificuldades impostas pelas características não-lineares do efeito [67,68].

4.4.1 A idéia da convolução: Um modelo simples da interação Brillouin

Como uma aproximação simplificada da interação Brillouin, pode-se pensar no efeito como resultado de uma convolução no domínio do tempo, entre o pulso de estímulo e o perfil do ganho Brillouin ao longo da fibra óptica sensora (considerando o campo de prova contínuo).

A figura 4.28 apresenta o resultado da convolução entre um pulso e um sinal que, neste modelo, descreve o perfil espacial do ganho Brillouin ao longo da fibra sensora. Neste modelo, a principal característica do efeito, referente à resolução espacial, pode ser observado claramente que as regiões de transição entre diferentes valores para o ganho Brillouin são afetadas pela largura finita do pulso de estímulo.

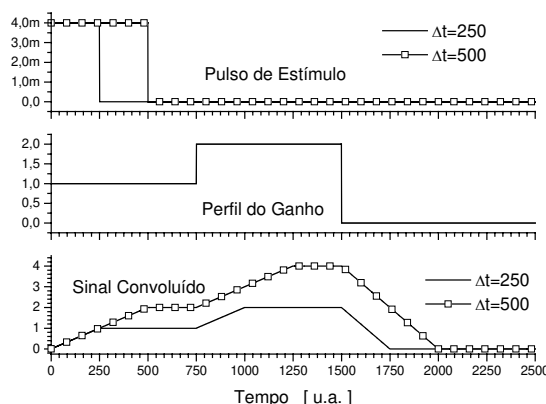


Figura 4.28: Convolução entre um pulso de estímulo e um perfil de ganho para larguras diferentes do pulso de estímulo.

Na figura 4.28 observa-se também que a amplitude do sinal convoluído resultante é “amplificada” por um fator diretamente proporcional à duração do pulso de estímulo. Esta proporcionalidade é algo que ocorre parcialmente na observação do efeito Brillouin, pois a interação entre os campos é paramétrica e acoplada, assim não se observa uma proporcionalidade direta, ou em outras palavras, o fator que define a amplitude do sinal convoluído possui uma dependência não linear com a duração do pulso de estímulo. Esta observação é importante para se entender a idéia de processamento que se propõe.

Esta não linearidade impede que técnicas baseadas na obtenção da função de transferência do efeito, como a análise Brillouin no domínio da frequência (BOFDA – *Brillouin Optical Frequency Analysis*) tenham tanto sucesso quanto a técnica BOTDA. A aplicação da técnica BOFDA só é possível quando a intensidade dos campos interagentes é mantida em níveis suficientemente pequenos para que a não-linearidade seja desprezível, além disso, o tempo necessário para realização das medidas necessárias na técnica BOFDA é demasiadamente grande quando comparado com o mesmo tempo para a técnica BOTDA.

Do ponto de vista da convolução ocorrendo em um sistema linear, é possível pensar no pulso de estímulo como sendo resultado da soma de diversos pulsos com

características diferentes; mais do que isso, pode-se afirmar que a soma das convoluções destes pulsos com o perfil do ganho coincide com a convolução de um único pulso de estímulo (resultado da soma dos diferentes pulsos). A figura 4.29 apresenta um gráfico ilustrando esta afirmação, decompondo um pulso de estímulo em dois novos pulsos com metade da duração do original.

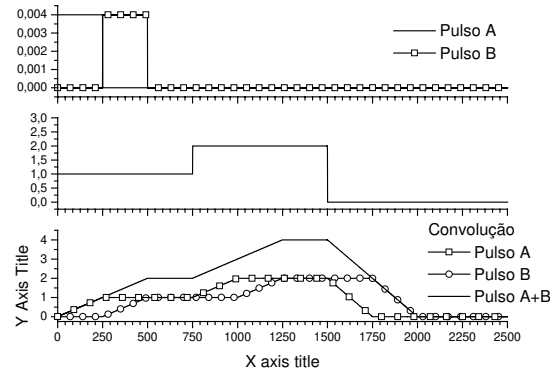


Figura 4.29: Construção do sinal de convolução para um pulso longo através da soma do sinal de convolução originário de dois pulsos curtos defasados no tempo.

Este conceito é importante, pois o problema da melhora da resolução espacial reside na impossibilidade de se obter pulsos de curta duração, capazes de fornecer uma maior discretização espacial nas medidas distribuídas. Tal problema ocorre, no caso desta pesquisa, devido à indisponibilidade de um modulador de amplitude óptica capaz de gerar pulsos de curta duração (vide Apêndice E).

A análise da figura 4.29 leva a uma sofisticação na idéia da convolução linear, os sinais convoluídos, obtidos com dois pulsos de durações diferentes, podem ser utilizados para obter o sinal convoluído por um pulso com duração correspondente à subtração da duração dos pulsos originais. Este é o princípio da técnica que se propõe aqui, na qual utilizam-se medidas realizadas com pulsos de maior duração para se obter uma medida referente a um pulso de menor duração. A figura 4.30 apresenta esta idéia para um sistema linear.

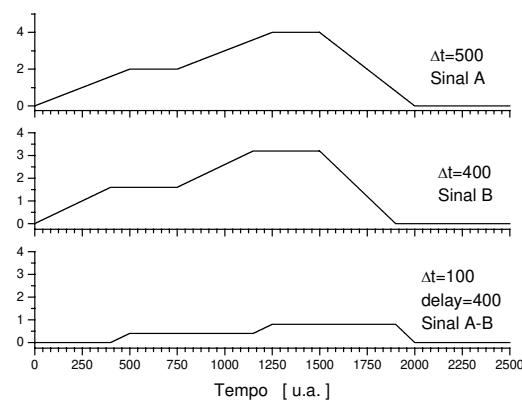


Figura 4.30: Obtenção da resposta do sistema para um pulso curto utilizando pulsos de larguras diferentes.

4.4.2 Subtração de Sinais – O problema da não-linearidade

Uma vez apresentada a idéia do processamento de sinais, pode-se partir para

uma atualização no modelo de convolução proposto, tornando necessário verificar qual seria o resultado do processamento para um modelo de convolução apresentando um fator de proporcionalidade não linear.

Utilizando a mesma idéia utilizada para compor a figura 4.30, analisa-se agora um sistema não-linear no qual a amplitude do sinal convoluído não é linearmente dependente da largura do pulso de estímulo. A figura 4.31 apresenta o resultado da subtração entre os sinais convoluídos na tentativa de se obter o sinal resultante para um pulso com menor duração.

É possível observar que a distorção imposta pela não-linearidade, fornece um sinal com características totalmente incompatíveis com a resposta esperada do sistema para o pulso de menor duração. A conclusão direta é que esta não linearidade deve ser compensada para que o resultado do procedimento de subtração seja consistente com o que é observado na prática.

O problema agora reside em realizar a compensação da não-linearidade, isto é, se for possível descobrir o coeficiente de proporcionalidade entre os sinais A e B, torna-se possível obter a resposta aproximada para o pulso equivalente de menor duração.

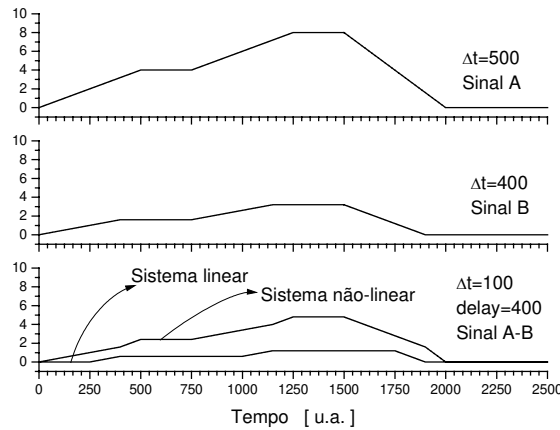


Figura 4.31: Resultado da subtração entre sinais convoluídos por um sistema não-linear.

4.4.3 Resultados Experimentais

Nesta seção analisa-se com dados experimentais a técnica proposta para o processamento dos sinais provenientes do sistema sensor Brillouin visando uma melhora da resolução espacial das medidas.

A figura 4.32a apresenta o sinal V_T adquirido para dois valores distintos da duração do pulso de estímulo (sinal A obtido para $\Delta t_{PULSO}=1000ns$ e sinal B obtido para $\Delta t_{PULSO}=500ns$). A idéia inicial é realizar a subtração destes dois sinais obtendo um terceiro sinal C, com as mesmas características do sinal B. Pode-se observar que a duração e a amplitude do pulso C, obtido pela subtração dos pulsos A e B, é a mesma do pulso B. Se o sistema fosse linear, seria de esperar que a amplitude do sinal C fosse a mesma do sinal B, no entanto, como comentado na seção anterior, isto não acontece devido à não-linearidade do sistema sensor.

Uma vez que a curva a ser obtida pela subtração é conhecida, isto é espera-se que o sinal C possua as mesmas características do sinal B (descontando o deslocamento no tempo), é possível encontrar um fator de proporcionalidade que, multiplicado pelo sinal C, permite a obtenção do sinal C desejado. Para este caso em específico, o fator de

proporcionalidade encontrado foi $0,454$. A figura 4.33a apresenta o resultado do processamento dos sinais A e B na obtenção do sinal C, a figura 4.33b apresenta o sinal B deslocado no tempo em conjunto com o sinal C, permitindo uma comparação de ambos sinais. É possível observar que o método proposto é eficiente, uma vez que o resultado do procedimento permitiu a obtenção do sinal C com características praticamente idênticas às do sinal B.

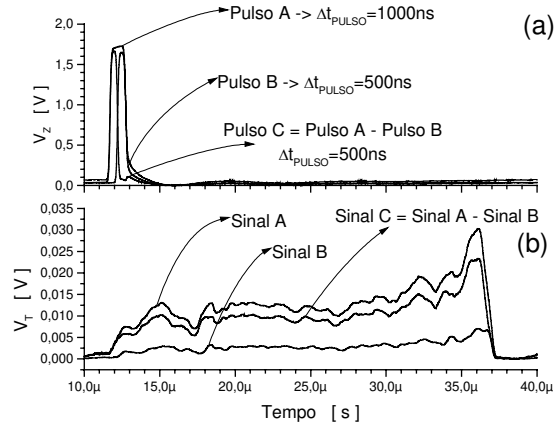


Figura 4.32: Resultado da técnica de processamento de sinais sem compensação da não-linearidade.

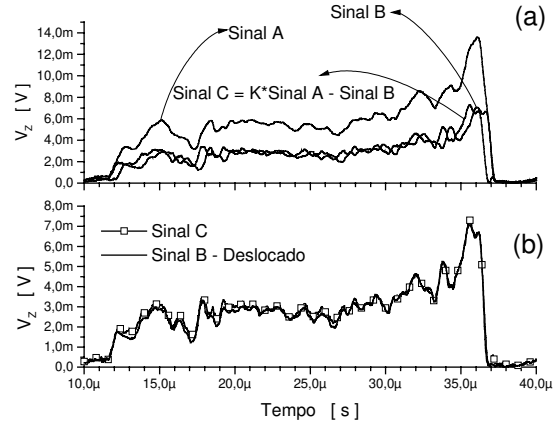


Figura 4.33: Resultado da técnica de processamento de sinais utilizando um fator k para compensar a não-linearidade.

A figura 4.34a apresenta o resultado para o procedimento proposto utilizando dois sinais obtidos para pulsos com durações de $1500ns$ e $1000ns$ (sinais A e B respectivamente), visando obter o sinal correspondente para um pulso de duração igual a $500ns$ (sinal C). A figura 4.34b apresenta a comparação entre o sinal C, obtido através da técnica de processamento proposta, e o sinal real medido diretamente com um pulso de estímulo com $500ns$ de duração. Como é possível ver, o sinal real e o sinal C apresentam um alto grau de correlação. Em termos práticos, este resultado é importante pois indica que utilizando a resposta do sistema, obtida para dois pulsos de estímulo com longa duração, é possível se obter a resposta equivalente do sistema para um pulso de curta duração.

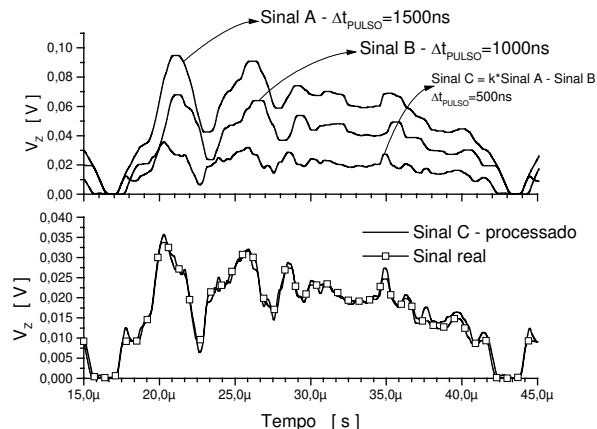


Figura 4.34: Resultado da técnica de processamento de sinais visando obter a resposta do sistema para um pulso de menor duração.

A figura 4.35 apresenta o resultado da análise BOTDA realizada com um conjunto de dados obtidos com base na técnica descrita nesta seção. Os sinais referentes a pulsos de estímulo com duração de $1000ns$ e $1500ns$ foram combinados para a obtenção dos sinais equivalentes para um pulso com $500ns$ de duração. Na mesma figura, apresenta-se o resultado obtido para um pulso de $500ns$, permitindo comparar se a técnica de processamento proposta é capaz de resultar uma análise equivalente próxima da análise obtida para um pulso real. Quanto a isto, percebe-se a existência de ligeiras diferenças entre os resultados obtidos, no entanto o comportamento geral apresenta ótima correlação, indicando que a concentração de maiores esforços em técnicas de processamento de sinais pode levar à obtenção de resultados ainda melhores.

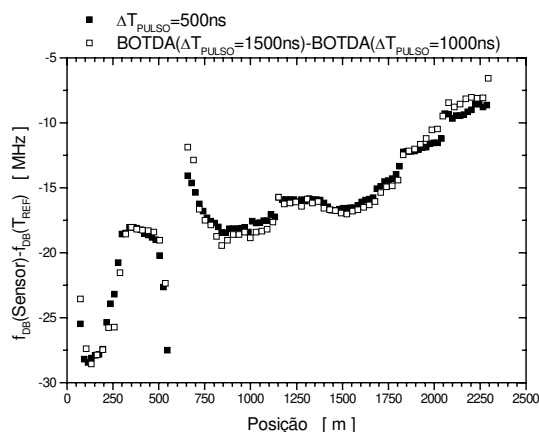


Figura 4.35: Comparação da análise BOTDA realizada com e sem o uso da técnica de processamento proposta.

4.5 Sensor Brillouin na configuração ponta única

A configuração experimental para o sistema sensor apresentada na figura 4.1, utiliza uma topologia na qual os campos ópticos são inseridos em extremidades opostas da fibra óptica sensora. Em algumas aplicações, por exemplo em dutos de perfuração ou transporte de petróleo, os quais podem possuir comprimentos de vários quilômetros, a disponibilização de ambas extremidades em um mesmo local representa um inconveniente prático.

Assim, um dos desafios enfrentados no desenvolvimento de sensores distribuídos, utilizando o espalhamento Brillouin estimulado, consiste na implementação de uma topologia óptica capaz permitir a utilização da técnica BOTDA com a inserção dos campos ópticos em apenas uma das extremidades da fibra óptica. A literatura é escassa em apresentar uma solução para este problema, sendo que a única solução encontrada residia em uma topologia difícil de ser implementada em um sistema operando fora do laboratório, pois exige um acoplamento espacial de luz extremamente delicado [69].

Nesta seção apresenta-se uma nova topologia para o sistema sensor Brillouin visando a solução do problema de inserção dos campos ópticos. O objetivo principal é validar a viabilidade de se implementar o sistema sensor Brillouin utilizando uma configuração de ponta única, indicando novos rumos para a pesquisa relativos a este sistema. Além disso, mais à frente comentar-se-á como esta topologia viabiliza o desenvolvimento de um sistema sensor híbrido, explorando o efeito Brillouin e o efeito Raman em um mesmo circuito óptico sensor.

A topologia proposta para o sistema sensor Brillouin de ponta única, explora o fato do espalhamento Brillouin estimulado ocorrer apenas na presença de campos ópticos contra-propagantes, para viabilizar a inserção dos campos ópticos em apenas uma extremidade da fibra óptica sensora. Uma grade de Bragg em fibra, (FBG – *Fiber Bragg Grating*), é utilizada para refletir os campos ópticos chegando ao final da fibra óptica sensora.

Uma grade de Bragg em fibra óptica é um elemento óptico construído através da inscrição de uma modulação periódica longitudinal no índice de refração do núcleo da fibra óptica. Tal modulação possui características semelhantes a uma grade de difração, isto é a grade de Bragg age como um elemento de difração para um comprimento de onda bem definido pelo período espacial da modulação inscrita [70]. Na prática, a luz propagando neste comprimento de onda é refletida pela grade, permitindo a sua operação como um espelho sintonizado por comprimento de onda. A figura 4.36 apresenta o espectro de reflexão da FBG utilizada.

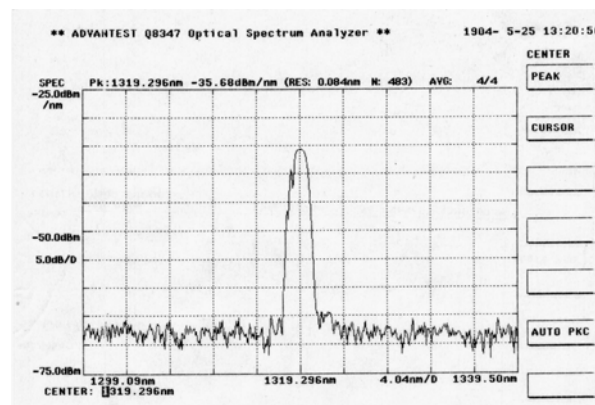


Figura 4.36: Espectro óptico de reflexão da FBG utilizada no sistema sensor Brillouin de ponta única.

A topologia proposta apresenta alterações importantes no modo de operação do sistema sensor Brillouin, pois a reflexão dos campos ópticos na FBG permite que a interação entre o pulso de estímulo e o campo óptico contínuo ocorra duas vezes para um mesmo pulso. A figura 4.37 apresenta uma série de diagramas exemplificando a sistemática de operação desta nova topologia. A figura 4.37a apresenta o primeiro passo de operação, onde o campo óptico contínuo proveniente do laser DFB entra no circuito óptico sensor e é refletido pela FBG. Em um segundo momento, figura 4.37b, o campo

pulsado, proveniente do laser Nd:Yag, é inserido na fibra sensora e, conforme se propaga, interage pelo efeito Brillouin com o campo contínuo contra-propagante. Em um terceiro momento, figura 4.37c, o pulso é refletido pela FBG e novamente interage pelo efeito Brillouin com o campo óptico contínuo contra-propagante.

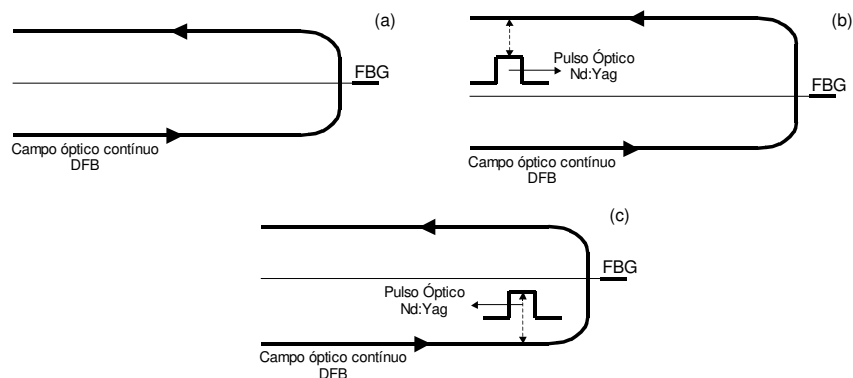


Figura 4.37: Diagrama exemplificando o princípio de operação do sistema sensor Brillouin de ponta única: (a) campo óptico contínuo refletido pela FBG, (b) lançamento do pulso de estímulo e primeiro retorno BOTDA e (c) reflexão do pulso de estímulo e segundo retorno BOTDA.

A solução encontrada na literatura utiliza o mesmo princípio, no entanto a reflexão dos campos ópticos é realizada fora da fibra óptica sensora, isto é, os campos ao chegarem ao final da fibra sensora saem da fibra óptica, são colimados e então refletem em um espelho retornando novamente para a extremidade final da fibra óptica. Obviamente este acoplamento espacial é extremamente difícil de ser realizado, além de ser inviável em um sistema prático.

A figura 4.38 apresenta um diagrama temporal para o campo óptico contínuo, após a modulação pelo efeito, tendo em vista o momento de lançamento do pulso no circuito óptico sensor. É possível observar a presença de uma zona de medida morta, relativa ao retorno da reflexão do pulso óptico na grade de Bragg em fibra. Com a reflexão dos pulsos pela FBG, é necessário aumentar o período de repetição dos pulsos de estímulo, de modo a evitar a superposição de modulação no campo óptico contínuo.

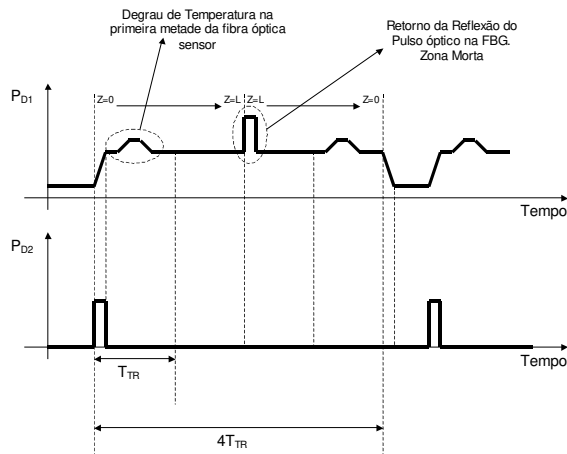


Figura 4.38: Exemplo para o campo óptico contínuo após a modulação pelo efeito Brillouin na configuração de ponta única.

A figura 4.39 apresenta a configuração experimental utilizada na implementação da topologia de ponta única. Nesta configuração, a luz contínua do diodo laser DFB é dividida por um acoplador 50:50, sendo parte direcionada ao circuito optoeletrônico de

estabilização e parte para o circuito óptico sensor. A luz contínua do laser Nd:Yag é dividida pelo acoplador 10:90, sendo parte direcionada para o circuito optoeletrônico de controle e parte para o modulador acusto-óptico. Após o AOM, os pulsos ópticos de estímulo são acoplados novamente na fibra óptica, passando pelo acoplador 50:50 sendo então direcionados para o circuito optoeletrônico de controle e para o circuito óptico sensor. Os procedimentos de operação do sistema sensor continuam os mesmos apresentados na seção 4.3.2. A fibra óptica sensora é composta por um rolo de fibra óptica monomodo com $1,88km$, seguida por uma bobina de fibra óptica com $113m$ e uma terceira bobina de fibra óptica com $93m$ (a qual é utilizada para prover uma região de interação sobreposta devido à reflexão do pulso na FBG). Os comprimentos da fibra óptica sensora foram obtidos observando o retorno da reflexão de 4% nos trechos clivados de fibra, antes da realização das emendas. Os resultados apresentados nesta seção se referem ao sistema operando no modo de perda.

Como parte da luz dos pulsos de estímulo é direcionada para o circuito optoeletrônico de controle, observou-se uma degradação na eficiência da estabilização de Δf , a qual não chega a afetar substancialmente o sistema sensor pois o “*duty-cycle*” do sinal pulsado é aproximadamente igual à 0,06% (para pulsos com duração de $500ns$ e taxa de repetição de $40KHz$). Tal degradação é consequência da rápida variação na potência detectada nos monitores de potência óptica DE e DI, utilizada no sistema de controle. No sistema sensor Brillouin apresentado na seção 4.3, o sistema de estabilização garantia uma variação RMS de Δf aproximadamente igual à $500kHz$. Na configuração apresentada na figura 4.39, a variação RMS de Δf é de aproximadamente $1,5MHz$. Esta elevação no “ruído” observado em Δf é compensada pela realização de médias na detecção da modulação do campo óptico contínuo.

Embora fosse possível implementar a configuração ponta única evitando-se a inserção dos pulsos ópticos de estímulo no circuito optoeletrônico de estabilização, optou-se pela configuração apresentada pelo fato de esta evitar a perda de potência óptica do campo óptico contínuo, proveniente do laser DFB.

Como o pulso de estímulo, após a reflexão pela FBG, retorna juntamente com o campo óptico contínuo, ele também será detectado pelo detector acoplado na porta T. Como a amplitude óptica do pulso de estímulo é elevada e o tempo ativo muito curto, o detector tende a apresentar um comportamento de oscilação e acomodação após a detecção do pulso (“*overshot*”). Tal comportamento se sobrepõe ao sinal referente à modulação do campo óptico contínuo. A figura 4.40 apresenta o comportamento temporal do sinal detectado na porta óptica T (para uma situação sem a ocorrência do efeito Brillouin), juntamente com o sinal detectado na porta Z (referente ao lançamento do pulso de estímulo). O detector da porta Z, apresenta uma resposta em frequência limitada, por esse motivo observa-se a deformação do pulso de estímulo detectado, no entanto o momento do lançamento do pulso ainda se mostra bastante definido.

do pulso após a reflexão (metade da duração do pulso) e a resolução espacial do pulso de estímulo utilizado, igual à $100m$.

Após a detecção do retorno do pulso de estímulo, observa-se uma oscilação amortecida no sinal detectado devido à resposta em frequência do conjunto detector+amplificador. Esta oscilação diminui a visibilidade do sinal detectado no segundo retorno do sinal BOTDA, devendo ser descontada do sinal detectado na ocorrência do efeito Brillouin para se obter a efetiva modulação do campo óptico contínuo, devido à interação Brillouin. A figura 4.41a apresenta o sinal V_T detectado tanto para a não ocorrência do efeito Brillouin (denominado sinal Base) quanto para a sua ocorrência. Percebe-se que a modulação devida ao efeito se sobrepõe ao sinal Base. A figura 4.41b apresenta a modulação efetiva do campo óptico contínuo, devida ao efeito Brillouin.

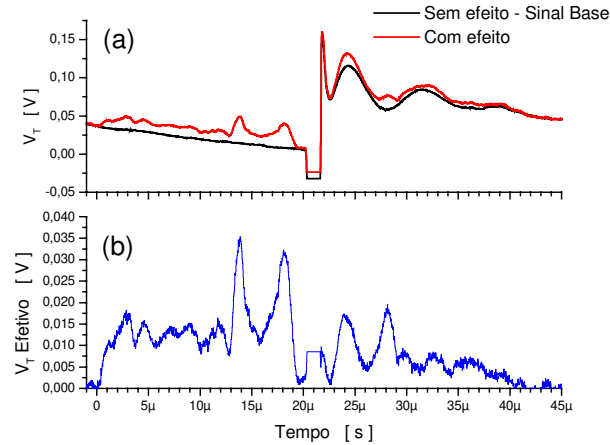


Figura 4.41: (a) Sinal V_T detectado com/sem interação Brillouin. (b) Efetiva modulação devida à interação Brillouin

Pode-se observar, na figura 4.41b, que a modulação efetiva do campo óptico contínuo apresenta um ruído excessivo, decorrente da soma dos ruídos na subtração entre o sinal V_T na presença do efeito Brillouin e o sinal Base. A figura 4.42a apresenta o resultado da análise BOTDA no sistema sensor de ponta única, utilizando um pulso de estímulo com duração de $1\mu s$. Observa-se que na zona morta, embora se tenha uma posição de máximo definida, ela não corresponde a nenhuma informação relevante para as medidas. A temperatura do rolo de teste foi estabilizada em $29^\circ C$, para ressaltar a sua posição nas medidas e possibilitar a observação de que as medidas são espelhadas em torno da FBG (a posição das emendas também permite visualizar este espelhamento). Após $41\mu s$ pode-se observar que o resultado da análise BOTDA passa a ser aleatório, pois o pulso já percorreu o comprimento de ida/volta da fibra sensora.

Embora não propositalmente, durante a montagem da configuração experimental da figura 4.39, inverteu-se as pontas do rolo de fibra óptica com $1,8km$, assim se a análise BOTDA da figura 4.42 for comparada com a da figura 4.10a, por exemplo, observa-se claramente esta inversão, confirmando o funcionamento do sistema sensor.

A figura 4.42b apresenta o resultado da determinação de f_{DB} ao longo do circuito óptico no sistema sensor Brillouin de ponta única. Os resultados estão apresentados em função do tempo para não suscitar confusão quanto à localização das medidas no segundo retorno do sinal BOTDA. É possível observar que as emendas estão bem definidas e que o perfil do desvio Brillouin de frequência se apresenta espelhado em torno da FBG.

A figura 4.43 apresenta os resultados da figura 4.42b em função da posição ao longo da fibra sensora. O perfil espacial do desvio Brillouin ao longo da fibra sensora, obtido em cada um dos retornos, é muito semelhante. Observam-se algumas diferenças nas regiões compreendidas entre 750m e 1250m e entre 1500m e 1750m, as quais podem ser devidas a uma rotação do estado de polarização dos campos ópticos após a reflexão pela FBG ou ainda devido à deformação do pulso de estímulo (efeito semelhante ao o que induz o erro sistemático).

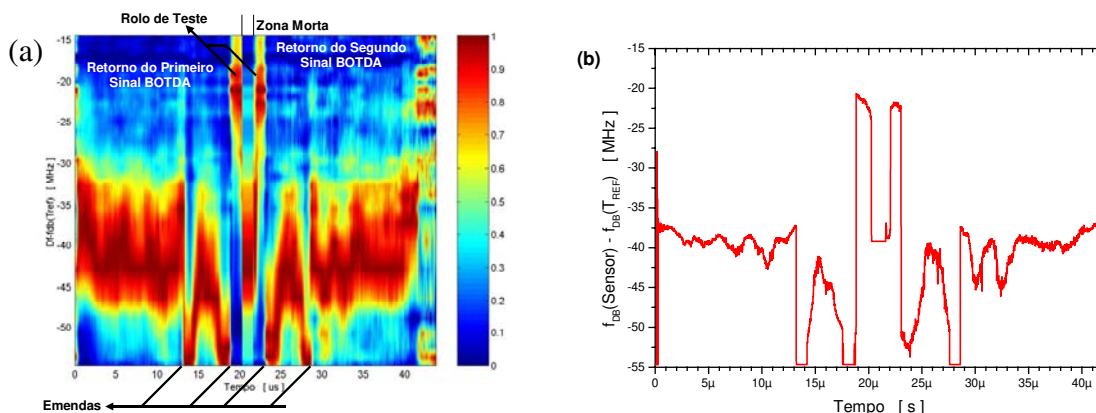


Figura 4.42: (a) Resultado da análise BOTDA no sistema sensor de ponta única. (b) Determinação do desvio Brillouin de frequência ao longo do tempo.

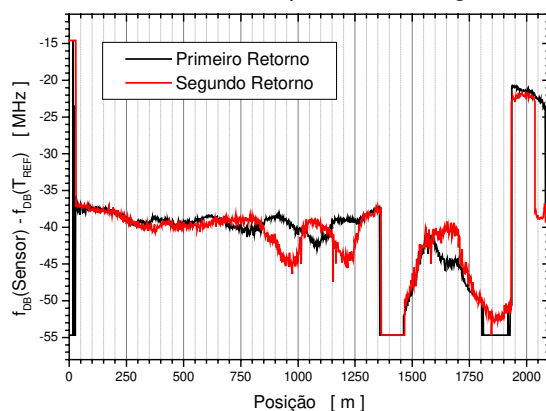


Figura 4.43: Perfil espacial do desvio Brillouin de frequência.

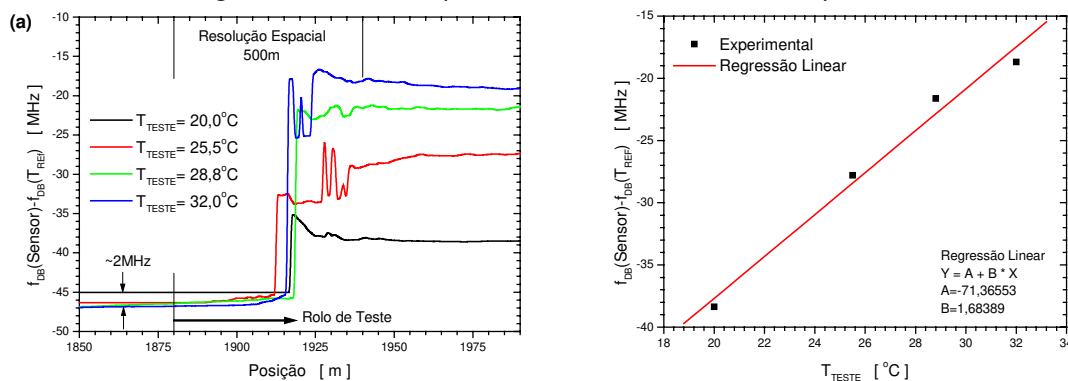


Figura 4.44: (a) Degrau de temperatura no sistema sensor de ponta única. (b) Comportamento do desvio Brillouin em função da temperatura, na região do rolo de teste.

A figura 4.44a apresenta o comportamento espacial do desvio Brillouin de frequência variando-se a temperatura do trecho de fibra óptica de teste (posicionado sobre o *hot-plate*). Os dados apresentados se referem apenas ao primeiro retorno do sinal V_T detectado. Pode-se observar que f_{DB} varia conforme a temperatura do rolo de teste, a figura 4.44b apresenta a relação média entre estes dois parâmetros na região entre 1940m e 1990m. O coeficiente de temperatura médio, ao longo do trecho de fibra de teste, foi aproximadamente igual à 1,68MHz/°C.

Os resultados apresentados nesta seção mostram a viabilidade de se implementar o sistema sensor Brillouin utilizando uma configuração experimental na qual os campos ópticos interagentes são acoplados em apenas uma das extremidades da fibra óptica sensora. Além disso, a configuração apresentada faz uso de um componente óptico simples, a grade de Bragg em fibra óptica, para viabilizar a configuração de ponta única.

A configuração apresentada nesta seção é imprescindível para o desenvolvimento de um sistema sensor capaz de utilizar simultaneamente os efeitos Brillouin e Raman em um mesmo circuito óptico sensor. De um modo geral, estes efeitos não-lineares são excitados em regiões distintas de comprimento de onda, devido às necessidades particulares das fontes de radiação laser necessárias para excitar cada um dos efeitos, desta forma o compartilhamento de dispositivos em fibra, como acopladores, circuladores, etc., torna-se difícil de ser realizado.

Ao liberar uma das extremidades da fibra óptica sensora, àquela na qual a FBG se encontra, a topologia da figura 4.39 permite a inserção de outra tecnologia operando no circuito sensor, a qual pode possuir características espectrais diversas da do sistema sensor Brillouin.

Capítulo 5

Sensor distribuído utilizando o efeito Raman

Este capítulo apresenta uma discussão do sistema sensor utilizando o espalhamento Raman espontâneo. Procura-se aqui apresentar um conjunto de observações relevantes para orientar a implementação experimental e a análise dos resultados oriundos deste sistema sensor. O Apêndice A apresenta uma revisão simplificada da teoria envolvida na explicação do espalhamento Raman.

Como resultado experimental, apresenta-se o espectro referente ao espalhamento Raman direto (*forward Raman scattering*), obtido rapidamente durante a finalização das atividades experimentais referentes a esta pesquisa.

5.1 Aspectos básicos do sistema sensor Raman

O espalhamento Raman se caracteriza pela emissão espontânea de componentes espectrais relativas à vibração molecular do meio de propagação [11,14,71-73]. Na situação mais provável, um fóton do campo de bombeio é destruído, criando um fônon óptico e um fóton de Stokes (com energia menor que o fóton de bombeio). Em uma segunda situação, um fóton de bombeio e um fônon óptico são destruídos, criando um fóton de anti-Stokes (com energia maior que o fóton de bombeio). A razão entre as intensidades do campo de Stokes, I_S , e anti-Stokes, I_{AS} , esta relacionada com a temperatura absoluta no local onde os campos espontâneos foram emitidos, isto é

$$\frac{I_{AS}}{I_S} \propto \left(\frac{\nu_{AS}}{\nu_S} \right)^4 \exp \left[- \frac{h \nu_V}{kT} \right] = R(T) \quad (5.1)$$

na qual ν_V é a frequência dos fônons ópticos, ν_S e ν_{AS} são respectivamente as frequências dos fótons de Stokes e anti-Stokes, k é a constante de Boltzmann, h é a constante de Planck e T é a temperatura absoluta do meio de interação [1,2]. Em fibras ópticas de SiO_2 , a frequência de ressonância Raman, ou a frequência dos fônons ópticos, é aproximadamente igual à 13THz [16,74].

Considerando ν_P a frequência dos fótons de Bombeio, tem-se que,

$$\nu_S = \nu_P - \nu_V \quad (5.2)$$

$$\nu_{AS} = \nu_P + \nu_V \quad (5.3)$$

Uma característica importante do espalhamento Raman é a grande diferença no comprimento de onda dos fótons de Stokes e anti-Stokes, respectivamente λ_S e λ_{AS} . A figura 5.1 apresenta o comportamento da diferença $(\lambda_S - \lambda_{AS})$ em função do comprimento de onda dos fótons de bombeio, λ_P . Uma primeira consequência desta separação espectral dos fótons de Stokes e anti-Stokes é a diferença observada nas propriedades ópticas do meio de propagação para cada comprimento de onda, ou seja, tanto o índice de refração quanto o coeficiente de absorção dependem do comprimento de onda. A

segunda consequência, de caráter mais técnico e mais aplicado à observação do efeito Raman em fibras ópticas, consiste na janela de comprimento de onda a ser utilizada para observação do efeito, isto é importante pois os componentes ópticos em fibra, ainda hoje, apresentam uma limitada faixa de escolha para o comprimento de onda de operação.

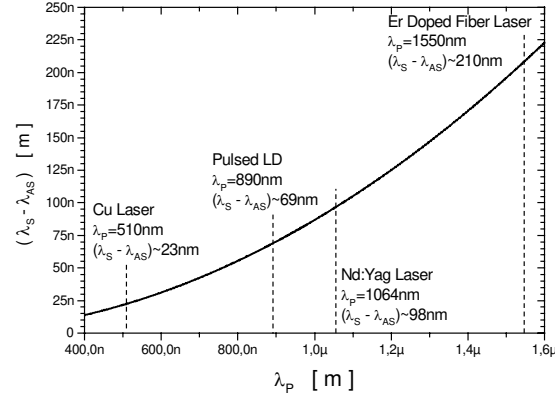


Figura 5.1: Comportamento da diferença $(\lambda_S - \lambda_{AS})$ em função do comprimento de onda do campo de bombeio.

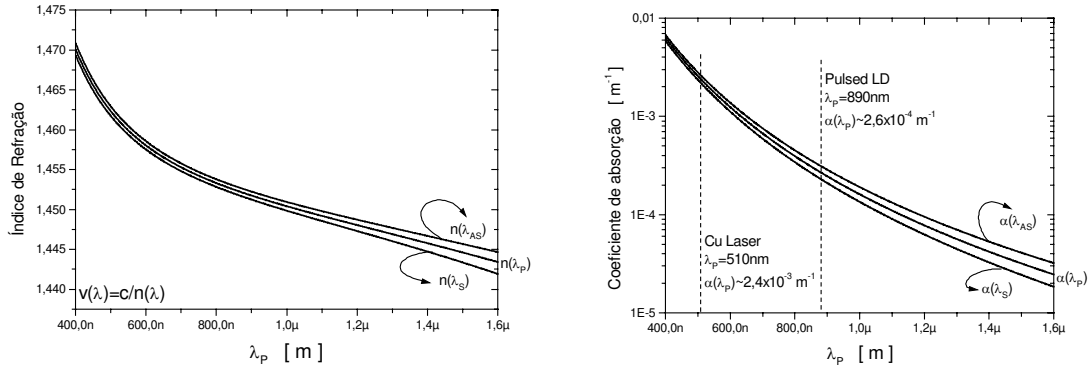


Figura 5.2: (a) Comportamento do índice de refração do quartzo em função de λ_p . (b) Comportamento do coeficiente de absorção óptica em função de λ_p .

O comportamento do índice de refração no quartzo (SiO_2) em função do comprimento de onda pode ser obtido através da equação de Sellmeier [14],

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{j=1}^3 \frac{B_j \lambda_j^2}{\left(\frac{1}{\lambda_j^2} - \frac{1}{\lambda^2} \right)} \quad (5.4)$$

$$\begin{aligned} B_1 &= 0,6961663 & \lambda_1 &= 0,0684043 \mu\text{m} \\ B_2 &= 0,4079426 & \lambda_2 &= 0,1162414 \mu\text{m} \\ B_3 &= 0,8974794 & \lambda_3 &= 9,896161 \mu\text{m} \end{aligned} \quad (5.5)$$

A figura 5.2a apresenta o comportamento do índice de refração para os campos envolvidos no espalhamento Raman, em função do comprimento de onda do campo de bombeio.

A dependência do coeficiente de absorção óptica com o comprimento de onda pode ser descrita pela fórmula [14],

$$\alpha(\lambda) = C \frac{1}{\lambda^4} \quad (5.6)$$

na qual $C \sim 0,8 \text{ dB/Km}$. A figura 5.2b apresenta o comportamento do coeficiente de absorção em função do comprimento de onda do campo de bombeio.

5.2 Funcionamento do sistema sensor Raman

A figura 1 apresenta a configuração óptica básica a ser utilizada para a implementação de um sensor distribuído utilizando o efeito Raman em fibras ópticas [75]. Neste sistema, pulsos de uma fonte laser de Bombeio são acoplados em uma fibra óptica sensora por meio de um divisor de feixe óptico. Parte da luz do pulso é direcionada para um detector D_{SINC} utilizado para determinar o momento do lançamento dos pulsos de bombeio.

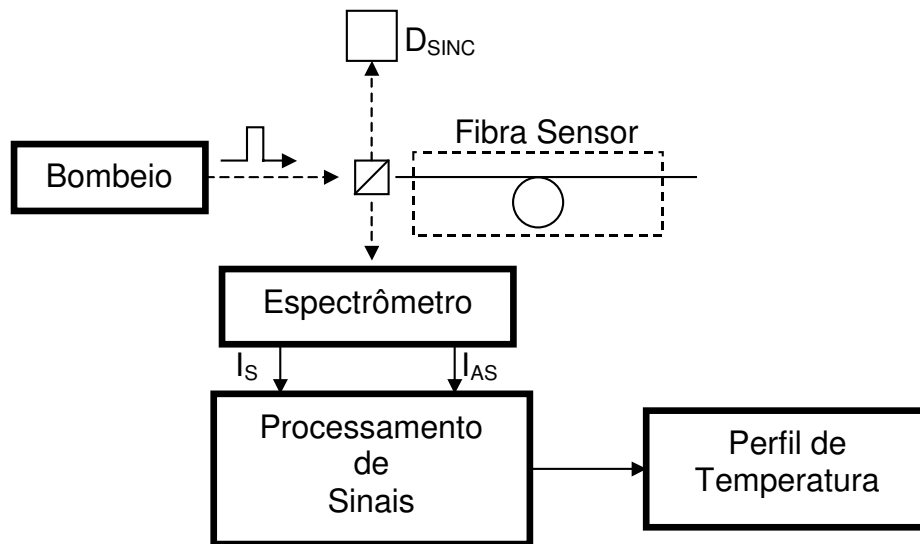


Figura 5.3: Configuração básica de um sensor distribuído utilizando o espalhamento Raman espontâneo em fibras ópticas.

O pulso de bombeio, ao propagar pela fibra óptica sensora, estimula a ocorrência do espalhamento Raman espontâneo tanto no sentido direto (co-propagando com o pulso) quanto reverso (contra-propagante ao pulso). O efeito Raman é caracterizado pelo aparecimento espontâneo de duas novas componentes espectrais além do campo de bombeio, propagando dentro da fibra.

Como explicitado pela equação (5.1), a razão entre a intensidade dos campos de anti-Stokes e Stokes está relacionada com a temperatura do local da interação. O pulso óptico possui um comprimento espacial associado a sua duração, isto é, as componentes Raman, estimuladas pelo pulso se relacionam com a temperatura do trecho de fibra compreendido pelo pulso de estímulo.

As componentes estimuladas e contra-propagantes ao pulso de estímulo, retornam em direção ao divisor de feixe, sendo então direcionadas para um dispositivo óptico capaz de separar espectralmente as componentes de interesse (por exemplo um monocromador).

Monitorando-se a intensidade óptica espalhada a partir do momento do lançamento do pulso de estímulo, é possível obter o perfil espacial dos campos de Stokes e anti-Stokes. A figura 5.2 exemplifica este processo, o pulso de bombeio é acoplado na fibra sensora na posição $z=0$, conforme o pulso se propaga ele estimula o aparecimento das componentes Raman, as quais se propagam em sentido oposto ao do pulso. O tempo, t , entre o acoplamento do pulso e o retorno da componente de interesse (Stokes ou anti-Stokes) esta diretamente relacionado com a distância, z , na qual o pulso estimulou as componentes Raman, isto é,

$$z \sim 2 \frac{c}{n} t \quad (5.7)$$

na qual n é o índice de refração do meio de propagação (sem considerar a diferença do comprimento de onda dos campos ópticos).

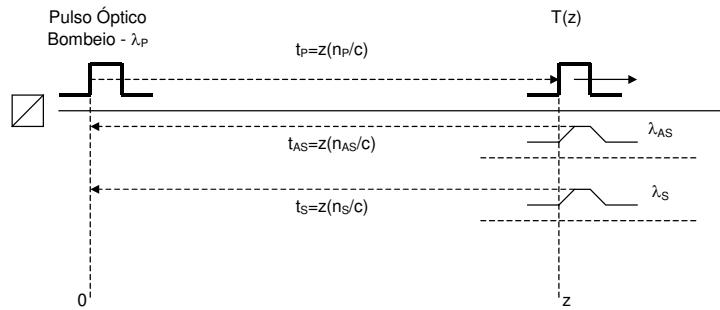


Figura 5.4: Exemplo do processo de medida.

Experimentalmente obtêm-se três sinais para serem utilizados na determinação do perfil de temperatura ao longo da fibra óptica sensora, são eles,

$P_{AS}^{med}(t)$ - Potência óptica do campo anti-Stokes

$P_S^{med}(t)$ - Potência óptica do campo de Stokes

$P_{SINC}^{med}(t)$ - Potência óptica do pulso de sincronismo no seu lançamento

O índice *med* define que os sinais acima são sinais experimentais e efetivamente monitorados pelo sistema sensor. Isto é importante para se avaliar determinados erros e limitações do sistema.

O sinal de sincronismo é utilizado apenas para definir o momento do lançamento dos pulsos de estímulo. Tal momento é utilizado para auxiliar a localização espacial das medidas de temperatura. Sem perda de rigor, é possível assumir por enquanto que a determinação deste momento inicial é isenta de erros e não afeta a performance do sistema.

Como já comentado anteriormente, a separação espectral existente entre os campos de Stokes e anti-Stokes é suficiente para que as conseqüentes diferenças no

índice de refração, ou no coeficiente de absorção, se tornem relevantes para a performance do sistema sensor [76-80].

A primeira análise a ser realizada se refere à determinação da posição espacial dos sinais ópticos detectados. A velocidade de propagação de um campo óptico depende do índice de refração do meio de propagação para o comprimento de onda do campo. A determinação da posição das medidas, no sensor Raman, deve levar em consideração esta dependência.

Fazendo referência à figura 5.2, o tempo necessário para propagação do pulso de bombeio até a posição z é tal que,

$$t_p = \frac{n(\lambda_p)}{c} z \quad (5.8)$$

o tempo necessário para que o campo de Stokes estimulado retorne pelo divisor de feixe será tal que,

$$t_s = \frac{n(\lambda_s)}{c} z \quad (5.9)$$

do mesmo modo, o tempo necessário para que o campo anti-Stokes retorne pelo divisor de feixe será tal que,

$$t_{AS} = \frac{n(\lambda_{AS})}{c} z \quad (5.10)$$

Com a diferença do índice de refração entre os campos de Stokes e anti-Stokes, pode-se observar uma defasagem temporal entre os campos detectados e gerados na mesma posição z . Assumindo uma fibra óptica com comprimento L , é possível verificar que o atraso entre os campos gerados no final da fibra é tal que,

$$t_{ATRASSO} = \frac{n(\lambda_{AS}) - n(\lambda_s)}{c} L \quad (5.11)$$

A figura 5.5 apresenta o comportamento deste atraso em função do comprimento de onda do campo de bombeio, para diferentes comprimentos de fibra. O índice de refração utilizado é o apresentado nas relações (5.4) e (5.5).

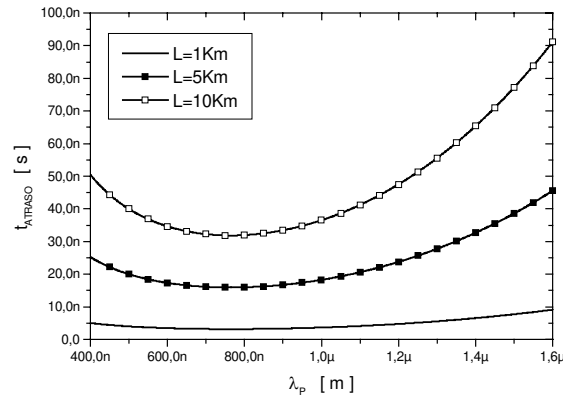


Figura 5.5: Atraso entre os campos ópticos retro-espalhados.

O atraso entre os campos ópticos de Stokes e anti-Stokes se torna relevante para comprimentos de fibra óptica maiores que $1Km$. Se o atraso não é compensado, ocorre um erro na determinação da temperatura, uma vez que utilizar-se-á valores para $P_{AS}^{med}(t)$ e $P_S^{med}(t)$ que não correspondem a mesma posição espacial. Além disso, um atraso de $10ns$ é equivalente a um atraso espacial de $1m$, isto representa um problema quando se deseja obter resoluções espaciais desta mesma magnitude em um comprimento da fibra óptica sensora maior que $1Km$.

A compensação é simples, porém leva a determinação isolada da posição espacial relativa ao campo de Stokes e ao campo anti-Stokes, isto é,

$$z_S = \frac{c}{[n(\lambda_p) + n(\lambda_S)]} t \quad (5.12)$$

$$z_{AS} = \frac{c}{[n(\lambda_p) + n(\lambda_{AS})]} t \quad (5.13)$$

na qual vale lembrar que t se refere ao tempo transcorrido entre o lançamento do pulso de estímulo e a detecção do campo em questão.

A utilização de digitalizadores de sinais, como osciloscópios digitais, permite o monitoramento de sinais de forma amostrada ao longo do tempo, desta forma para um mesmo valor de t , tem-se uma ligeira diferença entre z_S e z_{AS} , um modo de se compensar este problema é interpolar, ao longo de z , os sinais detectados de modo a obter sinais sincronizados espacialmente, evitando erros devido à diferença das posições espaciais.

Um último detalhe com relação à determinação da posição espacial das medidas, reside na variabilidade das constantes ópticas em fibras ópticas diferentes, implicando na necessidade de se obter experimentalmente uma estimativa para o índice de refração de cada um dos comprimentos de onda pertinentes ao sistema. O que pode ser feito de modo simples através da determinação do tempo de trânsito dos campos ópticos ao longo da fibra em questão.

A próxima análise se concentra nas consequências da atenuação óptica dos campos envolvidos no sensor Raman. Assim, retornando à figura 5.2, é útil observar que tanto o pulso de estímulo quanto os campos espalhados sofrem a ação da absorção óptica no meio de propagação. Isto é, o pulso de estímulo é atenuado no seu trajeto até a posição z e os campos espalhados também são atenuados no seu trajeto de retorno até a posição $z=0$. Assim, considerando que a razão (5.1) é válida no local da interação, pode-se verificar que os campos a serem detectados são tais que,

$$P_S^{med}(z) \propto \exp(-\alpha_p z) \exp(-\alpha_S z) \quad (5.14)$$

$$P_{AS}^{med}(z) \propto \exp(-\alpha_p z) \exp(-\alpha_{AS} z) R(T) \quad (5.15)$$

nas quais o tempo já foi convertido em posição espacial para facilitar a análise.

Desconsiderando a atenuação óptica, a temperatura em uma determinada posição z é obtida através da equação (5.1), isto é,

$$T_{NC}(z) = -\frac{h\nu_V}{k} \frac{1}{\ln \left[\left(\frac{\nu_S}{\nu_{AS}} \right)^4 \frac{P_{AS}^{med}(z)}{P_S^{med}(z)} \right]} \quad (5.16)$$

na qual $T_{NC}(z)$ é a temperatura determinada sem a compensação da diferença de atenuação óptica entre os campos de Stokes e anti-Stokes. Utilizando as equações (5.1), (5.14) e (5.15) é possível mostrar que na ausência da compensação da atenuação óptica, a equação (5.16) pode ser escrita como,

$$T_{NC}(z) = \frac{h\nu_V}{k} \frac{1}{\frac{h\nu_V}{kT(z)} - (\alpha_S - \alpha_{AS})z} \quad (5.17)$$

A figura 5.6 apresenta o desvio na medida da temperatura, causado por não se compensar a diferença entre a atenuação óptica dos campos de Stokes e anti-Stokes, em função do comprimento de onda do campo de bombeio. Utilizou-se a atenuação óptica apresentada na figura 5.2b. Os pontos se referem ao desvio encontrado para a temperatura da posição $z=L$ (a mais distante e mais afetada pela não compensação da atenuação).

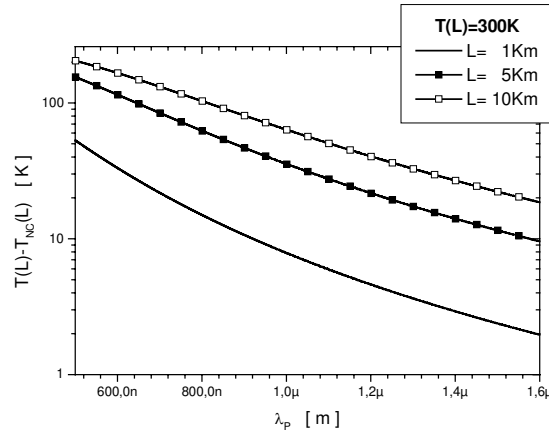


Figura 5.6: Desvio na determinação da temperatura sem compensação da diferença de atenuação óptica entre os campos espalhados.

Pode-se observar que mesmo para pequenos comprimentos, como $L=1Km$, a diferença entre as atenuações ópticas causa um erro não desprezível na determinação da temperatura. Mesmo operando com pulsos de estímulo na janela de menor absorção da fibra óptica ($\lambda_p \sim 1,5\mu m$) o erro causado é maior que $1^\circ C$ para um comprimento de $1Km$, comprimentos maiores pioram este erro o qual pode chegar a aproximadamente $22^\circ C$.

Assim, uma simples compensação pode diminuir o erro na determinação da temperatura causado pela diferença entre as atenuações ópticas dos campos de Stokes e anti-Stokes. Uma expressão para esta compensação seria tal que,

$$T_c(z) = -\frac{h\nu_V}{k} \frac{1}{\ln \left[K_{ATT}(z) \left(\frac{\nu_S}{\nu_{AS}} \right)^4 \frac{P_{AS}^{med}(z)}{P_S^{med}(z)} \right]} \quad (5.18)$$

na qual $T_c(z)$ é a temperatura determinada utilizando a compensação do coeficiente K_{ATT} ,

$$K_{ATT}(z) = \frac{\exp(-\alpha_S z)}{\exp(-\alpha_{AS} z)} \quad (5.19)$$

Na prática o coeficiente $K_{ATT}(z)$ é uma função que deve ser determinada experimentalmente para cada diferente fibra utilizada pelo sistema sensor.

Por fim, analisa-se um terceiro e último fator capaz de afetar o desempenho do sistema sensor Raman, tal fator está diretamente relacionado com variações aleatórias do comprimento de onda de emissão do campo óptico de bombeio.

É possível mostrar que os comprimentos de onda dos campos de Stokes e anti-Stokes dependem do comprimento de onda do campo de bombeio, da seguinte forma,

$$\lambda_S = \frac{c}{\frac{c}{\lambda_p} - \nu_V} \quad (5.20)$$

$$\lambda_{AS} = \frac{c}{\frac{c}{\lambda_p} + \nu_V} \quad (5.21)$$

Variações em λ_p acarretam variações nos comprimentos de onda de Stokes e anti-Stokes. Estas variações influenciam o sistema sensor de diversas formas. Por exemplo, o monocromador é utilizado como um filtro, capaz de permitir a apenas a observação da potência óptica associada com o comprimento de onda selecionado, assim uma variação em λ_p poderia fazer com a luz selecionada pelo monocromador não corresponda com os picos de emissão do espalhamento Raman, causando um erro na determinação das potências ópticas de interesse e, conseqüentemente, na determinação da temperatura ao longo da fibra sensora.

A variação do comprimento de onda de emissão da fonte de bombeio é um fator importante principalmente quando se utiliza como fonte laser, deste campo, diodos laser pulsados. Nestes dispositivos, variações na temperatura de operação, podem afetar significativamente o comprimento de onda emitido [76,81].

Este erro pode ser minimizado utilizando uma estabilização ativa do comprimento de onda de emissão da fonte laser, utilizada na geração do campo de bombeio, ou então através de algum método capaz de compensar, durante as medidas, as variações em λ_p .

5.3 Auto-calibração do sistema sensor Raman

Um método passível de ser utilizado na compensação dos diversos fatores citados na seção anterior, é a inclusão de uma região de referência ao longo da fibra óptica sensora. A figura 5.7 apresenta a configuração do sistema sensor Raman na qual um trecho da fibra óptica sensora é mantido a uma temperatura estável.

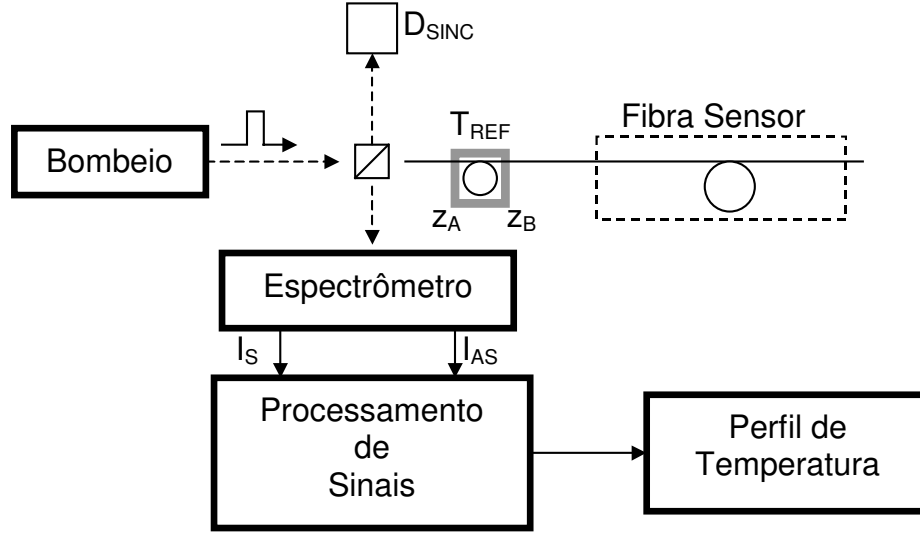


Figura 5.7: Configuração básica para um sistema sensor Raman auto-calibrado.

Tal região, mantida a uma temperatura constante e em uma posição conhecida, permite a obtenção de informações suficientes para se implementar um procedimento de autocalibração para o sistema sensor Raman.

Considerando que a região de referência se encontra posicionada entre os pontos z_A e z_B , e é mantida a uma temperatura constante T_{REF} é possível mostrar, com base na equação (5.18) que nos extremos,

$$T_{AC}(z_A) = T_{REF} = - \frac{1}{\ln \left[K_{AC}(z_A) \frac{P_{AS}^{med}(z_A)}{P_S^{med}(z_A)} \right]} \quad (5.22)$$

$$T_{AC}(z_B) = T_{REF} = - \frac{1}{\ln \left[K_{AC}(z_B) \frac{P_{AS}^{med}(z_B)}{P_S^{med}(z_B)} \right]} \quad (5.23)$$

na qual o índice AC denota auto-calibração. O coeficiente de calibração, K_{AC} , depende da posição espacial devido à diferença da atenuação óptica sentida pelos campos de Stokes e anti-Stokes.

Ao mínimo duas posições espaciais, os extremos da região de referência, estão disponíveis para permitir uma estimativa da função $K_{AC}(z)$. Utilizando as equações (5.22) e (5.23) tem-se que,

$$K_{AC}(z_A) = \frac{P_S^{med}(z_A)}{P_{AS}^{med}(z_A)} \exp \left(- \frac{1}{T_{REF}} \right) \quad (5.24)$$

$$K_{AC}(z_B) = \frac{P_S^{med}(z_B)}{P_{AS}^{med}(z_B)} \exp \left(- \frac{1}{T_{REF}} \right) \quad (5.25)$$

Pode-se assumir a seguinte forma funcional para o coeficiente de auto-calibração,

$$K_{AC}(z) = K_0 \exp(K_1 z) \quad (5.26)$$

na qual os coeficientes K_0 e K_1 podem ser estimados utilizando as relações (5.24) e (5.25) em conjunto com (5.26), assim,

$$K_1 = \frac{1}{(z_A - z_B)} \ln \left[\frac{P_{AS}^{med}(z_A) P_S^{med}(z_B)}{P_{AS}^{med}(z_B) P_S^{med}(z_A)} \right] \quad (5.27)$$

$$K_0 = \frac{K_{AC}(z_A) + K_{AC}(z_B)}{\exp(K_1 z_A) + \exp(K_1 z_B)} \quad (5.28)$$

Sabe-se que a intensidade do campo de Stokes é muito pouco sensível à temperatura. Assim, seu perfil espacial praticamente não se modifica ao longo da fibra óptica sensora como consequência da distribuição de temperatura. Esta observação é extremamente importante pois, uma vez que $P_S^{med}(z_A)$ e $P_S^{med}(z_B)$ são constantes, pode-se eliminar o monitoramento do campo de Stokes de tal modo que a temperatura pode ser determinada pela nova relação,

$$T_{AC}(z) = -\frac{1}{\ln[K_{AC}(z) P_{AS}^{med}(z)]} \quad (5.29)$$

na qual $K_{AC}(z)$ ainda é descrito pela função (5.26), porém com o coeficiente K_1 definido como,

$$K_1 = \frac{1}{(z_A - z_B)} \ln \left[\frac{P_{AS}^{med}(z_A)}{P_{AS}^{med}(z_B)} \right] \quad (5.30)$$

O monitoramento apenas do campo anti-Stokes diminui o tempo necessário para a realização das medidas e elimina a necessidade de separar, no espectro, duas componentes ópticas distintas (diminuindo o custo total do sistema).

A auto-calibração também elimina variações secundárias que podem afetar o desempenho do sistema, através da variação das constantes ópticas da fibra. Como exemplo pode-se citar o envelhecimento da fibra, a operação da fibra em locais agressivos com a presença de radiação nuclear, etc.

Embora não tenha sido comentado até agora, a atenuação óptica possui uma ligeira dependência com a temperatura da fibra óptica, tal dependência pode causar pequenos desvios em relação ao modelo utilizado até agora (na qual assume-se a atenuação óptica constante com a temperatura). No entanto, os desvios não comprometem as medidas de temperatura, as quais se mantêm dentro da resolução típica de um sensor Raman, $\pm 1^\circ C$. Algumas patentes comportam soluções capazes de compensar estes desvios, utilizando métodos computacionais iterativos, de modo a inferir a variação da atenuação óptica.

A solução mais simples consiste em monitorar o espalhamento Rayleigh, o qual contém informações sobre o perfil da atenuação óptica ao longo da fibra sensora, e utilizando este perfil realizar as devidas correções para compensar as diferenças de atenuação óptica.

5.4 Observação experimental do espalhamento Raman espontâneo

A figura 5.8 apresenta a configuração experimental utilizada para observar a ocorrência do espalhamento Raman espontâneo, no sentido direto, em uma fibra óptica monomodo, tipo SMF28, com comprimento de onda de corte em $1064nm$ e diâmetro de $9\mu m$.

Os pulsos ópticos de bombeio foram gerados por um laser de vapor de Cobre, emitindo em $510nm$ (luz verde no espectro visível) e $578nm$ (luz amarela no espectro visível). Esta fonte laser gera pulsos de luz com duração fixa de $40ns$ e uma taxa de repetição de aproximadamente $10kHz$, a potência óptica máxima de um pulso pode alcançar $30kW$. O diâmetro do feixe de luz emitido é de aproximadamente $3cm$. Uma íris diminui o diâmetro do feixe, já colimado, antes que este incida na lente responsável por acoplar o feixe na fibra óptica.

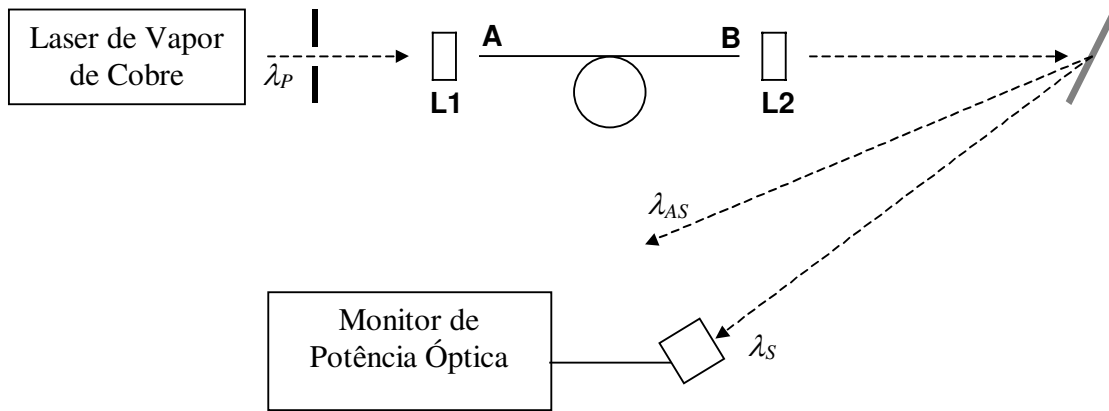


Figura 5.8: Configuração experimental para observação do espalhamento Raman direto.

Para acoplar o campo de bombeio na fibra óptica, utilizou-se uma objetiva Newport M-5X, com $f_L \sim 25,4mm$ e $NA=0.1$.

O comprimento da fibra óptica utilizada foi de aproximadamente $20m$. A observação da luz emergindo na extremidade B não foi realizada no mesmo laboratório onde se encontrava o laser de vapor de cobre. A potência média do feixe óptico antes deste passar pela lente L1 é aproximadamente $4W$, o que implica em pulsos com uma potência máxima de $10kW$.

A potência óptica saindo pela porta B foi medida como sendo aproximadamente $40mW$, equivalente a pulsos com uma potência máxima de $100W$. A elevada perda observada é justificada por dois fatores principais, o primeiro constitui a elevada atenuação óptica para comprimentos de onda no visível e o segundo se deve às perdas no acoplamento da luz na fibra óptica.

Para o comprimento de onda emitido pelo laser de vapor de cobre, um valor aproximado para a atenuação óptica seria, $\alpha(510nm) \sim 0,002m^{-1}$. Ao longo de $20m$ de propagação, o campo óptico sofre uma atenuação equivalente a 4% .

No acoplamento da luz na fibra óptica, as perdas são devidas primariamente aos erros de alinhamento, entre o foco de luz e o núcleo da fibra óptica; secundariamente, a interface fibra/ar apresenta uma perda por reflexão de aproximadamente 2% ; por fim, a imagem focal da lente utilizada pode possuir um diâmetro maior que o núcleo da fibra,

acarretando uma perda pela limitação da área luminosa efetivamente acoplada. Em geral, as perdas por acoplamento espacial, em fibras monomodo, são maiores que 50%.

A luz emergindo pela extremidade B da fibra óptica, foi colimada com o auxílio de uma lente Newport M-5X (igual a lente utilizada para o acoplamento). O feixe colimado foi direcionado a uma grade de difração refletiva, Jobin-Yvon 524-03-070, com 2400linhas/mm. A grade de difração foi montada sobre um suporte de rotação com precisão de $1'$. O feixe difratado foi observado com o auxílio de um detector óptico não calibrado, cuja posição se manteve fixa durante as medidas.

A figura 5.9a apresenta uma foto da luz difratada na ausência do efeito Raman, nota-se apenas a presença das componentes de emissão do laser de bombeio. Com a ocorrência do efeito Raman, figura 5.9b, diversas componentes espectrais aparecem não somente em função do efeito Raman, como também em função do *Four Wave Mixing*, que representa a interação paramétrica entre dois ou mais campos presentes no meio de propagação [14]. A inclinação observada é devido ao ângulo, da câmera, no qual as fotos foram realizadas.

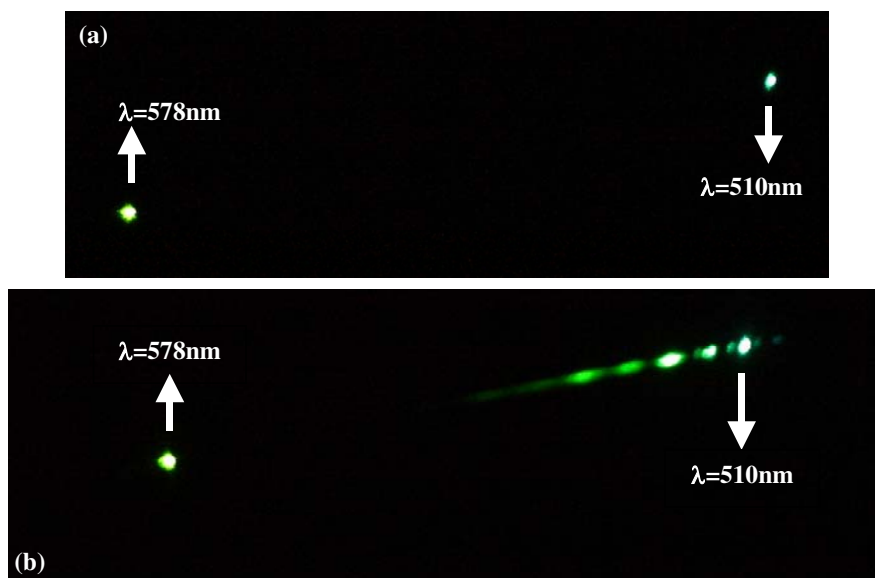


Figura 5.9: (a) Foto dos campos difratados sem a ocorrência do espalhamento Raman. (b) Foto da luz difratada com a ocorrência do efeito Raman.

Com a rotação da grade de difração diferentes comprimentos de onda são direcionados ao detector. Assumindo uma relação aproximadamente linear entre o ângulo de rotação e o comprimento de onda selecionado, pode-se utilizar a localização das duas linhas de emissão do laser de vapor de cobre para calibrar o comprimento de onda das medidas realizadas.

A figura 5.10 apresenta o espectro da luz emergindo na extremidade B da fibra óptica, na ocorrência do espalhamento Raman espontâneo. Pode-se notar a presença de diversas componentes espectrais além das raias de emissão do laser de vapor de cobre. Além disso, o espectro apresentado mostra uma quantidade substancialmente maior de componentes espectrais que a observada na figura 5.9b, isto pois o acoplamento do feixe na fibra óptica maximizou a potência de inserção do campo de bombeio, levando a ocorrência em maior intensidade do efeito Raman.

A figura 5.10 destaca as componentes da luz de bombeio e os respectivos campos de Stokes estimulados pela ocorrência do efeito Raman. Em relação à linha de emissão

no amarelo, $\lambda=578nm$, pode-se observar também o aparecimento da componente anti-Stokes. A tabela 5.1 resume as componentes espectrais relevantes.

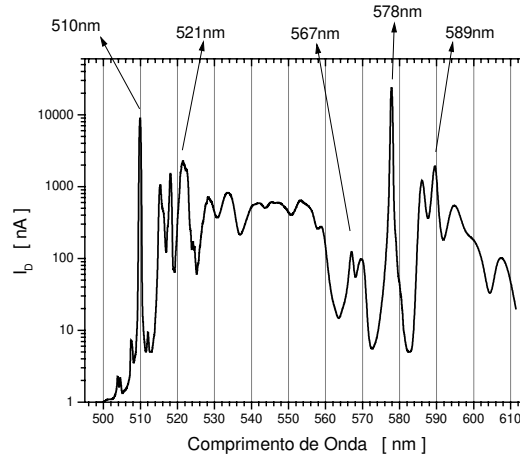


Figura 5.10: Espectro experimental do espalhamento Raman direto.

Bombeio	Stokes	Anti-Stokes
$\lambda_p = 510nm$	521nm	-X-X-X-
$\lambda_p = 578nm$	589nm	567nm

Tabela 5.1

A seguinte expressão permite estimar a frequência de ressonância Raman,

$$\nu_R = c \left(\frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_s} \right) \quad (5.31)$$

Assim, utilizando o campo de Stokes relativo à componente $\lambda_p = 510nm$, é possível estimar que a frequência de ressonância Raman da fibra óptica utilizada é aproximadamente igual à 12,4THz.

Capítulo 6

Conclusão

O presente trabalho objetivou a pesquisa aplicada na área de sensores distribuídos, utilizando efeitos não lineares em fibras ópticas, visando a sua utilização em estruturas inteligentes. O tema da pesquisa se constitui em uma linha de pesquisa ativa nas instituições envolvidas com o trabalho e representa uma área de estudo rica em aplicações estratégicas com alto valor agregado, tanto tecnologicamente quanto comercialmente.

O principal conceito envolvido na tecnologia proposta reside na utilização de uma característica intrínseca da fibra óptica, no caso o efeito óptico não-linear, para inferir indiretamente a distribuição espacial da grandeza de interesse ao longo da fibra óptica. Deve-se observar a ausência da construção de qualquer dispositivo sensor individual e a total liberdade de se espalhar/anexar a fibra sensora, com comprimentos superiores a 2km, a uma estrutura que se deseje monitorar.

Dois efeitos ópticos não lineares foram escolhidos para o estudo, o espalhamento Brillouin estimulado e o espalhamento Raman espontâneo. Ambos efeitos já são objeto de estudo na literatura pertinente e constituem alternativas viáveis para o desenvolvimento dos sensores propostos.

O efeito Brillouin possui características que o torna sensível tanto à temperatura quanto à deformação mecânica do meio de interação. Tal sensibilidade é comum para ambas grandezas, de tal modo que uma variação em uma grandeza pode ser confundida com a variação da outra grandeza. Para que este efeito torne-se útil, é necessário um método capaz de isolar a medida de pelo menos uma das grandezas, permitindo a determinação da outra. Precisamente neste ponto, propõe-se o uso do efeito Raman, o qual apresenta características que o torna sensível apenas à temperatura absoluta do meio de interação. Assim, o efeito Raman permitiria a obtenção da temperatura e estas medidas, quando combinado com as obtidas pelo efeito Brillouin, possibilitariam a determinação da deformação mecânica do meio de interação.

As diferenças de cada um dos efeitos representa um obstáculo para a integração de ambos em uma mesma fibra óptica sensora. Este trabalho procurou não só apresentar contribuições para o desenvolvimento da tecnologia proposta, mas também indicar direções para a continuidade das pesquisas na área. Neste sentido, acredita-se que a presente tese desempenhou sua função corretamente.

Esta conclusão se inicia com uma proposta de configuração experimental para o desenvolvimento de um sistema sensor utilizando ambos efeitos ópticos não-lineares. Segue-se então uma revisão crítica dos resultados obtidos, terminando com uma série de sugestões para a continuidade da pesquisa.

6.1 Proposta para um sistema sensor híbrido: Brillouin/Raman

Esta seção apresenta uma série de propostas para a implementação experimental do sistema sensor utilizando simultaneamente os efeitos Raman e Brillouin. Tal sistema explora as características de cada efeito, para realizar a medida

simultânea da temperatura e da deformação mecânica distribuídas ao longo de uma mesma fibra óptica sensora.

Como já comentado anteriormente, a utilização dos dois efeitos em um mesmo circuito óptico é necessária para eliminar o acoplamento de sensibilidades, temperatura/deformação, do efeito Brillouin através da medida independente de temperatura realizada pelo efeito Raman.

Como ambos efeitos irão ocorrer em uma mesma fibra óptica sensora, é interessante selecionar os comprimentos de onda de operação de tal forma que não ocorra sobreposição de campos e conseqüente interferência entre os efeitos. Ainda mais, com a diferença no comprimento de onda utilizado por cada efeito, apresenta-se uma dificuldade quanto à disponibilidade de componentes ópticos em fibra capazes de operar nos comprimentos de onda selecionados. Para solucionar este problema, optou-se pela operação dos dois sistemas sensores (Raman/Brillouin) operando em extremidades oposta de uma mesma fibra óptica sensora.

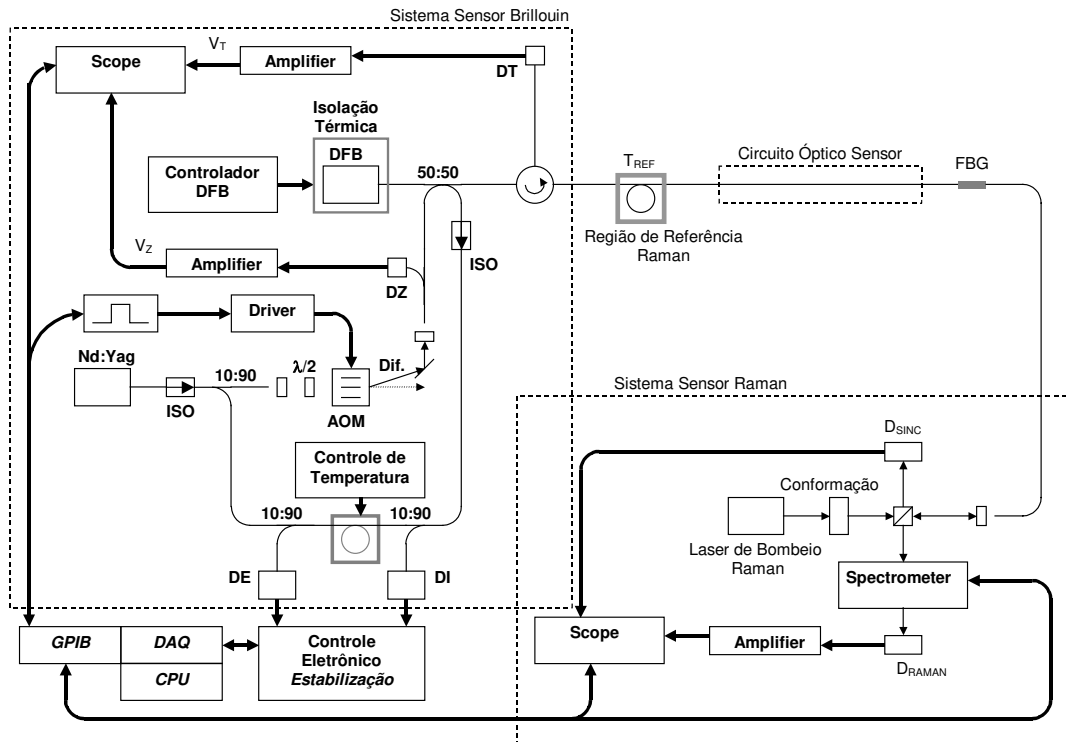


Figura 6.1: Primeira proposta para um sistema sensor híbrido Brillouin/Raman.

A figura 6.1 apresenta um primeiro arranjo experimental, no qual o sistema sensor Brillouin é implementado utilizando a configuração de ponta única, proposta na seção 4.5. O sistema sensor Raman não apresenta grandes diferenças em relação à configuração básica apresentada na figura 5.3. O arranjo experimental da figura 6.1 representa uma consequência direta dos trabalhos experimentais desenvolvidos, uma vez que praticamente todos os componentes apresentados já foram utilizados anteriormente.

No sistema sensor Raman deve-se destacar um estágio de conformação do feixe óptico proveniente do laser de Bombeio, tal estágio é responsável pela colimação e filtragem espacial do feixe de Bombeio, antes deste ser acoplado na fibra óptica. Um

divisor de feixe, não polarizador, é necessário para permitir a observação do lançamento do pulso de estímulo e para a observação dos campos espalhados. Um espectrômetro, controlável por computador, realizada a seleção do campo espalhado será observado pelo detector D_{RAMAN} .

A fonte laser responsável pela geração do campo de bombeio no sistema sensor Raman deve ser capaz de emitir pulsos com potência óptica suficiente para excitação do efeito. A primeira escolha para esta fonte seria a utilização do laser de vapor de cobre, porém o comprimento de onda de emissão desta fonte é desvantajoso para o sistema sensor devido à elevada atenuação da fibra óptica na região visível do espectro.

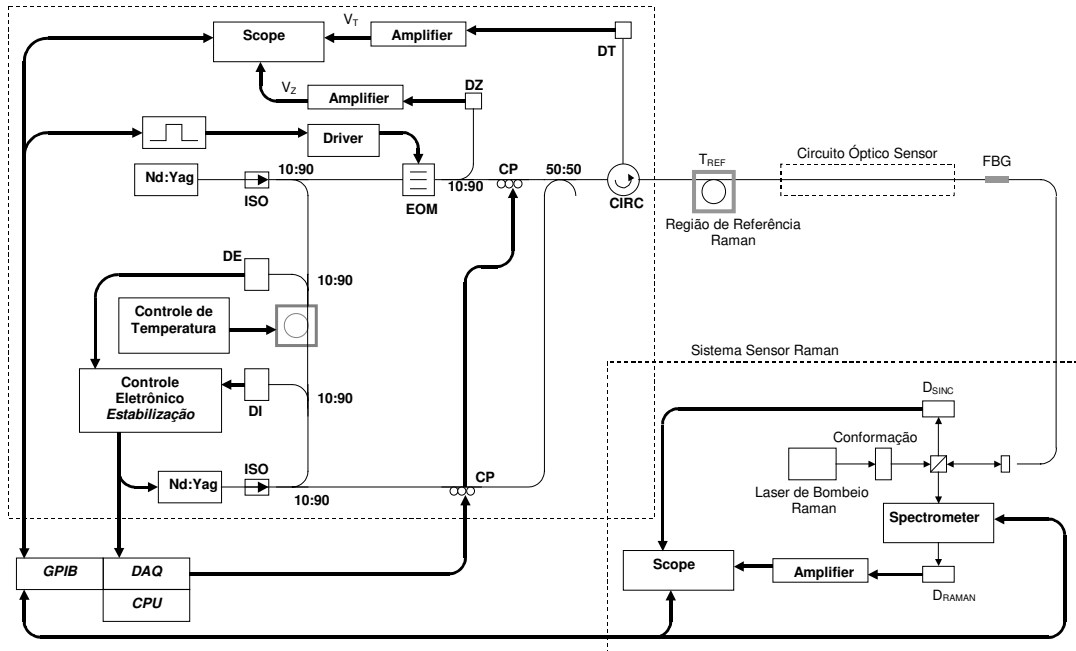


Figura 6.2: Segunda proposta para o sistema sensor híbrido Brillouin/Raman.

A figura 6.2 apresenta a proposta para uma nova configuração experimental do sistema sensor híbrido. Esta nova configuração possui alterações tanto no bloco sensor Brillouin, quanto no bloco sensor Raman, as quais visam melhorar a qualidade das medidas obtidas.

No sistema sensor Brillouin, sugere-se a utilização de duas fontes laser baseadas em cavidades ressonantes de Nd:Yag, uma vez que a estabilidade na frequência de emissão destas fontes é substancialmente maior que a obtida com o uso de diodos laser. A potência de emissão destas fontes também é substancialmente maior, permitindo isolar o circuito óptico de estabilização do arranjo gerador dos pulsos de estímulo. A configuração também propõe a utilização de um modulador eletro-óptico, acoplado em fibra, para a geração dos pulsos de estímulo, evitando a necessidade do acoplamento espacial em torno do AOM. Por fim, o estado de polarização relativa, entre os campos ópticos interagentes, é alterado pela utilização de controladores de polarização eletro-ópticos.

No sistema sensor Raman, sugere-se a utilização de uma montagem única para o acoplamento dos pulsos de estímulo e separação do campo anti-Stokes. Tal montagem tem por objetivo diminuir as perdas ópticas observadas com a utilização do divisor de feixe óptico.

Uma proposta simples para este novo subsistema do sensor Raman é apresentada na figura 6.3. Um prisma eqüilátero é utilizado como um elemento capaz de realizar simultaneamente as tarefas de acoplamento do pulso de bombeio, separação do feixe de sincronismo e separação dos campos espalhados. As perdas ópticas majoritárias estão associadas com a reflexão dos campos nas interfaces ar/vidro do prisma.

O ângulo de entrada, θ_{IN} , é tal que o campo anti-Stokes, retornando da fibra óptica, sofre uma reflexão interna total permitindo a alteração do seu trajeto, e eliminando o pequeno desvio angular causado pela dispersão do prisma em relação ao campo óptico de bombeio. O feixe de sincronismo é obtido pela reflexão dos pulsos de estímulo na primeira interface encontrada pela luz proveniente do laser de bombeio.

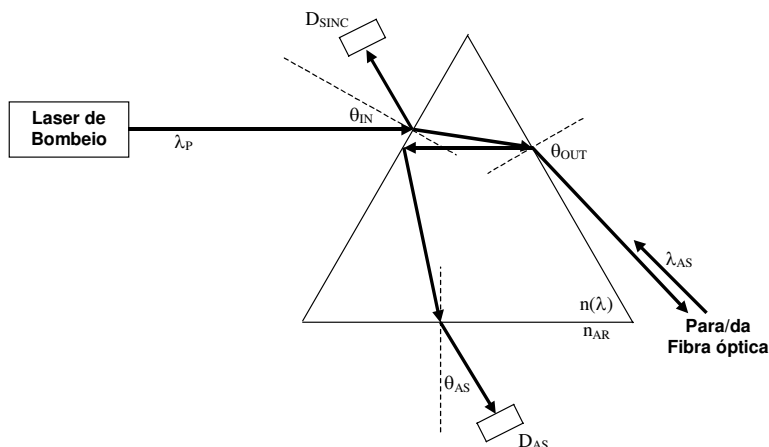


Figura 6.3: Proposta para separação dos campos espalhados pelo efeito Raman sem a utilização de um divisor de feixe e sem a necessidade de um monocromador.

A terceira proposta, apresentada na figura 6.4, incorpora um sistema sensor adicional, baseado na utilização da tecnologia de grades de Bragg em fibras ópticas. Esta nova configuração permite a operação conjunta das três tecnologias mais difundidas atualmente para o desenvolvimento de sensores distribuídos para aplicação no monitoramento de estruturas e processos.

Esta fusão de tecnologias só foi possível com o desenvolvimento dos demultiplexadores de comprimento de onda (*WDM – Wavelength Demultiplexer*), dispositivos que surgiram para possibilitar não somente o compartilhamento das janelas de 1300nm e 1550nm, como também para possibilitar o desenvolvimento dos amplificadores ópticos baseados em fibras dopadas com Érbio.

As grades de Bragg em fibra já foram comentadas na seção 4.5, no qual se abordou seu uso como um elemento difrativo, que permitiu o desenvolvimento da topologia de ponta única do sistema sensor Brillouin. Sensores baseados nas FBGs operam com base na alteração, em função da temperatura ou deformação mecânica, do comprimento de onda de sintonia da grade. Diversos trabalhos abordam com detalhes as características destes dispositivos, assim não há o interesse aqui em se realizar este detalhamento. É importante ressaltar que as FBGs apresentam uma excelente performance enquanto sensores, principalmente no quesito resolução das medidas, sendo sua principal desvantagem, para aplicações em grandes estruturas, o fato de se caracterizarem como sensores individuais, os quais devem ser construídos ou emendados ao longo da fibra óptica que compõe o circuito óptico sensor.

De modo geral, um sensor baseado em FBGs deve ser capaz de determinar a variação no comprimento de onda referente ao pico de reflexão associado com a grade em questão. O sistema sensor mais simples consiste na utilização de uma fonte óptica com grande largura espectral (tipicamente um diodo superluminescente, SLD), a luz desta fonte se propaga pela fibra, sendo então refletida parcialmente pelas FBGs que realizam as medidas de interesse. A luz refletida retorna pela fibra e é monitorada por um analisador de espectro óptico o qual determina se houve variação no comprimento de onda refletido pelas grades.

Convém definir claramente as janelas de comprimento de onda, nas quais cada uma das tecnologias irá trabalhar. Na configuração proposta, o sistema sensor Brillouin opera na janela de 1320nm, o sistema sensor FBG opera na janela de 1550nm e o sistema sensor Raman pode operar na região de 800nm à 1100nm (dependendo da fonte de bombeio utilizada).

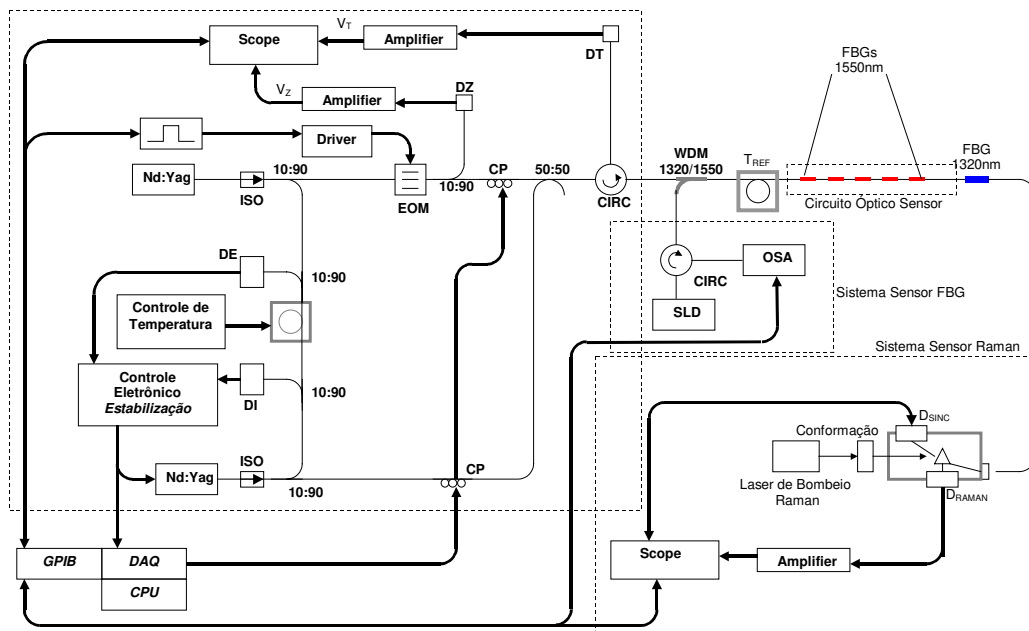


Figura 6.4: Proposta de um sistema sensor utilizando os efeitos Brillouin e Raman para medidas distribuídas juntamente com FBGs para a realização de medidas quase-distribuídas.

A fusão de tecnologias, no sistema apresentado na figura 6.4, não é imune à limitações técnicas. Como cada FBG é um componente sensor individual, construído em fibra, seu posicionamento ao longo do circuito óptico sensor é realizado através de conectores ou emendas, que acarretam perdas para os campos ópticos que compartilham a fibra sensora. Outra limitação, relacionada às FBGs, reside na sua capacidade de multiplexação, a qual depende da região espectral disponível para se alocar o conjunto de elementos sensores, uma vez que cada grade necessita de uma região própria de operação, a fim de evitar a interferência de medidas entre as diversas grades de Bragg.

Tendo em vista que um sistema como o apresentado na figura 6.4 ainda não foi implementado experimentalmente, torna-se difícil estimar uma relação entre a degradação da performance nos sensores Brillouin e Raman como consequência do número de elementos sensores utilizados no sistema FBG.

As três configurações apresentadas refletem o que seria a continuidade natural dos trabalhos desta pesquisa. A concepção do sistema apresentado na figura 6.4

consolida a idéia inicial deste trabalho, o desenvolvimento de um sistema sensor capaz de utilizar a ocorrência simultânea dos efeitos Brillouin e Raman em um mesmo circuito óptico sensor; mais do que isso o sistema da figura 6.4 inclui a utilização de elementos sensores individuais baseados em grades de Bragg em fibra óptica.

6.2 Revisão dos resultados

O primeiro capítulo deste trabalho apresentou uma revisão dos conceitos básicos envolvidos no desenvolvimento de sensores distribuídos utilizando os efeitos ópticos não lineares conhecidos como espalhamento Brillouin estimulado e espalhamento Raman espontâneo, ocorrendo em fibras ópticas.

A teoria, relativa aos efeitos estudados, está apresentada nos Apêndices A e B. A abordagem empregada privilegia o aspecto eletromagnético, em particular a teoria de acoplamento de campos, para a descrição dos efeitos.

No Apêndice A, conceitos simples da física quântica foram utilizados para apresentar a origem do efeito Raman e obter a dependência deste efeito com a temperatura do meio de interação. Mostra-se como o acoplamento entre o campo de bombeio e de Stokes resulta na amplificação deste último. O aparecimento do campo anti-Stokes é descrito como uma consequência natural da interação dos campos de bombeio e de Stokes. Discute-se sobre a guiagem do campo anti-Stokes, em função da regra de seleção para a emissão espontânea dos campos espalhados. Termina-se comentando a potência de limiar, necessária para a observação do espalhamento Raman estimulado.

No Apêndice B, diversos aspectos relativos ao efeito Brillouin são apresentados do ponto de vista teórico. Utilizando a teoria eletromagnética, obtém-se uma expressão para a distribuição espectral do ganho Brillouin. A partir deste parâmetro, discute-se tanto o limiar da potência óptica de bombeio, para observação do efeito Brillouin, quanto a depleção do campo de bombeio. Termina-se apresentando a dependência do desvio Brillouin de frequência com a temperatura e a deformação mecânica do meio de interação, juntamente com o sistema de equações diferenciais que descreve o comportamento dinâmico do efeito.

O Capítulo 2, apresenta resultados básicos relativos à caracterização experimental do efeito Brillouin ocorrendo em fibras ópticas monomodo. Apresentam-se resultados tanto para o espalhamento Brillouin espontâneo quanto para o espalhamento Brillouin estimulado. Duas experiências devem ser destacadas por utilizarem montagens novas, a estimativa da largura espectral do campo espontâneo de Stokes (seção 2.1.1) e a observação da dependência do desvio Brillouin de frequência com a temperatura da fibra óptica (seção 2.3). O Capítulo 2 também faz referência aos Apêndices C e D. O Apêndice C compila uma série de informações experimentais acerca das fontes laser utilizadas no sistema sensor Brillouin. O Apêndice D, apresenta uma rápida discussão sobre a largura espectral do campo de Stokes gerado espontaneamente, tal discussão subsidia a interpretação dos resultados experimentais da seção 2.1.1.

Um dos principais desafios técnicos relativos ao desenvolvimento de um sistema sensor Brillouin, consiste na varredura da diferença de frequência óptica entre os dois campos interagentes. Em geral, as técnicas utilizadas para a realização deste procedimento são muito dispendiosas, por utilizarem componentes eletrônicos operando em microondas. O Capítulo 3, apresenta a proposta de uma nova técnica capaz de realizar tanto a varredura quanto a estabilização da diferença de frequência óptica entre os dois campos interagentes. A técnica proposta é simples, pouco dispendiosa e

inovadora. Como ressaltado ao longo do Capítulo 3, a técnica se baseia na utilização do próprio efeito Brillouin para realizar a estabilização/varredura da diferença de frequência óptica entre os campos interagentes. Os resultados obtidos se mostraram compatíveis com os necessários para a implementação de um sensor distribuído utilizando o efeito Brillouin.

O Capítulo 4 apresenta resultados relativos ao sistema sensor Brillouin. O capítulo inicia apresentando a análise Brillouin no domínio do tempo. Na sequência, duas configurações ópticas para o sistema sensor são apresentadas. Na primeira configuração, as duas extremidades da fibra óptica sensora são utilizadas para a inserção dos campos interagentes. Tal configuração é utilizada para discutir diversos aspectos do sensor Brillouin: modo de operação, polarização relativa, resolução espacial, qualidade do sinal detectado, etc. Na segunda configuração, apenas uma das extremidades da fibra óptica sensora é utilizada para a inserção dos campos interagentes. Nesta configuração, utiliza-se uma grade de Bragg em fibra óptica como um elemento refletor na extremidade livre. O Capítulo 4 referencia o Apêndice E no qual se apresentam as características do modulador acusto-óptico utilizado para a geração dos pulsos de estímulo no sensor Brillouin.

Quando o Capítulo 4 discute a questão da qualidade do sinal detectado para a análise BOTDA, referencia-se o Apêndice F, o qual apresenta o projeto de um detector dedicado à observação do sinal óptico que carrega a informação relevante para a análise BOTDA.

Uma contribuição importante, presente no Capítulo 4, é a proposta para uma técnica de processamento de sinal capaz de melhorar a resolução espacial do sistema sensor Brillouin sem a necessidade de se diminuir a largura dos pulsos de estímulo. Esta técnica obtém a resposta aproximada do sensor, para um pulso com duração equivalente à diferença das durações de dois pulsos longos. Embora seja apenas uma proposta, a técnica mostrou resultados que incentivam a continuidade do seu estudo.

Uma última contribuição apresentada no Capítulo 4 é a configuração de ponta única para o sistema sensor Brillouin. A configuração implementada é mais simples que a proposta na literatura [69], pois utiliza um elemento refletor de baixo custo e disponível em fibra óptica, evitando qualquer tipo de acoplamento espacial. Além disso, a configuração de ponta única é necessária para permitir a integração, em um mesmo circuito óptico sensor, com o sistema sensor Raman.

O Capítulo 5 apresenta uma série de aspectos relevantes para o desenvolvimento do sistema sensor Raman. Discute-se como a separação espectral dos campos espalhados afeta a determinação do perfil espacial de temperatura ao longo da fibra sensora, também são apresentadas técnicas para compensar os efeitos desta separação espectral. O Capítulo 5 termina apresentando a observação experimental do espalhamento Raman espontâneo em sentido direto.

6.3 Propostas para trabalhos futuros

A tese apresentada aborda uma quantidade abrangente de competências tecnológicas, necessárias para a obtenção do sistema sensor híbrido Brillouin/Raman. No entanto, ainda é possível enumerar uma série de questões importantes para a continuidade das pesquisas, por exemplo:

- Novas técnicas para a estabilização da diferença de frequência óptica entre dois campos ópticos;

- Detectores ópticos dedicados ao sistema sensor Brillouin;
- Técnicas para o processamento de sinais do sistema sensor Brillouin;
- Controle da polarização relativa entre dois campos ópticos;
- Novas técnicas de interrogação espacial para o sistema sensor Brillouin;
- Acoplamento/Separação Espectral – Campos ópticos do sistema sensor Raman;
- Auto-Calibração do sistema sensor Raman; e
- Inclusão de sensores baseados em FBG no sistema sensor híbrido.

Também é possível enumerar questões em áreas correlatas às estudadas, como por exemplo:

- Laser Brillouin em fibra óptica – cavidade “fechada” utilizando FBGs; e
- Laser Raman utilizando uma fibra óptica como meio de ganho – Fonte de bombeio externa.

6.4 Sobre a pesquisa

A presente pesquisa se dedicou a consolidar, através de resultados experimentais, uma base de informações capazes de conduzir e orientar a continuidade deste tema de pesquisa nas instituições nas quais foi desenvolvida.

A grande quantidade de resultados experimentais apresentados, reflete o amplo espectro de competências envolvidas com o tema abordado. Neste sentido, supõe-se que esta tese foi capaz de compilar de modo útil estas competências.

Infelizmente, a atividade experimental nem sempre é tão previsível quanto a teórica; assim, nem todos os resultados desejados foram alcançados, seja pela falta de poucos, mas críticos, recursos experimentais, ou pelo término do tempo definido para a finalização do programa de doutoramento.

No entanto, com a continuidade da linha de pesquisa, tem-se certeza de que as propostas aqui apresentadas serão efetivamente implementadas e, mais do que isso, aperfeiçoadas.

Podem ser identificadas quatro contribuições importantes oriundas desta pesquisa, primeiramente o desenvolvimento de uma técnica capaz de estabilizar a diferença de frequência entre dois campos ópticos, a qual foi fundamental para viabilizar a implementação do sistema sensor Brillouin. A segunda contribuição reside na técnica de processamento de sinais proposta para aumentar a resolução espacial do sensor Brillouin, sem a necessidade de utilizar pulsos de curta duração. A terceira contribuição consiste na topologia de ponta única para o sensor Brillouin, utilizando uma grade de Bragg em fibra óptica como elemento refletor. Por fim, a quarta contribuição é a topologia proposta para o sistema sensor híbrido Raman/Brillouin/FBG, a qual integra três diferentes tecnologias em um mesmo circuito óptico sensor.

A tese contribuiu para o desenvolvimento da área de pesquisa nas Instituições envolvidas e, através das publicações em âmbito nacional, promoveu a difusão dos resultados obtidos para a comunidade brasileira de optoeletrônica.

Trata-se de uma tecnologia sofisticada, de alto valor agregado e com um amplo espectro de aplicações beneficiárias, cuja pesquisa e desenvolvimento só têm a acrescentar para a optoeletrônica nacional.

Apêndice A

Revisão - Espalhamento Raman

A.1 Introdução

O espalhamento Raman é um processo paramétrico classicamente descrito pela interação entre um campo eletromagnético de bombeio (com fótons de energia $h\nu_P$) e o meio de propagação. Desta interação origina-se um campo, denominado campo de Stokes, com energia $h\nu_S$, tal que $\nu_P > \nu_S$. Quando o campo de bombeio é muito intenso, observa-se também um campo denominado de anti-Stokes, com energia $h\nu_{AS}$, tal que $\nu_{AS} > \nu_P$.

A aplicação mais comum do efeito Raman é na chamada espectroscopia Raman, utilizada para investigar os níveis vibracionais de moléculas e as vibrações com frequências ópticas (fônons ópticos) em cristais [71]. Os campos espalhados, Stokes e anti-Stokes, possuem frequências tais que $\nu_P - \nu_S = \nu_V$ e $\nu_{AS} - \nu_P = \nu_V$, nas quais ν_V é a frequência de ressonância da vibração molecular (no silício $\nu_V \sim 13\text{THz}$).

Assim o processo que desencadeia o espalhamento Raman é a interação entre o campo de Bombeio e as vibrações moleculares do meio de propagação. Esta interação acarreta uma modulação nas propriedades ópticas do meio e, conseqüentemente, um acoplamento de campos que dá origem ao campo de Stokes e ao campo de anti-Stokes.

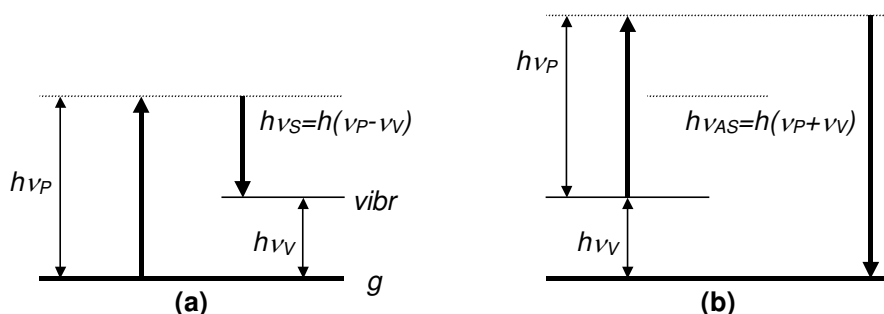


Figura A.1: Diagrama simples dos estados de energia envolvidos no efeito Raman.

A figura A.1 apresenta um diagrama que permite visualizar os principais aspectos relacionados ao efeito Raman, do ponto de vista dos estados de energia vibracional relevantes. Na figura A.1a pode-se observar que a absorção de um fóton de Bombeio (ν_P) fornece energia para que a molécula, que antes estava no estado de repouso, entre em um estado vibracional de energia (ν_V) através da emissão de um fóton de Stokes (ν_S). De modo análogo, na figura A.1b, estando a molécula em um estado vibracional de energia (ν_V), a absorção de um fóton de bombeio (ν_P) fornece energia para excitar a molécula a um nível proibido resultando na emissão de um fóton anti-Stokes e conseqüente a aniquilação do fônon óptico (estado vibracional da molécula).

O importante a ser observado nos diagramas da figura A.1 é o fato da emissão do fóton anti-Stokes estar vinculada à molécula se encontrar no estado vibracional, o que é possível através da emissão prévia de um fóton de Stokes ou através da existência de fônons ópticos térmicos presentes no meio. Assim, a intensidade da linha anti-Stokes

comparada com a linha de Stokes é diminuída pela probabilidade de se encontrar a molécula no estado excitado [72]. A figura A.2 apresenta um espectro resultante do espalhamento Raman espontâneo em fibras ópticas.

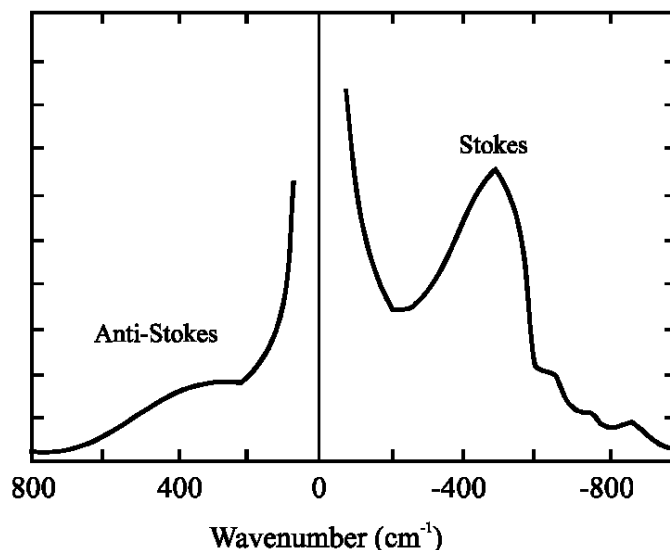


Figura A.2: Característica espectral do espalhamento Raman ocorrendo em fibras ópticas [17].

No entanto a linha anti-Stokes só é observável, mesmo com campos de bombeio de alta intensidade, se a transição do estado excitado para o estado de repouso for proibida. O acesso aos estados de energia que não podem ser excitados convencionalmente, tornou o efeito Raman uma ferramenta de extrema importância para a atual espectroscopia molecular [71].

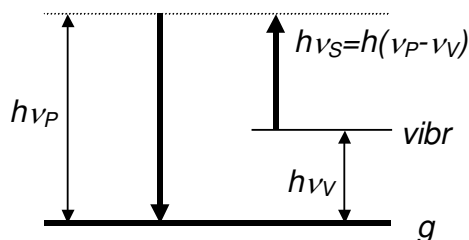


Figura A.3: Diagrama de estados de energia para a absorção estimulada de um fóton de Stokes.

Na figura A.3 temos um terceiro diagrama que apresenta um processo inverso àquele presente na figura A.1a, no qual um fóton de bombeio estimula a absorção de um fóton de Stokes emitindo então um novo fóton de bombeio através da destruição de um fônon óptico [72].

Por fim, o processo que despertou o interesse para o efeito Raman foi a emissão estimulada de fótons de Stokes. Este processo é consequência de uma interação entre o meio e o fóton de Stokes, na qual estimula-se a absorção de um fóton de bombeio (através da criação de um novo fônon) e acarreta-se a emissão de um fóton de Stokes.

Tal processo acontece quando a intensidade do campo de bombeio é alta o suficiente para que o fluxo de fótons de Stokes, gerados espontaneamente, seja capaz de sustentar o processo de emissão estimulada. A observação do espalhamento Raman

estimulado [15], devido ao processo de emissão estimulada, acarretou o início de intensas pesquisas acerca do efeito Raman e suas aplicações, principalmente em lasers.

Em fibras ópticas, o efeito Raman vem sendo estudado principalmente para o desenvolvimento de lasers e amplificadores ópticos de banda larga. As pesquisas na área de sensores distribuídos de temperatura tiveram início em 1983 [1,2,82].

A.2 Considerações estatísticas sobre o efeito Raman

O efeito Raman é um efeito quântico pois envolve em seus processos tanto a absorção quanto a emissão de quantidades bem definidas de energia (através de fônons e fótons). Estes processos, que não ocorrem de modo contínuo, são regidos por probabilidades que definem a “chance” de um fóton ser absorvido ou então emitido, relacionando-se também com a ocupação dos níveis de energia envolvidos no efeito.

O fluxo total de fótons de Stokes deve ser contabilizado através dos processos de absorção e emissão, tanto espontâneos quanto estimulados, isto é

$$\frac{dq_s}{dt} = \left. \frac{dq_s}{dt} \right|_{EMI_{ESP}} + \left. \frac{dq_s}{dt} \right|_{EMI_{EST}} + \left. \frac{dq_s}{dt} \right|_{ABS_{ESP}} + \left. \frac{dq_s}{dt} \right|_{ABS_{EST}} \quad (A.1)$$

na qual

$$\left. \frac{dq_s}{dt} \right|_{EMI_{ESP}} = DP_a q_p \rightarrow \text{emissão_espontânea} \quad (A.2)$$

$$\left. \frac{dq_s}{dt} \right|_{EMI_{EST}} = DP_a q_p q_s \rightarrow \text{emissão_estimulada} \quad (A.3)$$

$$\left. \frac{dq_s}{dt} \right|_{ABS_{ESP}} = -DP_b q_s \rightarrow \text{absorção_espontânea} \quad (A.4)$$

$$\left. \frac{dq_s}{dt} \right|_{ABS_{EST}} = -DP_b q_s q_p \rightarrow \text{absorção_estimulada} \quad (A.5)$$

sendo que, D é uma constante relacionada com a seção de choque do espalhamento, q_p e q_s são respectivamente o número de fótons de bombeio e de Stokes e P_a e P_b são respectivamente as probabilidades da molécula se encontrar no estado de repouso ou no estado excitado [72].

Realizando as substituições apropriadas, pode-se reescrever a equação (A.1) como,

$$\frac{dq_s}{dt} = DP_a q_p (q_s + 1) - DP_b q_s (q_p + 1) \quad (A.6)$$

Dois limites são apresentados ao comportamento dos fótons de Stokes, um para o caso espontâneo e outro para o caso estimulado.

Para o limite do processo espontâneo, no qual $q_s \ll 1$, de (A.6) tem-se que,

$$\frac{dq_S}{dt} = DP_a q_P \quad (\text{A.7})$$

Do ponto de vista de um observador viajando na velocidade da luz dentro do meio de interação, $c/n(\nu_S)$, o campo de Stokes seria incrementado de forma que

$$\frac{dq_S}{dz} = \frac{dq_S}{dt} \frac{dt}{dz} = \frac{n(\nu_S)}{c} DP_a q_P \Rightarrow q_S(z) = \left[\frac{n(\nu_S)}{c} DP_a q_P \right] z \quad (\text{A.8})$$

na qual $n(\nu_S)$ é o índice de refração do meio para um fóton de frequência ν_S .

Como o número total de fótons deve ser conservado durante o processo de espalhamento, tem-se que

$$\frac{dq_S}{dt} + \frac{dq_P}{dt} = 0 \quad (\text{A.9})$$

Assim, utilizando a mesma transformação aplicada na equação (A.8), é possível mostrar que,

$$q_P = q_P(z=0) e^{-\left[\frac{n(\nu_P)}{c} DP_a \right] z} \quad (\text{A.10})$$

Observa-se então, que no caso espontâneo o crescimento do campo de Stokes (linear) é lento quando comparado à depleção do campo de bombeio (exponencial), mostrando que a eficiência no processo de espalhamento é pequena.

Vamos analisar agora o caso estimulado, $q_S \gg 1$, nesta situação a parcela espontânea na equação (A.7) pode ser desprezada de forma que,

$$\frac{dq_S}{dt} = Dq_P q_S (P_a - P_b) \quad (\text{A.11})$$

da mesma forma como realizado no caso espontâneo, é possível mostrar que,

$$\frac{dq_S}{dz} = \frac{n(\nu_S)}{c} Dq_P q_S (P_a - P_b) \quad (\text{A.12})$$

assim, o comportamento do número de fótons de Stokes será tal que

$$q_S(z) = q_S(z=0) e^{\left[D \frac{n(\nu_S)}{c} q_P (P_a - P_b) \right] z} \quad (\text{A.13})$$

reescrevendo a equação acima, tem-se que,

$$q_S(z) = q_S(z=0) e^{\left[D \frac{n(\nu_S)}{c} q_P P_a \left(1 - \frac{P_b}{P_a} \right) \right] z} \quad (\text{A.14})$$

Da estatística quântica, sabe-se que quando o número de partículas (neste caso, fônons ópticos) é muito menor que um, as distribuições quânticas se confundem com a distribuição clássica regida pelo fator de Boltzmann [72,83-85]. Assim, a razão entre as probabilidades da molécula se encontrar no estado de repouso ou no estado excitado será,

$$\frac{P_b}{P_a} = e^{-\frac{h(\nu_P - \nu_S)}{kT}} \quad (\text{A.15})$$

na qual h é a constante de Planck, k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura absoluta do meio de interação.

Em torno da temperatura ambiente, a razão $P_b/P_a \ll 1$, de forma que (A.14) pode ser aproximada por

$$q_S(z) \sim q_S(z=0) e^{-\left[D \frac{n(\nu_S)}{c} q_P P_a \right] z} \quad (\text{A.16})$$

Este é um resultado que poderia ser obtido de considerações conceituais, uma vez que a probabilidade de se encontrar uma molécula no estado de repouso é maior que a probabilidade de encontrá-la no estado excitado, isto é $P_a \gg P_b$.

Por se tratar de uma função exponencial, o crescimento do campo de Stokes estimulado é mais rápido que no caso espontâneo (como seria de se esperar).

Embora a discussão aqui apresentada tenha um caráter ilustrativo, não se pode deixar de enfatizar um erro presente nos resultados apresentados em (A.8) e (A.16). Pode-se observar que para $z \rightarrow \infty$, tem-se em ambos os casos que $q_S \rightarrow \infty$, o que não ocorre na prática em virtude tanto da absorção óptica intrínseca do meio de interação e da depleção do campo de Bombeio, quanto em virtude da estimulação de componentes espectrais de Stokes e anti-Stokes de ordem superior (caso no qual, as componentes espectrais primárias possuem potência óptica para excitar o efeito Raman).

A.3 Dependência de I_{AS}/I_S com a temperatura

Como já comentado no tópico anterior, a intensidade do campo de anti-Stokes é diminuída da do campo de Stokes, pela probabilidade de se encontrar a molécula no estado vibracional. Tal probabilidade é dada pelo fator de Boltzmann $e^{-h\nu_V/kT}$ [72], o qual representa a razão entre as populações do estado de repouso e do estado excitado [83-85].

Pode-se considerar que a radiação emitida nas transições que originam os fótons de Stokes e anti-Stokes é a mesma de um dipolo elétrico oscilante [83-85], isto é

$$R_S = \frac{4\pi^3 \nu_S^4}{3\epsilon_0 c^3} p^2 \quad (\text{A.17})$$

$$R_{AS} = \frac{4\pi^3 \nu_{AS}^4}{3\epsilon_0 c^3} p^2 \quad (\text{A.18})$$

na qual p é a amplitude do momento de dipolo elétrico e ϵ_0 é a constante dielétrica do vácuo. Em termos gerais R_S e R_{AS} representam o fluxo de energia, [J/s], irradiado pelo dipolo elétrico.

Como a ocorrência da emissão de um fóton de anti-Stokes só é possível com a existência de um fônon óptico, pode-se assumir que,

$$I_{AS} \propto R_{AS} e^{-\frac{h\nu_V}{kT}} \quad (\text{A.19})$$

$$I_S \propto R_S \quad (\text{A.20})$$

deste modo,

$$\frac{I_{AS}}{I_S} \propto \left(\frac{\nu_{AS}}{\nu_S} \right)^4 e^{-\frac{h\nu_V}{kT}} = \left(\frac{\lambda_S}{\lambda_{AS}} \right)^4 e^{-\frac{h\nu_V}{kT}} \quad (\text{A.21})$$

onde λ_S e λ_{AS} denotam respectivamente os comprimentos de onda dos campos de Stokes e anti-Stokes ($\nu=c/\lambda$). Esta expressão explicita a dependência entre as intensidades ópticas espalhadas pelo efeito Raman e a temperatura no local da interação, constituindo a relação fundamental que possibilita a implementação de sensores distribuídos utilizando o efeito Raman em fibras ópticas.

A.4 Teoria eletromagnética para o efeito Raman

Como visto, o efeito Raman é caracterizado pelo aparecimento de duas novas componentes espectrais (primárias), a componente de Stokes e a de anti-Stokes, como resultado da interação de um campo de bombeio com o meio de propagação.

Em situações nas quais os campos espalhados são muito intensos, observa-se o aparecimento de novas linhas espectrais de ordem superior, como resultado de uma espécie de efeito em cascata. Entretanto, a separação espectral entre o novo conjunto de linhas espectrais se mantém constante e igual à frequência de ressonância molecular, ν_V .

A intenção deste tópico é mostrar, do ponto de vista eletromagnético, o aparecimento do campo de Stokes através da teoria de acoplamento de campos e então justificar o aparecimento do campo de anti-Stokes.

A.4.1 Acoplamento de campos: o campo de Stokes

Considera-se inicialmente o meio de propagação, constituído de N osciladores harmônicos independentes (OH) por unidade de volume, sendo que cada OH representa uma molécula.

Cada oscilador é caracterizado pela sua posição, determinada pela coordenada z (considerando o problema unidimensional, $\partial/\partial y = 0$ e $\partial/\partial x = 0$), e pela coordenada normal de vibração $X(z, t)$.

A equação de movimento de um OH é tal que,

$$\frac{\partial^2 X(z, t)}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial X(z, t)}{\partial t} + \omega_V^2 X(z, t) = \frac{F(z, t)}{m} \quad (\text{A.22})$$

na qual γ é a constante de amortecimento, ω_V é a frequência angular de ressonância ($\omega_V = 2\pi\nu_V$), m é a massa associada ao oscilador e $F(z, t)$ é a força que age sobre o OH.

A densidade de energia eletrostática no meio de propagação é tal que,

$$\rho_U = \frac{\varepsilon}{2} \vec{E} \cdot \vec{E} \quad (\text{A.23})$$

A constante dielétrica ε pode ser escrita como

$$\varepsilon = \varepsilon_0 (1 + N\alpha) \quad (\text{A.24})$$

na qual α é a polarizabilidade do meio de propagação, definida pelo momento de dipolo, $\vec{\mu}$, induzido na molécula por um campo externo elétrico, isto é,

$$\vec{\mu} = \alpha \vec{E} \quad (\text{A.25})$$

A polarizabilidade α depende da amplitude da vibração dos OHs através da relação,

$$\alpha = \alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} X + \dots \quad (\text{A.26})$$

De forma que a polarização macroscópica do meio pode ser escrita como,

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \varepsilon_0 N \vec{\mu} = \varepsilon_0 N \left[\alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} X + \dots \right] \vec{E} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} \\ \vec{P}_L &= \varepsilon_0 N \alpha_0 \vec{E} \\ \vec{P}_{NL} &= \varepsilon_0 N \left[\left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} X \right] \vec{E} \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

na qual $\vec{P}_L$ e $\vec{P}_{NL}$ são respectivamente as polarizações linear e não-linear.

Voltando à equação (A.23), pode-se reescrever a densidade de energia ρ_U como,

$$\rho_U = \frac{\varepsilon_0}{2} \left\{ 1 + N \left[\alpha_0 + \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} X + \dots \right] \right\} \vec{E} \cdot \vec{E} \quad (\text{A.28})$$

Permitindo então calcular a força agindo sobre os OHs,

$$F(z, t) = \frac{\partial \rho_U}{\partial X} = \frac{\varepsilon_0}{2} N \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} \vec{E} \cdot \vec{E} \quad (\text{A.29})$$

Desta forma a equação de movimento será tal que,

$$\frac{\partial^2 X(z, t)}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial X(z, t)}{\partial t} + \omega_v^2 X(z, t) = \frac{\varepsilon_0}{2m} N \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=1} \vec{E} \cdot \vec{E} \quad (\text{A.30})$$

Assumindo que o campo elétrico propagando é igual à soma do campo de Stokes e do campo de Bombeio,

$$\vec{E}(z, t) = \frac{\hat{e}_S}{2} [E_S(z) e^{i\omega_S t} + E_S^*(z) e^{-i\omega_S t}] + \frac{\hat{e}_P}{2} [E_P(z) e^{i\omega_P t} + E_P^*(z) e^{-i\omega_P t}] \quad (\text{A.31})$$

na qual $\hat{e}_S$ e $\hat{e}_P$ são respectivamente os versores que definem a orientação dos campos de Stokes e de Bombeio.

O meio de propagação, ou as moléculas em vibração, é incapaz de responder à vibrações de frequências elevadas, $2\omega_P$, $2\omega_S$ ou $(\omega_P + \omega_S)$. Além disso, campos contínuos não acarretam modulação da constante dielétrica ε , assim o produto escalar no lado direito da equação (A.30) será aproximado por,

$$\vec{E} \cdot \vec{E} \sim \frac{\hat{e}_S \cdot \hat{e}_P}{4} \{ E_P(z) E_S^*(z) e^{i(\omega_P - \omega_S)t} + E_P^*(z) E_S(z) e^{-i(\omega_P - \omega_S)t} \} = \overline{\vec{E} \cdot \vec{E}} \quad (\text{A.32})$$

ou ainda,

$$\overline{\vec{E}} \cdot \vec{E} \sim \frac{\hat{e}_S \cdot \hat{e}_P}{4} \{E_P(z)E_S^*(z)e^{i(\omega_P - \omega_S)t} + c.c.\} \quad (\text{A.33})$$

na qual c.c. denota o complexo conjugado do primeiro termo dentro das chaves.

Assumindo por inspeção, que a solução para a coordenada normal de vibração seja tal que,

$$X(z, t) = \frac{1}{2} X(z) e^{i\omega t} + \frac{1}{2} X^*(z) e^{-i\omega t} \quad (\text{A.34})$$

A equação de movimento (A.22), pode então ser “desacoplada” em relação às componentes complexas. Assim, fazendo as manipulações adequadas, tem-se que,

$$\frac{1}{2} \{i\gamma\omega + \omega_V^2 - \omega^2\} X(z) e^{i\omega t} = \frac{\hat{e}_S \cdot \hat{e}_P}{8} \frac{\epsilon_0}{m} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} E_P(z) E_S^*(z) e^{i(\omega_P - \omega_S)t} \quad (\text{A.35})$$

como o movimento é forçado, em situação de regime, pode-se mostrar que,

$$X(z, t) = \frac{1}{2} X(z) e^{i(\omega_P - \omega_S)t} + \frac{1}{2} X^*(z) e^{-i(\omega_P - \omega_S)t} \quad (\text{A.36})$$

$$X(z) = \frac{\epsilon_0}{4m} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} \left[\frac{E_P(z) E_S^*(z)}{\omega_V^2 + i\gamma(\omega_P - \omega_S) - (\omega_P - \omega_S)^2} \right] \hat{e}_S \cdot \hat{e}_P$$

É possível utilizar a equação (A.27) para se obter a expressão para a polarização não-linear induzida no meio de propagação,

$$\begin{aligned} \vec{P}_{NL} &= \frac{\epsilon_0 N}{4} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} \left[X(z) e^{i(\omega_P - \omega_S)t} + X^*(z) e^{-i(\omega_P - \omega_S)t} \right] \times \\ &\times \left\{ \hat{e}_S \left[E_S(z) e^{i\omega_S t} + E_S^*(z) e^{-i\omega_S t} \right] + \hat{e}_P \left[E_P(z) e^{i\omega_P t} + E_P^*(z) e^{-i\omega_P t} \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

Pode-se mostrar que a polarização não-linear irá possuir termos oscilantes nas frequências ω_P , ω_S , $2\omega_P - \omega_S$ e $2\omega_S - \omega_P$. Assim, é possível dividir a expressão para $\vec{P}_{NL}$ de forma que,

$$\vec{P}_{NL} = \vec{P}_{NL}^{\omega_P} + \vec{P}_{NL}^{\omega_S} + \vec{P}_{NL}^{2\omega_P - \omega_S} + \vec{P}_{NL}^{2\omega_S - \omega_P} \quad (\text{A.38})$$

A análise continua concentrando os cálculos no termo relativo ao campo de Stokes, o qual em termos gerais pode ser escrito como,

$$\begin{aligned} \vec{P}_{NL}^{\omega_S} &= \frac{1}{2} \left\{ P_{NL}^{\omega_S}(z) e^{i\omega_S t} + P_{NL}^{\omega_S*}(z) e^{-i\omega_S t} \right\} \\ P_{NL}^{\omega_S}(z) &= \frac{N\epsilon_0^2}{8m} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0}^2 \left[\frac{\hat{e}_S \cdot \hat{e}_P}{\omega_V^2 + i\gamma(\omega_P - \omega_S) - (\omega_P - \omega_S)^2} \right] |E_P(z)|^2 E_S(z) \end{aligned} \quad (\text{A.39})$$

A suscetibilidade elétrica relaciona a polarização induzida com o campo elétrico. A suscetibilidade não-linear complexa devida ao efeito Raman, $\chi_{Raman}(\omega_S)$, na frequência ω_S pode ser definida como,

$$P_{NL}^{\omega_S}(z) = \varepsilon_0 \chi_{Raman}(\omega_S) |E_P(z)|^2 E_S(z)$$

$$\chi_{Raman}(\omega_S) = \frac{N\varepsilon_0}{8m} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0}^2 \left[\frac{\hat{e}_S \cdot \hat{e}_P}{\omega_V^2 + i\gamma(\omega_P - \omega_S) - (\omega_P - \omega_S)^2} \right] \quad (A.40)$$

É possível mostrar que para $(\omega_P - \omega_S) \sim \omega_V$, a suscetibilidade Raman é bem aproximada pela seguinte expressão,

$$\chi_{Raman}(\omega_S) = \frac{N\varepsilon_0}{8m} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0}^2 \left\{ \frac{\hat{e}_S \cdot \hat{e}_P}{2\omega_V \left[\omega_V - (\omega_P - \omega_S) - i\frac{\gamma}{2} \right]} \right\} \quad (A.41)$$

Por comodidade, decompõe-se $\chi_{Raman}(\omega_S)$ em suas componentes real e imaginária, isto é,

$$\chi_{Raman}(\omega_S) = \chi'_{Raman}(\omega_S) + i\chi''_{Raman}(\omega_S) \quad (A.42)$$

Considerando que os campos de bombeio e de Stokes possuem o mesmo estado de polarização, $\hat{e}_S \cdot \hat{e}_P = 1$, tem-se que

$$\chi'_{Raman}(\omega_S) = \frac{N\varepsilon_0}{16m\omega_V} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0}^2 \left\{ \frac{\omega_V - (\omega_P - \omega_S)}{[\omega_V - (\omega_P - \omega_S)]^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \right\}$$

$$\chi''_{Raman}(\omega_S) = \frac{N\varepsilon_0}{16m\omega_V} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0}^2 \left\{ \frac{\frac{\gamma}{2}}{[\omega_V - (\omega_P - \omega_S)]^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \right\} \quad (A.43)$$

O vetor deslocamento elétrico é definido como sendo

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} + \vec{P} = (\varepsilon + \varepsilon_0 \chi) \vec{E} \quad (A.44)$$

Para o efeito Raman e para a componente espectral de Stokes tem-se,

$$\vec{D}_S = \varepsilon_S \left[1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_S} \chi_{Raman} |\vec{E}_P|^2 \right] \vec{E}_S \quad (A.45)$$

na qual ε_S é a constante dielétrica do meio para a componente espectral de Stokes. Defini-se uma constante dielétrica efetiva, ε'_S , tal que,

$$\vec{D}_S = \varepsilon'_S \vec{E}_S$$

$$\varepsilon'_S = \varepsilon_S \left[1 + \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_S} \chi_{Raman} |\vec{E}_P|^2 \right] \quad (A.46)$$

Das equações de Maxwell é possível mostrar que a equação para uma onda eletromagnética plana dada por,

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (\text{A.47})$$

Utilizando a descrição do campo eletromagnético tal como em (A.31) e observando a aplicação da constante dielétrica efetiva, é possível mostrar que para o campo de Stokes tem-se,

$$\nabla^2 \vec{E}_S = -\mu\epsilon'_S \omega_S^2 \vec{E}_S \quad (\text{A.48})$$

Observando que o campo de Stokes se propaga ao longo da direção $\hat{z}$ mostra-se que,

$$\frac{\partial^2 E_S(z)}{\partial z^2} = -\mu\epsilon'_S \omega_S^2 E_S(z) \quad (\text{A.49})$$

cujas solução é

$$E_S(z) = E_S(z=0)e^{-ik'_S z} \quad (\text{A.50})$$

na qual a constante de propagação é tal que

$$k'_S = \omega_S \sqrt{\mu\epsilon'_S} = \omega_S \sqrt{\mu\epsilon_S \left[1 + \frac{\epsilon_0}{\epsilon_S} \chi_{Raman} |\vec{E}_P|^2 \right]} \quad (\text{A.51})$$

ou ainda

$$k'_S = \omega_S \sqrt{\mu\epsilon'_S} = k_S \left[1 + \frac{\epsilon_0}{\epsilon_S} \chi_{Raman} |\vec{E}_P|^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.52})$$

$$k_S = \omega_S \sqrt{\mu\epsilon_S}$$

Geralmente, a seguinte condição é predominante,

$$\frac{\epsilon_0}{\epsilon_S} \chi_{Raman} |\vec{E}_P|^2 \ll 1 \quad (\text{A.53})$$

de forma que

$$k'_S \sim k_S \left[1 + \frac{\epsilon_0}{2\epsilon_S} \chi_{Raman} |\vec{E}_P|^2 \right] \quad (\text{A.54})$$

Em meios não-magnéticos, como o SiO₂, a permissividade magnética é praticamente constante e igual ao seu valor no vácuo, isto é, $\mu=\mu_0$. Desta forma, a constante de propagação efetiva pode ser reescrita como,

$$k'_S = k_S \left[1 + \frac{1}{2n_S^2} \chi_{Raman} |\vec{E}_P|^2 \right] = k_S \left\{ 1 + \frac{|\vec{E}_P|^2}{2n_S^2} [\chi'_{Raman}(\omega_S) + i\chi''_{Raman}(\omega_S)] \right\} \quad (\text{A.55})$$

Na qual n_S é o índice de refração do meio de propagação na frequência do campo de Stokes. A equação (A.50) pode então ser reescrita,

$$E_S(z) = E_S(z=0) \exp \left\{ -ik_S \left[1 + \frac{|\vec{E}_P|^2}{2n_s^2} [\chi'_{Raman}(\omega_s) + i\chi''_{Raman}(\omega_s)] \right] z \right\} \quad (A.56)$$

ou ainda

$$E_S(z) = E_S(z=0) \exp \left\{ -ik_S \left[1 + \frac{|\vec{E}_P|^2}{2n_s^2} \chi'_{Raman}(\omega_s) \right] z \right\} \exp \left\{ k_S \frac{|\vec{E}_P|^2}{2n_s^2} \chi''_{Raman}(\omega_s) z \right\} \quad (A.57)$$

Próximo à condição de ressonância, isto é, $(\omega_p - \omega_s) \sim \omega_V$, observa-se que

$$\chi'_{Raman}(\omega_s) \sim 0 \quad (A.58)$$

Assim é possível aproximar (A.57) por,

$$E_S(z) = E_S(z=0) e^{-ik_S z} e^{g(\omega_s) z} \quad (A.59)$$

na qual,

$$g(\omega_s) = k_S \frac{|\vec{E}_P|^2}{2n_s^2} \frac{N\epsilon_0}{16m\omega_V} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} \left\{ \frac{\frac{\gamma}{2}}{[\omega_V - (\omega_p - \omega_s)]^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \right\} \quad (A.60)$$

é a função que descreve o ganho sofrido pelo campo de Stokes, em consequência do efeito Raman, ao se propagar simultaneamente com o campo de Bombeio [2].

Uma breve recapitulação deste desenvolvimento deve ser feita para se apreciar o resultado final obtido em (A.60). A análise iniciou considerando em (A.22) que as moléculas do meio de propagação oscilam forçadamente em virtude da ação do campo eletromagnético propagando. Tal oscilação é acoplada às propriedades ópticas do meio através da polarizabilidade (A.27). A polarização não-linear induzida na componente espectral de Stokes (A.39) permitiu a obtenção do que se denomina, neste trabalho, de suscetibilidade Raman (A.41), através da qual obtém-se uma constante dielétrica efetiva na componente centrada em ω_s (A.46). Com o auxílio da equação eletromagnética para uma onda plana (A.47), encontrou-se o perfil espacial do campo de Stokes (A.57) e definiu-se o chamado ganho Raman (A.60).

A constante definida através de $g(\omega_s)$ representa a principal característica do efeito Raman, a amplificação da componente espectral de Stokes, a qual é explorada no desenvolvimento de amplificadores à fibra óptica para regenerar a potência óptica de sinais de comunicação sem a necessidade de regeneradores eletrônicos (que exigem a conversão do sinal óptico em elétrico, e vice-versa).

A.4.2 Acoplamento de campos: campo anti-Stokes

Neste tópico analisa-se o mesmo problema desenvolvido para o campo de Stokes no tópico anterior, no entanto acrescenta-se ao campo eletromagnético (A.31), um termo referente à componente espectral de anti-Stokes, isto é,

$$\begin{aligned}\vec{E}(z, t) = & \frac{\hat{e}_S}{2} [E_S(z) e^{i\omega_S t} + E_S^*(z) e^{-i\omega_S t}] + \frac{\hat{e}_P}{2} [E_P(z) e^{i\omega_P t} + E_P^*(z) e^{-i\omega_P t}] + \\ & + \frac{\hat{e}_{AS}}{2} [E_{AS}(z) e^{i\omega_{AS} t} + E_{AS}^*(z) e^{-i\omega_{AS} t}]\end{aligned}\quad (\text{A.61})$$

na qual $\omega_V = \omega_{AS} - \omega_P$ e $\hat{e}_{AS}$ é o versor que define o estado de polarização do campo de anti-Stokes.

Como realizado para (A.32), pode-se mostrar que a força que age sobre as moléculas, fazendo-as oscilar, depende do produto escalar abaixo,

$$\vec{E} \cdot \vec{E} = |\vec{E}_S|^2 + |\vec{E}_P|^2 + |\vec{E}_{AS}|^2 + 2\{\vec{E}_S \cdot \vec{E}_P + \vec{E}_S \cdot \vec{E}_{AS} + \vec{E}_{AS} \cdot \vec{E}_P\} \quad (\text{A.62})$$

Pode-se então aproximar este produto escalar apenas pelos termos oscilatórios com frequências que possam ser sentidas pelo meio,

$$\vec{E} \cdot \vec{E} = \frac{1}{2} \left\{ \hat{e}_S \cdot \hat{e}_P E_S(z) E_P^*(z) e^{i(\omega_S - \omega_P)t} + \hat{e}_S \cdot \hat{e}_{AS} E_S(z) E_{AS}^*(z) e^{i(\omega_S - \omega_{AS})t} + \right. \\ \left. + \hat{e}_{AS} \cdot \hat{e}_P E_{AS}(z) E_P^*(z) e^{i(\omega_{AS} - \omega_P)t} + c.c. \right\} \quad (\text{A.63})$$

Apenas para relembrar, o movimento oscilatório das moléculas é descrito pela equação,

$$\frac{\partial^2 X(z, t)}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial X(z, t)}{\partial t} + \omega_V^2 X(z, t) = \frac{\varepsilon_0}{2m} N \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} \vec{E} \cdot \vec{E} \quad (\text{A.64})$$

Como $\vec{E} \cdot \vec{E}$ possui termos oscilatórios conhecidos, é possível escrever a solução $X(z, t)$ como,

$$X(z, t) = \frac{1}{2} \{ X_1(z) e^{i(\omega_S - \omega_P)t} + X_2(z) e^{i(\omega_S - \omega_{AS})t} + X_3(z) e^{i(\omega_{AS} - \omega_P)t} + c.c. \} \quad (\text{A.65})$$

Substituindo (A.65) em (A.64) e “desacoplando” os termos oscilatórios, pode-se mostrar que,

$$X_1(z) = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0}{m} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} \left[\frac{E_S E_P^*}{\omega_V^2 + i\gamma(\omega_S - \omega_P) - (\omega_S - \omega_P)^2} \right] \hat{e}_S \cdot \hat{e}_P \quad (\text{A.66})$$

$$X_2(z) = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0}{m} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} \left[\frac{E_S E_{AS}^*}{\omega_V^2 + i\gamma(\omega_S - \omega_{AS}) - (\omega_S - \omega_{AS})^2} \right] \hat{e}_S \cdot \hat{e}_{AS} \quad (\text{A.67})$$

$$X_3(z) = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0}{m} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} \left[\frac{E_{AS} E_P^*}{\omega_V^2 + i\gamma(\omega_{AS} - \omega_P) - (\omega_{AS} - \omega_P)^2} \right] \hat{e}_{AS} \cdot \hat{e}_P \quad (\text{A.68})$$

A polarização não linear é tal que,

$$\vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 N \left[\left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} X \right] \vec{E} \quad (\text{A.69})$$

No entanto, concentra-se a análise apenas na componente espectral referente ao campo de anti-Stokes, ω_{AS} , para assim analisar a polarização não-linear induzida nesta componente. Embora trabalhoso, é possível mostrar que,

$$\bar{P}_{NL}^{\omega_{AS}} = \frac{\varepsilon_0 N}{4} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} \left[X_1^*(z) E_P(z) \hat{e}_P + X_2^*(z) E_S(z) \hat{e}_S + \right. \\ \left. + X_3(z) E_P(z) \hat{e}_P \right] e^{i\omega_{AS}t} + c.c. \quad (A.70)$$

Por conveniência assumi-se que todas as componentes espectrais possuem o mesmo estado de polarização, $\hat{e}_P = \hat{e}_S = \hat{e}_{AS}$ (isto permite tratar a polarização não-linear em sua forma escalar).

A.4.2.1 O Campo anti-Stokes para $E_S=0$

Neste tópico, avalia-se o comportamento de $E_{AS}(z)$ para o caso em que o campo de Stokes não está presente, isto é $E_S=0$. Desta forma, tem-se que

$$P_{NL}^{\omega_{AS}} \Big|_{E_S=0} = \frac{\varepsilon_0 N}{4} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} X_3(z) E_P(z) e^{i\omega_{AS}t} + c.c. \quad (A.71)$$

$$P_{NL}^{\omega_{AS}} \Big|_{E_S=0} = \varepsilon_0 \chi_{Raman}(\omega_{AS}) |E_P(z)|^2 E_{AS}(z) e^{i\omega_{AS}t} + c.c.$$

A suscetibilidade Raman para este caso, conforme definida em (A.41), será tal que,

$$\chi_{Raman}(\omega_{AS}) = \frac{N\varepsilon_0}{8m} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0}^2 \left\{ \frac{1}{2\omega_V \left[\omega_V - (\omega_{AS} - \omega_P) + i\frac{\gamma}{2} \right]} \right\} \quad (A.72)$$

Da mesma forma como realizado para se obter (A.55), é possível mostrar que a constante de propagação efetiva para a componente anti-Stokes será tal que,

$$k'_{AS} = \omega_{AS} (\mu\varepsilon_{AS})^{1/2} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_{AS}} \chi_{Raman}(\omega_{AS}) |E_P(z)|^2 \right] \quad (A.73)$$

Assim,

$$E_{AS}(z) = E_{AS}(z=0) e^{-ik'_{AS}z} \quad (A.74)$$

e o ganho Raman, experimentado pela componente anti-Stokes será então,

$$g_{Raman}(\omega_{AS}) = - \left(\frac{k_{AS} N \varepsilon_0}{32 n_{AS}^2 m \omega_V} \right) \frac{\left(\frac{\gamma}{2} \right) |E_P|^2}{\left[\omega_V - (\omega_{AS} - \omega_P) \right]^2 + \left(\frac{\gamma}{2} \right)^2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0}^2 \quad (A.75)$$

Pode-se observar que o ganho Raman sentido na componente anti-Stokes, na condição $E_S(z,t)=0$, é menor do que zero, denotando por conseqüência a depleção da potência óptica do campo anti-Stokes (como seria de esperar em virtude das discussões no tópico A.4.1).

A.4.2.2 O Campo anti-Stokes Espontâneo

Neste tópico apresentam-se algumas considerações rápidas sobre o aparecimento espontâneo da linha anti-Stokes tendo em vista a polarização não-linear definida em (A.70).

É possível observar que o único termo em (A.70), que não envolve diretamente $E_{AS}(z)$ é o primeiro termo entre colchetes, isto é,

$$\bar{P}_{NL}^{\omega_{AS}} \Big|_{E_{AS} \rightarrow 0} = \frac{\epsilon_0 N}{4} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} X_1^*(z) E_P(z) \hat{e}_P e^{i\omega_{AS} t} + c.c. \quad (A.76)$$

Este termo age como uma “fonte de radiação” para a componente espectral anti-Stokes, $[\omega_P + (\omega_P - \omega_S)] = \omega_{AS}$. Este termo aparece naturalmente no desenvolvimento do tópico A.4.1 na equação (A.38); no entanto, naquele tópico, a análise estava direcionada apenas ao campo de Stokes.

De modo geral, a equação (A.76) acarreta uma modulação na constante dielétrica sentida em ω_{AS} , que origina o campo anti-Stokes espontâneo do ponto de vista eletromagnético [72].

A equação (A.76) não apresenta coeficientes relativos à fase espacial dos campos ópticos de bombeio e de Stokes. Estes termos serão incluídos para se explicar uma observação experimental relativa ao efeito Raman espontâneo,

$$\bar{P}_{NL}^{\omega_{AS}} \Big|_{E_{AS} \rightarrow 0} = \frac{\epsilon_0 N}{4} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial X} \right)_{X=0} X_1^*(z) E_P(z) \hat{e}_P e^{i\omega_{AS} t} e^{i(2\vec{k}_P - \vec{k}_S) \cdot \vec{z}} + c.c. \quad (A.77)$$

assim, a constante de propagação do campo anti-Stokes será,

$$\vec{k}_{AS} = 2\vec{k}_P - \vec{k}_S \quad (A.78)$$

Desta forma, a radiação espontânea referente ao campo anti-Stokes será emitida em qualquer direção que satisfaça a relação (A.78). Deve-se observar também que

$$|\vec{k}_S| = \omega_S \frac{n_S}{c}, \quad |\vec{k}_P| = \omega_P \frac{n_P}{c} \quad \text{e} \quad |\vec{k}_{AS}| = \omega_{AS} \frac{n_{AS}}{c} \quad (A.79)$$

nas quais, n_S , n_P e n_{AS} são respectivamente os índices de refração nas frequências ópticas de Stokes, Bombeio e anti-Stokes. A figura A.4 apresenta esta situação do ponto de vista geométrico. Nela pode-se verificar que a componente anti-Stokes é observada como uma concha cônica centrada na direção de propagação do campo de Bombeio.

O aparecimento espontâneo do campo de Stokes não está vinculado a uma condição de fase como a definida em (A.78), em outras palavras, o campo de Stokes se comporta como uma fluorescência, uma emissão em todas as direções.

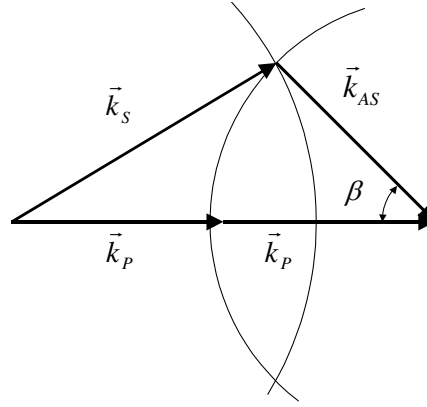


Figura A.4: Direção de propagação do campo anti-Stokes.

A.4.2.3 Propagação guiada do campo anti-Stokes

Uma questão importante com relação ao campo de anti-Stokes e a propagação de ondas em fibras ópticas é se o ângulo β , definido na figura A.4, permite que o campo anti-Stokes se propague guiado na fibra óptica.

É possível mostrar que o ângulo β é tal que

$$\beta = \arccos \left\{ \frac{|k_{AS}|^2 + 4|k_p|^2 - |k_s|^2}{4|k_p||k_{AS}|} \right\} \quad (\text{A.80})$$

De um ponto de vista simples, é possível equacionar esta questão considerando que a propagação guiada do campo anti-Stokes está vinculada à condição

$$\beta < \pi/2 - \theta_c \quad (\text{A.81})$$

na qual θ_c é o ângulo crítico para reflexão interna total no núcleo da fibra óptica, sendo dado por

$$\theta_c = \frac{\pi}{2} - \arcsen \left[\frac{NA}{n_{AS}} \right] \quad (\text{A.82})$$

A abertura numérica da fibra, NA , é definida como

$$NA = \frac{\lambda_c V_c}{2\pi a} \quad (\text{A.83})$$

na qual λ_c é o comprimento de onda de corte, V_c é a frequência normalizada de corte e a é o raio do núcleo da fibra.

O índice de refração no núcleo da fibra pode ser estimado utilizando-se a dispersão de Sellmeier para o quartzo (SiO_2), isto é

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^3 \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (\text{A.84})$$

$$\omega_j = \frac{2\pi c}{\lambda_j}$$

$$\begin{aligned}
B_1 &= 0,6961663 & \lambda_1 &= 0,0684043 \mu m \\
B_2 &= 0,4079426 & \lambda_2 &= 0,1162414 \mu m \\
B_3 &= 0,8974794 & \lambda_3 &= 9,896161 \mu m
\end{aligned} \tag{A.85}$$

Para exemplificar, assume-se uma fibra monomodo com $\lambda_c=1064nm$, $V_c=2,405$ e $a=4,5\mu m$. Assim, a abertura numérica NA será aproximadamente $0,090504$. Assumindo que o comprimento de onda do campo de bombeio seja $\lambda_p=1064nm$ ($n_p=1,44963$) típico para um laser Nd:Yag. Lembrando que a frequência de ressonância Raman é da ordem de $13THz$ para o SiO_2 , é possível mostrar que o comprimento de onda do campo anti-Stokes será $\lambda_{AS}\sim 1017nm$. Utilizando a dispersão de Sellmeier tem-se que $n_{AS}=1,45020$ e conseqüentemente $\theta_c\sim 86,42^\circ$, assim $\beta<3,58^\circ$. O comprimento de onda do campo de Stokes será $\lambda_s\sim 1115nm$ ($n_s=1,44902$).

Realizando todas as substituições em (A.80) é possível concluir que,

$$\beta \sim 1,2123^\circ \tag{A.86}$$

isto é, satisfaz a condição (A.81) que define a reflexão interna total no núcleo da fibra; em outras palavras, o campo anti-Stokes se propagará guiado na fibra.

A.5. Limiar Raman

Dois regimes devem ser observados em relação ao efeito Raman: o estimulado, no qual o campo de Stokes é induzido por uma fonte externa (um laser sintonizável por exemplo) interagindo com o campo de bombeio; e o regime espontâneo, no qual apenas o campo de bombeio é induzido por fonte externa, isto é, o campo de Stokes é unicamente originário da interação do campo de bombeio com o meio de propagação.

No regime estimulado, as intensidades dos campos de bombeio e Stokes (propagando no mesmo sentido) estão relacionadas pelas equações acopladas [14]

$$\begin{aligned}
\frac{dI_S(z)}{dz} &= \frac{g_R}{\gamma_R} I_P(z) I_S(z) - \alpha_S I_S(z) \\
\frac{dI_P(z)}{dz} &= -\frac{\omega_P}{\omega_S} \frac{g_R}{\gamma_R} I_P(z) I_S(z) - \alpha_P I_P(z)
\end{aligned} \tag{A.87}$$

na qual g_R é o ganho Raman ($g_R\sim 10^{-13} m/W$ para fibras de quartzo e $\lambda_p\sim 1\mu m$), I_P e I_S são respectivamente as intensidades de bombeio e de Stokes e as constantes de absorção óptica para os campos de bombeio e Stokes são respectivamente α_P e α_S . O fator γ_R representa a dependência do processo de interação estimulado com o estado de polarização relativo entre os campos ópticos. Em fibras ópticas comuns (não birrefringentes) o grau de desorientação na polarização entre os campos implica $\gamma_R=2$ [86].

Considerando que o campo de bombeio não sofre depleção significativa teremos,

$$\begin{aligned}
\frac{dI_P(z)}{dz} &= -\alpha_P I_P(z) \\
I_P(z) &= I_P(z=0) e^{-\alpha_P z}
\end{aligned} \tag{A.88}$$

Utilizando este resultado e sendo L o comprimento total da fibra, pode-se mostrar que em $z=L$ a intensidade do campo Stokes, amplificada em função da interação com o campo de bombeio, será tal que

$$I_S(z=L) = I_S(z=0) e^{\frac{g_R}{\gamma_R} I_P(z=0) L_{eff}^P - \alpha_S L} \quad (A.89)$$

na qual L_{eff} é o comprimento eficaz de interação, definido como

$$L_{eff}^P = \frac{1}{\alpha_P} [1 - e^{-\alpha_P L}] \quad (A.90)$$

No regime espontâneo, $I_S(z=0)=0$, e o campo de Stokes cresce a partir da interação entre o campo de bombeio e o meio de propagação tal como no tratamento estatístico do tópico A.2. Neste caso a potência de limiar, P_P^{Cr} , é estimada assumindo a presença de apenas um fóton por modo em uma distância na qual a amplificação Raman e a absorção óptica são iguais

$$P_P^{Cr} = 16 \frac{A_{eff}}{L_{eff}} \frac{1}{g_R} \quad (A.91)$$

na qual, A_{eff} é a área eficaz de interação e o fator numérico 16 corresponde ao campo de Stokes co-propagante ao campo de bombeio. Para a situação na qual os campos são contra-propagantes, o termo numérico, 16 , deve ser substituído por 20 .

Apêndice B

Revisão: Espalhamento Brillouin

Este apêndice apresenta a teoria física que descreve o Espalhamento Brillouin Estimulado. Inicialmente, a teoria para a descrição do acoplamento entre dois campos ópticos e uma onda acústica é apresentada de forma a demonstrar classicamente o processo físico envolvido no espalhamento Brillouin. Com base nos resultados obtidos pela teoria de acoplamento de campos, demonstra-se a expressão exata do ganho Brillouin e o sistema de equações acopladas que descreve o efeito estaticamente. Com base nestas equações, encontram-se expressões que permitem avaliar a potência crítica para observação do efeito (limiar Brillouin) e descrever os efeitos de ganho e depleção dos campos ópticos. Por fim, apresenta-se a dependência do efeito Brillouin com a temperatura e a deformação mecânica e o sistema de equações diferenciais parciais que descreve o comportamento dinâmico do efeito para transientes maiores que o tempo de vida dos fônons acústicos no meio de interação.

B.1 Teoria: Onda Acústica e Acoplamento de Campos

B.1.1 Considerações iniciais

Neste tópico apresenta-se a teoria que descreve a interação paramétrica responsável pelo efeito Brillouin através de uma abordagem clássica [87], a qual trata os fônons acústicos como uma onda acústica longitudinal na fibra. Mostra-se como dois campos ópticos contra-propagantes interagem por intermédio de um campo acústico, o qual é responsável pelo estabelecimento de uma modulação espacial longitudinal e periódica no índice de refração do núcleo da fibra.

Nesta abordagem tira-se partido dos campos ópticos estarem confinados no núcleo de uma fibra óptica monomodo, de forma que a luz esteja concentrada na região central do núcleo. Ainda mais, se valendo deste fato, reduz-se problema à situação unidimensional, isto é os campos ópticos e acústicos se propagam na mesma direção (a qual definisse por conveniência como sendo a do versor $\hat{x}$). Considera-se também que os campos ópticos possuem o mesmo estado de polarização (dado pelo versor $\hat{y}$).

Embora a abordagem adotada não seja tão rigorosa quanto uma desenvolvida com base nos teoremas de conservação de energia (formalismo de Lagrange/Hamilton [19,88]), os resultados obtidos são os mesmos e possibilitam uma visão intuitiva dos processos físicos envolvidos no efeito Brillouin.

A análise subsequente considera a existência de dois campos ópticos contínuos e um campo acústico propagando no interior da fibra. O início da interação Brillouin é explicado pela existência de fônons acústicos termicamente presentes no meio de propagação [89]. Nesta abordagem, considera-se a existência de um campo acústico contínuo no meio de propagação originado do ruído térmico. Isto não representa falta de rigor na análise, pois considerar a situação transiente inicial do processo Brillouin está fora do escopo desta revisão.

B.1.2 Teoria clássica da interação paramétrica do efeito Brillouin

Inicialmente definisse um parâmetro γ o qual mede a variação da constante dielétrica do meio (ε) decorrente de uma variação na densidade do meio [11]

$$\gamma = \rho_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \quad (\text{B.1})$$

na qual ρ é a densidade de massa volumétrica do meio e ρ_0 é a densidade do meio numa situação de equilíbrio.

A densidade de energia elétrica no meio é definida como [90]

$$\rho_U = \frac{1}{2} \varepsilon |\vec{E}|^2 \quad (\text{B.2})$$

onde $\vec{E}$ é o campo elétrico presente no meio. Pode-se escrever o diferencial de ρ_U com relação à ε como

$$\frac{\partial \rho_U}{\partial \varepsilon} = \frac{1}{2} |\vec{E}|^2 \quad (\text{B.3})$$

Utilizando (B.1) e (B.3) é possível mostrar que

$$\frac{\partial \rho_U}{\partial \rho} = \frac{1}{2} \frac{\gamma}{\rho_0} |\vec{E}|^2 \quad (\text{B.4})$$

A densidade de massa volumétrica ρ é definida como

$$\rho = \frac{M}{V} \quad (\text{B.5})$$

na qual M é a massa contida no volume V para o meio em questão. É possível mostrar que

$$\frac{\partial \rho}{\partial V} = -\frac{\rho_0}{V} \quad (\text{B.6})$$

Substituindo (B.6) em (B.4) tem-se

$$\partial \rho_U = -\frac{1}{2} \gamma \frac{\partial V}{V} |\vec{E}|^2 \quad (\text{B.7})$$

O diferencial de trabalho realizado por uma pressão é tal que

$$\Delta W = p \Delta V \quad (\text{B.8})$$

Por unidade de volume tem-se

$$\frac{\Delta W}{V} = p \frac{\Delta V}{V} \quad (\text{B.9})$$

É importante observar que a variação $\partial \rho_U$ é decorrente da variação volumétrica do meio a qual é consequência da ação de uma pressão, assim

$$\Delta \rho_U = \frac{\Delta W}{V} \quad (\text{B.10})$$

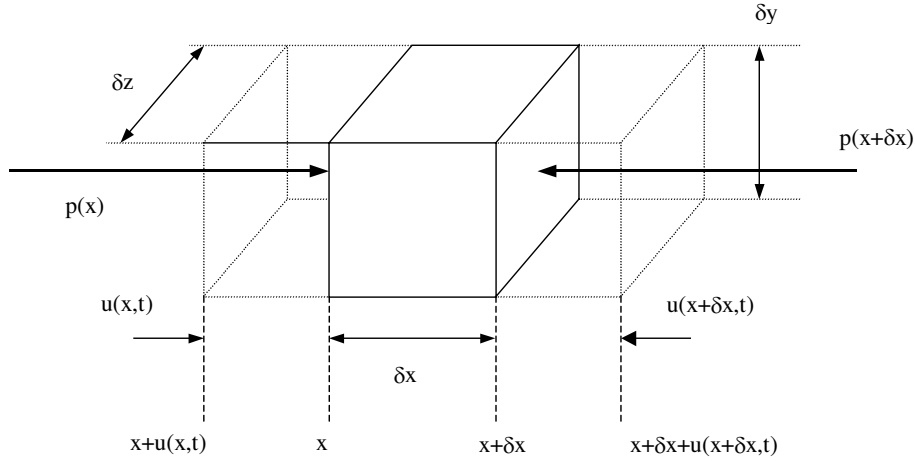


Figura B.1: Volume diferencial com secção unitária ($\delta z \delta y = 1$) e comprimento δx usado na obtenção da equação de movimento da onda acústica estimulada pelo efeito de eletro-estrição.

Utilizando (B.7), (B.9) e (B.10) pode-se mostrar que

$$p = -\frac{1}{2} \gamma |\vec{E}|^2 \quad (\text{B.11})$$

Assumindo que a pressão agindo no meio tem caráter unidimensional, tal como na Figura B.1, tem-se que

$$\delta W = \left[\frac{p(x + \delta_x) - p(x)}{\delta_x} \right] \delta_x^2 \delta_y \delta_z \quad (\text{B.12})$$

ou ainda

$$\frac{\partial W}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x} V \quad (\text{B.13})$$

A força atuando no meio é tal que

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} W \quad (\text{B.14})$$

como o problema foi limitado ao caso unidimensional, tem-se que

$$F = -\frac{\partial W}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x} V \quad (\text{B.15})$$

Assim, a força por unidade de volume atuante no meio será

$$\frac{F}{V} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{1}{2} \gamma |\vec{E}|^2 \right) = \frac{\gamma}{2} \frac{\partial}{\partial x} |\vec{E}|^2 \quad (\text{B.16})$$

Definindo uma função $u(x, t)$ como sendo o desvio do ponto x em relação a sua posição de equilíbrio, pode-se escrever uma equação que expressa a propagação de uma onda mecânica em um meio volumétrico [46]

$$-\eta \frac{\partial u}{\partial t} + T_{\text{Elast}} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\gamma}{2} \frac{\partial}{\partial x} |\vec{E}|^2 = \rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (\text{B.17})$$

na qual η e T_{Elast} são respectivamente a constante de dissipação da onda acústica e a constante de elasticidade do meio.

A equação (B.17) permite observar que a presença de um campo elétrico $\vec{E}$ num meio elástico dá origem a uma onda mecânica caracterizada por $u(x, t)$. Esta onda mecânica causa uma variação de densidade no meio e, portanto, uma variação na constante dielétrica caracterizada por γ tal como estabelecido em (B.1). Esta variação em ε altera a polarização do meio acoplando os dois campos ópticos que estão propagando no material.

Na seqüência encontra-se a solução da equação (B.17) assumindo a presença de dois campos ópticos propagando dentro do material e então, com este resultado para $u(x, t)$, encontra-se uma função que descreve a modulação da constante dielétrica ε pela onda mecânica.

O campo elétrico no interior do material é

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t) \quad (B.18)$$

Para simplificar assumisse que os campos se propagam de forma colinear, assim

$$\vec{r} = x\hat{x} \quad (B.19)$$

Além disso, assumisse também que os dois campos ópticos possuem a mesma polarização, de forma que

$$\vec{E}_m(\vec{r}, t) = E_m(\vec{r}, t)\hat{y} \quad (B.20)$$

Utilizando (B.19) e (B.20) pode-se escrever (B.18) na forma escalar

$$E(x, t) = E_1(x, t) + E_2(x, t) \quad (B.21)$$

É possível escrever os campos ópticos $E_1(x, t)$ e $E_2(x, t)$ da seguinte forma

$$E_m(x, t) = \frac{1}{2} \left\{ E_m(x) e^{i(\omega_m t - k_m x)} + E_m^*(x) e^{-i(\omega_m t - k_m x)} \right\} \quad (B.22)$$

na qual $*$ denota o complexo conjugado, ω_m e k_m constituem a frequência angular e o número de onda com campo E_m . É possível mostrar que

$$|E(x, t)|^2 = \left| \sum_{m=1}^2 E_m(x, t) \right|^2 = \sum_{m=1}^2 \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^2 E_m(x, t) E_n^*(x, t) \quad (B.23)$$

e utilizando-se (B.23) pode-se obter

$$\frac{\partial}{\partial x} |E(x, t)|^2 \approx -\frac{i}{2} \sum_{m=1}^2 k_m (E_m(x) e^{i(\omega_m t - k_m x)})^2 - \frac{i}{4} \sum_{m=1}^2 \sum_{\substack{n=1 \\ n \neq m}}^2 \left[(k_m - k_n) E_m(x) E_n^*(x) e^{i[(\omega_m - \omega_n)t - (k_m - k_n)x]} + (k_m + k_n) E_m(x) E_n(x) e^{i[(\omega_m + \omega_n)t - (k_m + k_n)x]} \right] + c.c. \quad (B.24)$$

na qual $c.c.$ define o complexo conjugado da primeira parte da expressão do lado direito do sinal de igual.

A expressão (B.24) possui termos oscilantes definidos pelas exponenciais

$$\begin{aligned}
 & \exp[\pm 2i(\omega_1 t - k_1 x)] \\
 & \exp[\pm 2i(\omega_2 t - k_2 x)] \\
 & \exp\{\pm i[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)x]\} \\
 & \exp\{\pm i[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2)x]\}
 \end{aligned} \tag{B.25}$$

Pode-se esperar que a solução $u(x, t)$ para a equação (B.17) também apresente estes mesmos termos oscilantes, isto é:

$$u(x, t) = u_A(x)e^{2i\theta_1(x, t)} + u_B(x)e^{2i\theta_2(x, t)} + u_C(x)e^{i[\theta_1(x, t) - \theta_2(x, t)]} + u_D(x)e^{i[\theta_1(x, t) + \theta_2(x, t)]} + c.c. \tag{B.26}$$

na qual

$$\begin{aligned}
 \theta_1(x, t) &= \omega_1 t - k_1 x \\
 \theta_2(x, t) &= \omega_2 t - k_2 x
 \end{aligned} \tag{B.27}$$

A forma proposta em (B.26) permite solucionar a equação (B.17), uma vez que torna possível o “desacoplamento” dos termos oscilantes definidos em (B.25). Tem-se então, 4 equações diferenciais “desacopladas” (na verdade 8 contando as quatro equações relativas ao complexo conjugado)

$$(\rho_0 \omega_j'^2 - i\eta \omega_j') u_j(x) - T_{Elast} \left\{ u_j(x) k_j'^2 + 2ik_j' \frac{\partial u_j(x)}{\partial x} \right\} = i\gamma k_j' E_j'(x) \tag{B.28}$$

Na qual j denota os índices A,B,C,D de forma que

$$\begin{aligned}
 \omega_A' &= 2\omega_1 & k_A' &= 2k_1 & E_A'(x) &= E_1^2(x)/4 \\
 \omega_B' &= 2\omega_2 & k_B' &= 2k_2 & E_B'(x) &= E_2^2(x)/4 \\
 \omega_C' &= \omega_1 - \omega_2 & k_C' &= k_1 - k_2 & E_C'(x) &= E_1(x)E_2^*(x)/4 \\
 \omega_D' &= \omega_1 + \omega_2 & k_D' &= k_1 + k_2 & E_D'(x) &= E_1(x)E_2(x)/4
 \end{aligned} \tag{B.29}$$

Na obtenção de (B.28) assumisse que a variação espacial de $u_j(x)$ é suficientemente lenta para se fazer a seguinte aproximação [1]

$$k_j'^2 u_j(x), k_j' \frac{\partial u_j(x)}{\partial x} \gg \frac{\partial^2 u_j(x)}{\partial x^2} \tag{B.30}$$

A velocidade de propagação da onda acústica, v_A , é dada pela relação

$$v_A^2 = \frac{T_{Elast}}{\rho_0} \tag{B.31}$$

A dependência da constante de absorção da onda acústica, α_A , com a frequência é tal que:

$$\alpha_A(\omega_A) = \eta(\omega_A) \frac{I}{\rho_0 v_A} \tag{B.32}$$

onde $\eta(\omega_A)$ representa a dependência da constante de dissipação com a frequência angular da onda acústica, ω_A . Na maior parte das situações experimentais observa-se que a atenuação da onda acústica é grande o suficiente para validar a seguinte aproximação

$$\left(\eta \frac{\omega'_j}{\rho} \right) u_j(x) \gg k'_j v_A^2 \frac{\partial u_j(x)}{\partial x} \Rightarrow \frac{\partial u_j(x)}{\partial x} \ll \alpha_A u_j(x) \quad (\text{B.33})$$

A constante de absorção acústica, α_A , é proporcional ao quadrado da frequência da onda acústica [42,47], isto é:

$$\alpha_A(\omega_A) \propto \omega_A^2 \quad (\text{B.34})$$

Utilizando (B.33) em (B.28) tem-se que

$$u_j(x) \approx \frac{i \gamma k'_j E'_j(x)}{\rho_0 \omega_j'^2 - i \eta \omega'_j - T_{Elast} k_j'^2} \quad (\text{B.35})$$

Utilizando (B.31) e (B.32) pode-se reescrever (B.35) como

$$u_j(x) = F(\omega'_j, k'_j) E'_j \quad (\text{B.36})$$

na qual

$$F(\omega'_j, k'_j) = -i \frac{1}{\rho_0} \frac{\gamma k'_j}{(i \omega'_j v_A \alpha_A(\omega'_j) - \omega_j'^2 + v_A^2 k_j'^2)} \quad (\text{B.37})$$

Estudando o comportamento individual da equação (B.37) e observando a dependência de α_A com a frequência, (B.34), é possível mostrar, com ótima aproximação, que a solução proposta para $u(x, t)$ em (B.17) é,

$$u(x, t) \approx u_c(x) e^{i[\theta_1(x, t) - \theta_2(x, t)]} + c.c. \quad (\text{B.38})$$

ou ainda

$$u(x, t) \approx -\frac{i}{4} \frac{1}{\rho_0} \frac{\gamma(k_1 - k_2) E_1(x) E_2^*(x) e^{i[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)x]}}{[i \alpha_A(\omega_1 - \omega_2) v_A - (\omega_1 - \omega_2)^2 + v_A^2 (k_1 - k_2)^2]} + c.c. \quad (\text{B.39})$$

Esta solução permite obter a variação na constante dielétrica do meio de propagação induzida pela onda acústica estimulada pelos campos elétricos E_1 e E_2 . É importante observar que a frequência da onda acústica é $\omega_A = \omega_1 - \omega_2$ e o vetor de onda é $\vec{k}_A = (k_1 - k_2) \hat{x}$.

O próximo passo consiste em mostrar como esta onda acústica altera as propriedades ópticas do meio no qual os campos ópticos estão se propagando. Assim, de (B.1) tem-se que

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} = \frac{\gamma}{\rho_0} \quad (\text{B.40})$$

utilizando (B.6) pode-se reescrever (B.40) como

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial V} = -\frac{\gamma}{V_0} \quad (\text{B.41})$$

assumindo que

$$\delta V \approx \delta u \delta y \delta z = [u(x + \delta x, t) - u(x, t)] \delta y \delta z \quad (\text{B.42})$$

$$V_0 = \delta x \delta y \delta z \quad (\text{B.43})$$

tal como na figura B.1, pode-se mostrar que

$$\delta \varepsilon \approx -\gamma \frac{\delta u(x, t)}{\delta x} \quad (\text{B.44})$$

Observando que

$$\varepsilon = \varepsilon_0 n^2 \quad (\text{B.45})$$

na qual n é o índice de refração do meio e ε_0 é a constante de permissividade elétrica do vácuo.

Pode-se verificar que

$$\delta n = -\frac{\gamma}{2n\varepsilon_0} \frac{\delta u(x, t)}{\delta x} \quad (\text{B.46})$$

Isto é, a variação na constante dielétrica do meio constitui uma variação no índice de refração do material no qual os campos ópticos se propagam. A variação na constante dielétrica induz uma não linearidade na polarização do meio, isto é

$$\vec{P}_{NL}(x, t) = \delta \varepsilon \cdot \vec{E}(x, t) \quad (\text{B.47})$$

Esta polarização não linear é responsável pelo acoplamento entre os campos $E_1(x, t)$ e $E_2(x, t)$. O próximo passo consiste em verificar as conseqüências deste acoplamento resolvendo a equação de onda

$$\nabla^2 \vec{E}(x, t) = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{E}(x, t)}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}(x, t)}{\partial t^2} \quad (\text{B.48})$$

onde μ é a permeabilidade magnética do meio. Como a fibra óptica é um meio não magnético, temos que $\mu = \mu_0$, onde μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo.

Escrevendo (B.48) na forma escalar tem-se que

$$\frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial x^2} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial^2 P_{NL}(x, t)}{\partial t^2} \quad (\text{B.49})$$

Utilizando (B.39), (B.44) e (B.47) pode-se escrever a polarização não linear $P_{NL}(x, t)$ como

$$P_{NL}(x, t) = i\gamma(k_1 - k_2)u(x, t)E(x, t) \quad (\text{B.50})$$

Pode-se dividir $P_{NL}(x, t)$ em três funções organizadas na seguinte forma

$$P_{NL}(x, t) = P_{NL}^A(x, t) + P_{NL}^B(x, t) + P_{NL}^C(x, t) \quad (B.51)$$

$$P_{NL}^A(x, t) = \frac{\zeta}{2} E_1(x) |E_2(x)|^2 e^{i(\omega_1 t - k_1 x)} + c.c. = \zeta |E_2(x)|^2 E_1(x, t) \quad (B.52)$$

$$P_{NL}^B(x, t) = \frac{\zeta}{2} E_2^*(x) |E_1(x)|^2 e^{-i(\omega_2 t - k_2 x)} + c.c. = \zeta |E_1(x)|^2 E_2(x, t) \quad (B.53)$$

$$P_{NL}^C(x, t) = \frac{\zeta}{2} E_1(x) E_2^*(x) e^{i[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)x]} \{E_1(x) e^{i(\omega_1 t - k_1 x)} + E_2^*(x) e^{-i(\omega_2 t - k_2 x)}\} + c.c. \quad (B.54)$$

na qual

$$\zeta = \frac{\gamma^2}{4\rho} \frac{(k_1 - k_2)^2}{[i\alpha_A(\omega_1 - \omega_2)v_A - (\omega_1 - \omega_2)^2 + v_A^2(k_1 - k_2)^2]} \quad (B.55)$$

Reescrevendo (B.49) tem-se

$$\frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial x^2} = \mu\varepsilon \frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} (P_{NL}^A(x, t) + P_{NL}^B(x, t) + P_{NL}^C(x, t)) \quad (B.56)$$

Da mesma forma como foi realizado para se solucionar a equação (B.17) da onda acústica, é possível utilizar os termos oscilantes que aparecem na expansão analítica de (B.56) com o objetivo de “desacoplar” esta equação em três equações distintas

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] E_1(x, t) = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\zeta |E_2(x)|^2 E_1(x, t)] \quad (B.57)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] E_2(x, t) = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\zeta |E_1(x)|^2 E_2(x, t)] \quad (B.58)$$

$$\frac{\partial^2 P_{NL}^C(x, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (B.59)$$

Escrevendo (B.57) e (B.58) de uma forma mais genérica, tem-se que

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] E_m(x, t) = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\zeta |E_n(x)|^2 E_m(x, t)] \quad (B.60)$$

$m, n = 1 \dots 2$
 $n \neq m$

Assumindo que tanto $E_1(x)$ quanto $E_2(x)$ variam lentamente, é possível reescrever (B.60) como

$$\frac{\partial E_m(x)}{\partial x} \approx \frac{\omega_m^2}{2ik_m} \mu \zeta |E_n(x)|^2 E_m(x) \quad (B.61)$$

observando que

$$k_m^2 = \mu\varepsilon \omega_m^2 \quad (B.62)$$

Adicionando em (B.61) um termo fenomenológico responsável por contabilizar a absorção dos campos ópticos pelo meio de propagação, α , tem-se

$$\frac{\partial E_m(x)}{\partial x} \approx \left[\frac{\omega_m^2}{2ik_m} \mu \zeta |E_n(x)|^2 - \frac{\alpha}{2} \right] E_m(x) \quad (\text{B.63})$$

Assim

$$E_m(x) = E_{m0} \exp \left[g_{bm}^A x - \frac{\alpha}{2} x \right] \quad (\text{B.64})$$

na qual

$$g_{bm}^A = \omega_m^2 \frac{\mu \zeta |E_n(x)|^2}{2ik_m} \quad (\text{B.65})$$

O termo g_{bm}^A define o acoplamento entre os campos $E_1(x, t)$ e $E_2(x, t)$ consequência da polarização não linear induzida pela onda acústica $u(x, t)$. Como será apresentado adiante, este termo também é responsável pela troca de energia entre os campos ópticos. É importante observar que g_{bm}^A depende apenas das características do meio de propagação e das propriedades dos campos presentes no material.

B.2 Ganho Brillouin

A intensidade de um campo elétrico é tal que

$$I(x) = \frac{c \varepsilon_0 n}{2} |E(x)|^2 \quad (\text{B.66})$$

Assim, utilizando (B.64) tem-se

$$I_m(x) = \frac{c \varepsilon_0 n}{2} |E_m(x)|^2 = I_{m0} \exp \left[(g_{bm}^A + g_{bm}^{A*}) x - \alpha x \right] \quad (\text{B.67})$$

na qual

$$g_{bm}^A + g_{bm}^{A*} = \omega_m^2 \frac{\mu}{2ik_m} |E_n(x)|^2 (\zeta - \zeta^*) \quad (\text{B.68})$$

Utilizando (B.55) é possível mostrar que

$$\zeta - \zeta^* = -i \frac{2\gamma^2 (k_1 - k_2)^2}{4\rho} \left\{ \frac{\alpha_A (\omega_1 - \omega_2) v_A}{\left[v_A^2 (k_1 - k_2)^2 - (\omega_1 - \omega_2)^2 \right]^2 + \left[\alpha_A (\omega_1 - \omega_2) v_A \right]^2} \right\} \quad (\text{B.69})$$

Reescrevendo (B.68) utilizando (B.66) tem-se

$$g_{bm}^A + g_{bm}^{A*} = g_{bm} I_n(x) \quad (\text{B.70})$$

na qual

$$g_{bm} = -\omega_m^2 \frac{\mu}{k_m} \frac{1}{c \varepsilon_0 n} \frac{\gamma^2 (k_1 - k_2)^2}{2 \rho_0} \left\{ \frac{\alpha_A (\omega_1 - \omega_2) v_A}{[v_A^2 (k_1 - k_2)^2 - (\omega_1 - \omega_2)^2]^2 + [\alpha_A (\omega_1 - \omega_2) v_A]^2} \right\} \quad (\text{B.71})$$

é denominado Ganho Brillouin e quantifica o resultado mais expressivo do Espalhamento Brillouin Estimulado, ou seja, a troca de energia entre os campos ópticos $E_1(x, t)$ e $E_2(x, t)$. Utilizando estes resultados pode-se escrever

$$I_1(x) = I_{10} \exp[g_{b1} I_2(x) x - \alpha x] \quad (\text{B.72})$$

$$I_2(x) = I_{20} \exp[g_{b2} I_1(x) x - \alpha x] \quad (\text{B.73})$$

Estas últimas equações definem o comportamento espacial da intensidade dos campos ópticos. É importante observar que (B.72) e (B.73) são interdependentes, isto é, $I_1(x)$ depende de $I_2(x)$ e vice-versa; posteriormente mostra-se que esta dependência mútua resulta em um sistema de equações diferenciais acopladas pelo Ganho Brillouin.

A figura B.2a mostra o comportamento de g_{bm} para a situação na qual os campos ópticos se propagam no mesmo sentido, isto é, são co-propagantes. A figura B.2b apresenta o comportamento de g_{bm} para os campos ópticos contra-propagantes. Nestes gráficos utilizam-se os parâmetros físicos para o Quartzo, constantes da Tabela B.1, mantendo ω_1 constante e variando ω_2 .

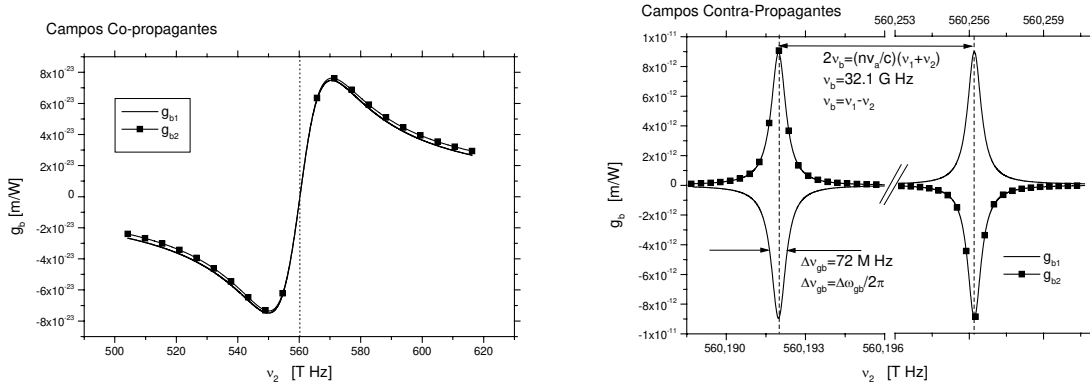


Figura B.2: Ganho Brillouin: (a) campos ópticos co-propagantes, (b) campos contra-propagantes ($\lambda_1=535.5\text{nm}$, [13]).

Parâmetro	Descrição	Valor
p_{foto}	Constante foto-elástica	0.271
n	Índice de refração	1.46
ρ_o	Densidade de massa volumétrica	$2.2 \times 10^3 \text{ Kg/m}^3$
$g_b (\lambda_p=1.3 \mu\text{m})$	Ganho Brillouin	$6 \times 10^{-11} \text{ m/W}$
$\Delta v_{gb} (\lambda_p=1.3 \mu\text{m})$	Largura espectral do ganho Brillouin	$60 \times 10^6 \text{ Hz}$
v_A	Velocidade das ondas acústicas	$5.9 \times 10^3 \text{ m/s}$

Tabela B.1

Pode-se observar que o pico do ganho Brillouin para a situação na qual os campos estão propagando em sentidos contrários é pelo menos 10^{12} vezes maior que o mesmo valor para o caso de campos co-propagantes. Este resultado é de extrema importância pois através dele é possível afirmar que a troca de energia é máxima

quando os campos ópticos são contra-propagantes. É importante observar a assimetria de g_{b1} com relação à g_{b2} em torno dos pontos de extremo das distribuições do ganho, isto é, $g_{b1}(\nu_1 - \nu_2) - g_{b2}(\nu_1 - \nu_2) \neq 0$. Esta assimetria reflete a conservação de energia durante a interação, visto que parte da energia dos campos ópticos é absorvida pelo campo acústico (observar que a solução para a onda acústica (B.39) depende de $E_1(x)$ e de $E_2(x)$ os quais possuem dependência com o ganho Brillouin). Na seqüência avalia-se o caso no qual os campos ópticos são contra-propagantes.

A condição de extremo para g_{bm} , na situação em que os campos são contra-propagantes, é tal que

$$v_A^2(k_1 - k_2)^2 - (\omega_1 - \omega_2)^2 = 0 \quad (B.74)$$

ou ainda

$$\omega_1 - \omega_2 = v_A(k_1 - k_2) \quad (B.75)$$

Utilizando (B.75) tem-se que

$$k_2 = -k_1 \left(\frac{c - nv_A}{c + nv_A} \right) \text{ e } \omega_1 - \omega_2 = \frac{nv_A}{c} (\omega_1 + \omega_2) \quad (B.76)$$

como $c \gg nv_A$ a seguinte aproximação é válida

$$k_2 \approx -k_1 \quad (B.77)$$

Utilizando (B.74) em conjunto com (B.71) é possível calcular o valor do Ganho Brillouin na situação de máximo, assim

$$g_{bm}^{max} = -\omega_m^2 \frac{\mu}{k_m} \frac{I}{c \epsilon_0 n} \frac{\gamma^2 (k_1 - k_2)^2}{2 \rho_0} \frac{I}{\alpha_A (\omega_1 - \omega_2) v_A} \quad (B.78)$$

A constante elasto-óptica do meio é tal que

$$\gamma = p_{foto} n^4 \epsilon_0 \quad (B.79)$$

na qual p_{foto} é a constante foto-elástica do material.

Utilizando a aproximação em (B.77) em conjunto com (B.79) pode-se mostrar que [87],

$$g_{b1}^{max} = -g_b^{max} \quad (B.80)$$

$$g_{b2}^{max} = +g_b^{max} \quad (B.81)$$

na qual

$$g_b^{max} = \frac{4\pi^2 p_{foto}^2 n^7}{\rho_0 c \alpha_A v_A^2 \lambda_l^2} \quad (B.82)$$

O Ganho Brillouin tal como escrito em (B.71) possui a forma de uma distribuição de Lorentz. A constante de absorção acústica, α_A , esta relacionada com a largura espectral $\Delta\omega_{g_b}$ tomada à meia altura do pico de g_{bm} [19], isto é

$$\alpha_A \approx \frac{\Delta\omega_{g_b}}{v_A} = \frac{2\pi}{v_A} \Delta v_{g_b} \Rightarrow \Delta\omega_{g_b} = \alpha_A v_A \quad (\text{B.83})$$

Com este resultado pode-se reescrever $g_b^{\max}$ como [14]

$$g_b^{\max} = \frac{2\pi p_{\text{foto}}^2 n^7}{\rho_0 c \lambda_l^2 v_A \Delta v_{g_b}} \quad (\text{B.84})$$

Utilizando (B.83) e (B.84) é possível reescrever (B.71) como

$$g_{b1} = -g_b(\omega_1 - \omega_2) \quad (\text{B.85})$$

$$g_{b2} = +g_b(\omega_1 - \omega_2) \quad (\text{B.86})$$

na qual, utilizando-se a aproximação do ganho por uma distribuição de Lorentz

$$g_b(\omega_1 - \omega_2) = \left(\frac{\Delta\omega_{g_b}}{2} \right)^2 \frac{I}{[(\omega_1 - \omega_2) - \omega_b]^2 + \left(\frac{\Delta\omega_{g_b}}{2} \right)^2} g_b^{\max} \quad (\text{B.87})$$

e

$$\omega_b = \frac{nv_A}{c}(\omega_1 + \omega_2) \approx \frac{2nv_A}{c}\omega_1 \quad (\text{B.88})$$

Observando o sinal de g_{b1} , pode-se verificar que o campo E_1 é atenuado conforme propaga pelo meio de interação; isto é consequência deste campo estar transferindo parte da sua energia para o campo E_2 . Em virtude disto, convencionou-se denominar E_1 por campo de bombeio (*pump field*). O campo E_2 é denominado de campo Stokes (*Stokes field*, $\lambda_1 < \lambda_2$), em referência aos estudos pioneiros, na área de fluorescência, realizados por Sir George G. Stokes em 1852.

B.3 Equações acopladas de intensidade

Utilizando (B.72) e (B.73) é possível obter um sistema de equações diferenciais que possibilita estudar o comportamento estático das intensidades dos campos de bombeio e Stokes. Utilizando as expressões (B.85) e (B.86) pode-se mostrar que

$$\frac{\partial I_s}{\partial x} = +g_b I_p I_s - \alpha I_s \quad (\text{B.89})$$

$$\frac{\partial I_p}{\partial x} = -g_b I_s I_p - \alpha I_p \quad (\text{B.90})$$

No entanto, como o campo Stokes se propaga na direção contrária ao campo de bombeio, o sinal da derivada $\frac{\partial I_s}{\partial x}$ deve ser modificado para levar em consideração esta contra propagação, isto é

$$\frac{\partial I_s}{\partial x} = -g_b I_p I_s + \alpha I_s \quad (\text{B.91})$$

As relações (B.90) e (B.91) definem um sistema de equações diferenciais acopladas que descrevem o comportamento espacial das intensidades dos campos de bombeio e Stokes. Em meios de baixa absorção óptica, isto é $\alpha \approx 0$, tem-se que

$$\frac{\partial}{\partial x}(I_s - I_p) = 0 \quad (\text{B.92})$$

Este resultado é significativo pois permite afirmar que a energia é conservada durante o Espalhamento Brillouin Estimulado, ou seja, a energia é transferida do campo de bombeio para o campo de Stokes e para a onda acústica estimulada no meio [14].

B.4 Limiar Brillouin

As equações (B.90) e (B.91) podem ser resolvidas analiticamente. Embora tal solução seja útil para uma descrição completa do efeito Brillouin, incluindo a depleção do campo de bombeio, é possível ter uma melhor compreensão do Limiar Brillouin desprezando-se a depleção do campo de bombeio pelo espalhamento Brillouin (uma vez que para potências de bombeio menores que a potência de limiar, a depleção é praticamente desprezível), assim de (B.90) tem-se que

$$\frac{\partial I_p}{\partial x} = -\alpha I_p \quad (\text{B.93})$$

Nesta situação é possível verificar que

$$I_p(x) = I_p(0)e^{-\alpha x} \quad (\text{B.94})$$

Na qual assumisse que o campo de bombeio é acoplado ao meio de interação na posição $x = 0$. Substituindo (B.94) em (B.91) pode-se mostrar que

$$\frac{\partial I_s}{\partial x} = -g_b I_p(0) I_s(x) e^{-\alpha x} + \alpha I_s(x) \quad (\text{B.95})$$

Assumindo que o campo de Stokes é acoplado ao meio na posição $x = L$, tem-se que

$$I_s(x) = I_s(L) \exp \left\{ g_b \frac{I_p(0)}{\alpha} [e^{-\alpha x} - e^{-\alpha L}] + \alpha [x - L] \right\} \quad (\text{B.96})$$

Na posição $x = 0$ a intensidade do campo de Stokes será tal que

$$I_s(0) = I_s(L) \exp \{ g_b I_p(0) L_{ef} - \alpha L \} \quad (\text{B.97})$$

na qual L_{ef} é denominado comprimento efetivo de interação sendo tal que

$$L_{ef} = \frac{1}{\alpha} [1 - e^{-\alpha L}] \quad (\text{B.98})$$

Por (B.97) pode-se observar que a intensidade do campo de Stokes em $x=0$ sofre um incremento devido à amplificação Brillouin que ocorre como resultado do espalhamento Brillouin estimulado (na presença simultânea de dois campos ópticos contra-propagando com frequências separadas pelo desvio Brillouin de frequência, ω_b).

Quando se analisa o espalhamento Brillouin espontâneo, situação na qual $I_s(x=L) \sim 0$, o campo de Stokes cresce a partir do ruído óptico existente ao longo da fibra, e

a interação ocorre por intermédio dos fônons termicamente excitados. Do ponto de vista quântico, os fótons do campo de bombeio sofrem colisões com os fônons acústicos presentes naturalmente no meio de propagação óptico; com essas colisões, novos fótons são gerados devido à troca de energia ocorrida com a colisão. Estes novos fótons compõem o campo de Stokes que se propaga em direção contrária ao campo de bombeio.

No espalhamento Brillouin espontâneo, a potência de limiar pode ser estimada assumindo a presença de apenas um fóton por modo (contra-propagante aos fótons do campo de bombeio) em uma distância na qual a amplificação Brillouin e a absorção óptica são iguais, assim mostrou-se que [91]:

$$g_b P_P^{Cr}(0) \frac{L_{ef}}{A_{ef}} \approx 2I \quad (B.99)$$

na qual A_{ef} é a área efetiva de interação (em fibras monomodo com índice degrau, A_{ef} pode ser estimada como sendo igual à área do núcleo da fibra), e P_P^{Cr} é a potência de limiar (ou potência crítica de bombeio). O fator numérico $2I$ é aproximado, pois depende do valor exato da largura espectral do ganho Brillouin, $\Delta\nu_{gb}$ [91]; ele também pode diminuir ou aumentar de acordo com o estado de polarização relativo entre os campos ópticos de bombeio e de Stokes. Para contabilizar esta dependência, geralmente adiciona-se o parâmetro γ_{pol} , isto é

$$\gamma_{pol} g_b P_P^{Cr}(0) \frac{L_{ef}}{A_{ef}} \approx 2I \quad (B.100)$$

na qual $\gamma_{pol}=0.5$ para campos ópticos totalmente desalinhados e $\gamma_{pol}=1$ para polarizações alinhadas (tal como em uma fibra birrefringente).

Utilizando os valores típicos para fibras usadas em sistemas de comunicações ópticos operando em $\lambda=1.55\mu m$: $A_{ef}=50\mu m^2$, $L_{ef}=20Km$, $\gamma=0.5$ e $g_b=5 \times 10^{-11} m/W$, a potência de limiar pode ser estimada como sendo aproximadamente $2mW$. Este baixo limiar de potência torna o efeito Brillouin o principal processo não-linear em fibras ópticas [14].

B.5 Depleção do Campo de Bombeio

No momento em que o Limiar Brillouin é satisfeito, uma grande parte da potência do campo de bombeio é transferida para o campo de Stokes. Para estudar como esta transferência de potência afeta o campo de bombeio é necessário a solução do sistema de equações definido por (B.90) e (B.91). Devido à presença dos termos de absorção óptica αI_s e αI_p , a solução exata é complicada e só pode ser obtida numericamente [52]; assim, sabendo que $\alpha \approx 10^{-3} m^{-1}$, vamos poder-se aproximar o sistema por

$$\frac{\partial I_p}{\partial x} \approx -g_b I_s I_p \quad (B.101)$$

$$\frac{\partial I_s}{\partial x} \approx -g_b I_p I_s \quad (B.102)$$

desta forma, não é complicado mostrar que

$$I_s(x) = I_p(x) + I_{SP0} \quad (B.103)$$

na qual

$$I_{SP0} = I_S(0) - I_P(0) \quad (B.104)$$

Assumindo a seguinte forma para $I_S(x)$

$$I_S(x) = \frac{C_A}{e^{C_B(x)} + C_C} \quad (B.105)$$

na qual $C_A = cte$, $C_D = cte$ e $C_B(x)$ é uma função da posição x , pode-se mostrar que

$$I_S(x) = \frac{b_0 I_{SP0}}{b_0 - e^{-g_b I_{SP0} x}} \quad (B.106)$$

onde b_0 é a medida da eficiência do espalhamento Brillouin, pois corresponde à fração da potência de bombeio transferida para o campo de Stokes.

O termo b_0 é definido como

$$b_0 = \frac{I_S(0)}{I_P(0)} \quad (B.107)$$

e utilizando (B.103) tem-se que

$$I_P(x) = \frac{I_{SP0} e^{-g_b I_{SP0} x}}{b_0 - e^{-g_b I_{SP0} x}} \quad (B.108)$$

A figura B.3 apresenta a distribuição espacial dos campos ópticos dentro da fibra, normalizados pela potência de entrada do campo de bombeio, obtida para dois valores de $b_{IN} = I_S(L)/I_P(0)$. Este gráfico mostra como o espalhamento Brillouin atenua o campo de bombeio, ao mesmo tempo em que amplifica o campo de Stokes, através do ganho Brillouin.

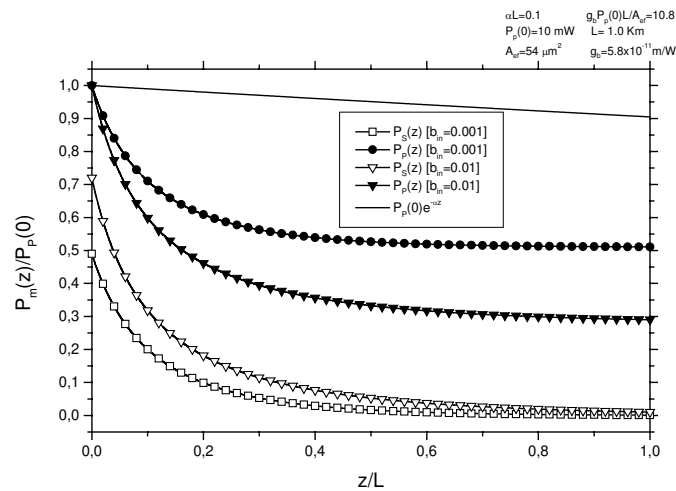


Figura B.3: Perfil espacial da potência dos campos de bombeio e de Stokes dentro da fibra óptica, normalizado pela potência de entrada do campo de bombeio.

B.6 Saturação do ganho do Campo de Stokes

O ganho do campo de Stokes, consequência do espalhamento Brillouin, pode ser definido como a razão entre as intensidade final $I_s(0)$ e inicial $I_s(L)$, isto é

$$G_s = \frac{I_s(0)}{I_s(L)} \quad (\text{B.109})$$

Pode-se utilizar a equação (B.108) para estudar como este ganho varia com relação à razão entre as intensidades acopladas, $I_s(L)$ e $I_p(0)$, isto é, com relação ao parâmetro b_{in} definido como

$$b_{in} = \frac{I_s(L)}{I_p(0)} \quad (\text{B.110})$$

Utilizando (B.109) e (B.110) é possível obter a seguinte relação

$$g_b I_p(0)L = -\frac{1}{G_s b_{in} - 1} \ln[G_s b_{in} - G_s(G_s b_{in} - 1)] \quad (\text{B.111})$$

Com a expressão (B.111) pode-se obter um gráfico (figura B.5) que mostra o comportamento de G_s em função de $g_b I_p(0)L$ para diversas razões de inserção b_{in} [41]. A principal conclusão sobre este gráfico é a observação de que a saturação do ganho G_s ocorre quando a intensidade de saída do campo de Stokes, $I_s(0)$, alcança valores percentuais pequenos em relação à intensidade de inserção do campo de bombeio, $I_p(0)$, independentemente de se ter um alto valor de $I_s(0)$ ou um longo comprimento de interação, L .

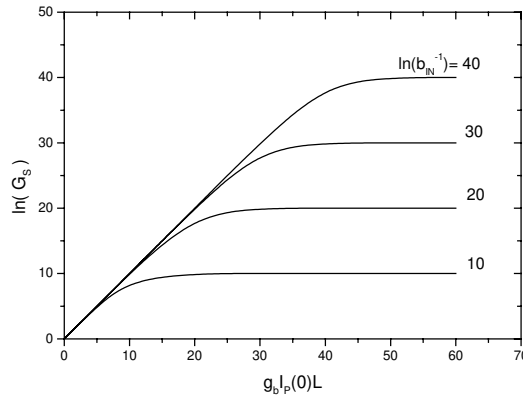


Figura B.5: Característica de saturação da amplificação Brillouin.

B.7 Dependência do Ganho Brillouin com a temperatura e a Deformação Mecânica

Observou-se experimentalmente que o ponto de extremo da distribuição espectral do ganho Brillouin, ω_b , possui uma dependência linear com a temperatura e com a deformação mecânica [20]:

$$\omega_b(T) = \omega_b(T_r)[1 + C_T(T - T_r)] \quad (\text{B.112})$$

$$\omega_b(\varepsilon) = \omega_b(\varepsilon_{DM} = 0)[1 + C_S\varepsilon_{DM}] \quad (\text{B.113})$$

na qual T é a temperatura, ε_{DM} é a deformação mecânica (medida em $\mu\varepsilon$), C_T é o coeficiente de temperatura, C_S é o coeficiente de deformação mecânica e T_r é a temperatura de referência. É importante observar que ω_b é a diferença entre as frequências do campo de bombeio e Stokes na qual o ganho Brillouin é máximo (Figura B.6). Para $\lambda_p = 1.3 \mu\text{m}$ os coeficientes medidos foram $C_T \approx 9.4 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ e $C_S \approx 4.6 \mu\varepsilon^{-1}$. As equações (B.112) e (B.113) descrevem os efeitos isolados de temperatura e deformação mecânica, assim em uma situação onde estas variáveis agem simultaneamente no meio de interação, a variação em ω_b será dependente da ação conjunta destas duas variáveis.

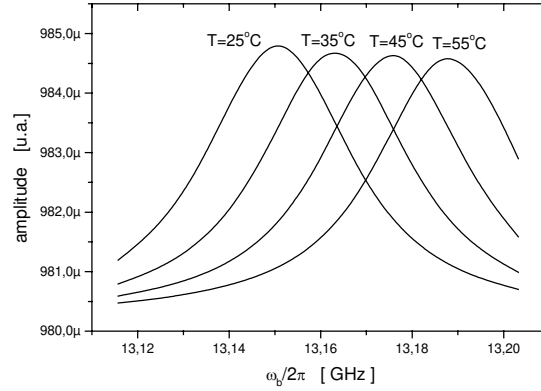


Figura B.6: Dependência da posição de máximo do ganho Brillouin com a temperatura ($\lambda_p \sim 1.3 \mu\text{m}$).

A velocidade das ondas acústicas no interior da fibra constitui um parâmetro relacionado com as características físicas da mesma, assim a dependência de ω_b com T e ε_{DM} tem sua origem principal na variação de v_A com estas variáveis, isto porque a dependência do índice de refração da fibra com T e ε_{DM} é muito pequena. A frequência ω_b depende de n e v_A da seguinte forma

$$\omega_b \approx \frac{2nv_A}{c} \omega_p \quad (\text{B.114})$$

na qual ω_p é a frequência angular do campo de bombeio.

Observou-se também que a concentração e o tipo dos dopantes utilizados nos núcleos das fibras ópticas alteram a condição de frequência ω_b [53,54]. Algumas discrepâncias nos valores de C_T e C_S podem ser encontradas na literatura, no entanto, estas discrepâncias podem ser explicadas pela deformação mecânica induzida termicamente ou intrínseca da fibra [92]; uma vez que os coeficientes de expansão térmica da camada protetora da fibra e do conjunto núcleo/casca podem possuir valores diferentes acarretando uma deformação mecânica na fibra, causando uma variação adicional em ω_b .

Um outro efeito da presença de dopantes no núcleo da fibra é a excitação de vários modos acústicos, os quais geram múltiplos picos na distribuição do ganho Brillouin. Usualmente o pico principal possui uma amplitude máxima muito maior que a amplitude dos outros picos; além disso, o pico principal é separado cerca de 200MHz dos outros picos de ordem superior. Assim, os modos acústicos não representam dificuldade na análise da distribuição do ganho Brillouin quando o objetivo é observar a dependência de ω_b com a temperatura.

B.8 Comportamento Dinâmico

Para estudar o comportamento dinâmico do Espalhamento Brillouin Estimulado é necessário utilizar um conjunto de equações que incluam a característica de propagação dos campos ópticos. Desprezando-se efeitos não lineares, tais como a dispersão de velocidade de grupo (*GVD - Group Velocity Dispersion*), modulação de fase (*SPM - Self Phase Modulation*) e a modulação de fase cruzada (*XPM - Cross Phase Modulation*), e assumindo situações nas quais a variação temporal dos campos não é menor do que

$$T_A = \frac{2\pi}{\alpha_A v_A} = \frac{I}{\Delta v_{gb}} \quad (\text{B.115})$$

onde T_A é a constante de tempo para o amortecimento da onda acústica (em fibras ópticas, $T_A \approx 16\text{ns}$), pode-se mostrar que a dinâmica temporal do espalhamento Brillouin é descrita satisfatoriamente pelo sistema de equações acopladas [14]

$$\frac{\partial I_S}{\partial x} - \frac{n}{c} \frac{\partial I_S}{\partial t} = -g_b I_p I_S + \alpha I_S \quad (\text{B.116})$$

$$\frac{\partial I_p}{\partial x} + \frac{n}{c} \frac{\partial I_p}{\partial t} = -g_b I_p I_S - \alpha I_p \quad (\text{B.117})$$

Para variações temporais menores do que T_A , torna-se necessário incluir a dinâmica temporal da onda acústica, pois nessa situação o ganho Brillouin se torna dependente do tempo. Além disso, observa-se nestes casos, que o valor do ganho Brillouin passa a ser extremamente reduzido.

Apêndice C

Caracterização das Fontes Laser do sistema sensor Brillouin

A proposta do sensor distribuído utilizando o efeito Brillouin em fibras ópticas utiliza em sua configuração duas fontes de radiação laser, as quais geram campos ópticos que se propagam em sentidos contrários em uma fibra óptica e interagem por intermédio do efeito Brillouin. Estes campos ópticos, dependendo de suas frequências de emissão são denominados campo de Bombeio ou campo de Stokes.

Para que a interação Brillouin estimulada ocorra, a diferença de frequência óptica entre os dois lasers deve ser tal que:

$$f_P - f_S = \frac{nv_A}{c}(f_P + f_S) \quad (C.1)$$

na qual f_P é a frequência do campo óptico de bombeio e f_S é a frequência do campo óptico de Stokes, n é o índice de refração do meio de propagação, c é a velocidade da luz no vácuo e v_A é a velocidade das ondas acústicas no meio de propagação.

Assim, é importante avaliarmos algumas características da luz emitida pelas fontes de radiação laser, responsáveis pela geração dos campos interagentes, de modo a permitir que a condição (C.1) seja satisfeita.

Neste apêndice apresentam-se resultados experimentais relativos a um laser de estado sólido com cavidade de Nd:Yag tipo NPOR (*Non-Planar Optical Ring*), Lighthwave 125-1319-150, e a um diodo laser DFB, Newport LD1310, ambos utilizados no sistema sensor Brillouin.

C.1 Laser Lighthwave 125-1319-150

Esta fonte de luz se trata de um laser de estado sólido (Lighthwave 125-1319-150) constituído por um cristal de Nd:YAG (Níodímio: Ítrio, Alumínio, Garnet) bombeado por um diodo laser. O meio de ganho é o cristal de Nd:Yag, o qual é utilizado como uma cavidade ressonante. Devido à geometria da cavidade ser do tipo “oscilador em anel não-planar” (NPRO – Non-planar ring oscillator), emite-se apenas um modo dominante ($\lambda \sim 1.319 \mu m$, $\Delta \nu \sim 5 kHz$). Esta fonte de Laser pode ser sintonizada através da variação da temperatura da cavidade Nd:YAG, ou pela aplicação de uma tensão mecânica na cavidade através de um PZT anexado ao cristal. Devido ao controle térmico do cristal, o qual é mantido a uma temperatura que pode variar entre $32^\circ C$ e $60^\circ C$, este laser deve ser montado sobre uma base refrigerada, para evitar um aquecimento interno excessivo. A potência de emissão pode ser controlada através do ajuste da potência do diodo laser que bombeia a cavidade, permitindo que potências entre $10mW$ e $150mW$ sejam obtidas já acopladas a uma fibra óptica birrefringente.

A figura C.1 apresenta o esquema experimental utilizado na caracterização do laser Lighthwave 125-1319-150. Como a caracterização ocorreu concomitantemente com outras experiências, o esquema experimental utilizado pode não parecer o mais ideal para tal caracterização, no entanto foi possível levantar todas as medidas relevantes à operação desta fonte laser.

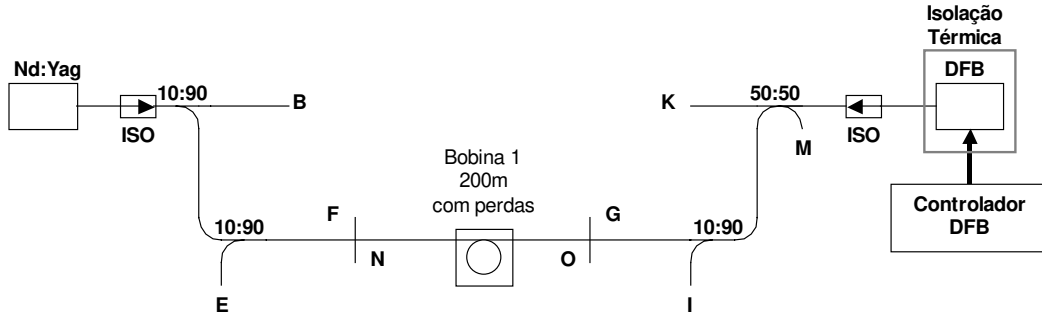


Figura C.1: Esquema experimental utilizado na caracterização das fontes de laser.

Diversas variáveis deste laser podem ser controladas com o objetivo de modificar as propriedades da luz emitida. Primeiramente caracterizou-se a dependência entre a potência óptica emitida e a corrente de excitação do diodo laser que bombeia a cavidade Nd:Yag. A figura C.2 apresenta este resultado para uma temperatura da cavidade Nd:Yag igual a $T_{Nd:Yag}=40,9421^{\circ}C$. A potência óptica emitida foi medida na porta B com o auxílio de um monitor de potência óptica NewPort 1835-C. Um filtro de densidade nula, calibrado, foi utilizado para a realização destas medidas. O ajuste da corrente $I_{Nd:Yag}$ foi realizado através do controlador microprocessado deste laser, o qual não fornece um ajuste suave desta variável. No entanto pode-se observar a grande excursão da potência óptica saindo pela porta B, P_B .

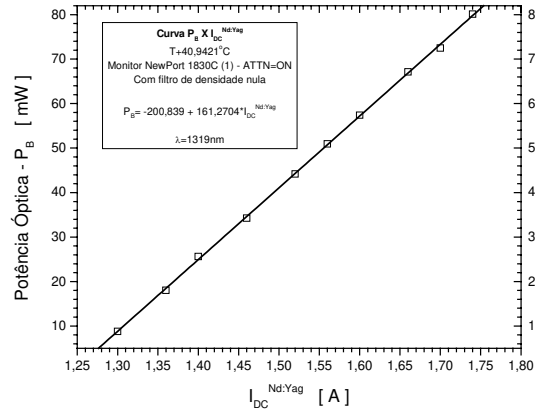


Figura C.2: Dependência da potência óptica, na porta B, emitida pelo laser Ligthwave 125-1319-150 com a corrente de excitação do laser de bombeio da cavidade Nd:Yag.

A corrente I_{DC} de excitação do laser de bombeio da cavidade Nd:Yag, pode ser ajustada externamente através de um sinal em tensão V_{POWER} , o qual permite um controle mais suave desta variável. A figura C.3a apresenta a relação entre V_{POWER} e I_{DC} . A figura C.3b apresenta a relação entre V_{POWER} e a potência óptica medida na porta B.

A corrente de excitação influi no comprimento da cavidade de ganho do diodo laser e conseqüentemente influi no seu comprimento de onda de emissão. Devido às características de excitação da cavidade Nd:Yag, o comprimento de onda, $\lambda_{Nd:Yag}$, emitido por esta cavidade depende do comprimento de onda da luz de bombeio. Assim, um dos efeitos da variação da corrente de excitação, do diodo laser de bombeio da cavidade Nd:Yag, é a ligeira alteração no comprimento de onda da emissão do laser Ligthwave 125-1319-150.

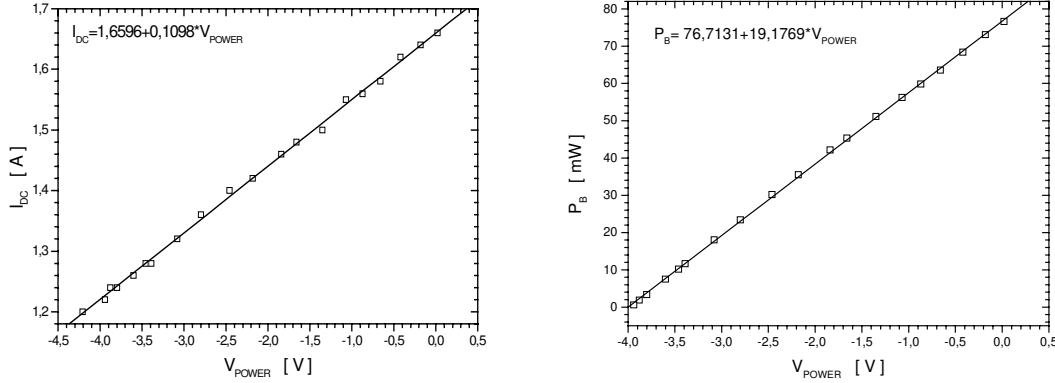


Figura C.3: (a) Dependência entre I_{DC} e V_{POWER} . (b) Dependência entre P_B e V_{POWER} .

A figura C.4 apresenta a dependência entre V_{POWER} (proporcional à I_{DC}) e $\lambda_{Nd:Yag}$ para $T_{Nd:Yag} = 40,0004^\circ C$. A medida de $\lambda_{Nd:Yag}$ foi realizada na porta I, observando a reflexão da luz do laser Nd:Yag na porta M (clivada em 90°), isto foi feito visando evitar a saturação do detector do analisador de espectro óptico Advantest Q8347, utilizado nesta caracterização. A descontinuidade observada nas medidas é consequência da resolução espectral do analisador de espectro, igual a $5pm$.

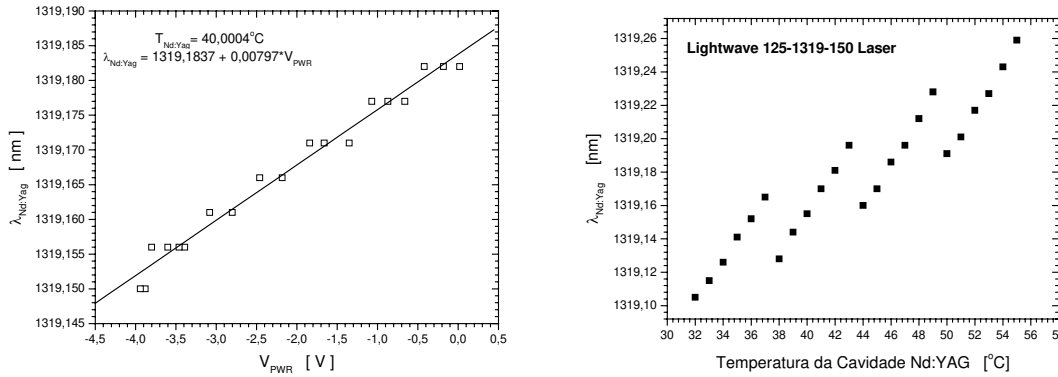


Figura C.4: Dependência de $\lambda_{Nd:Yag}$ com V_{POWER} . **Figura C.5:** Dependência entre $T_{Nd:Yag}$ e $\lambda_{Nd:Yag}$.

A variação na temperatura da cavidade de Nd:Yag afeta seu índice de refração e sua geometria física, alterando o seu comprimento de onda de emissão (uma vez que ambos efeitos induzem modificações no comprimento efetivo da cavidade). Assim, é possível sintonizar a frequência de emissão do laser Lightwave 125-1319-150 alterando $T_{Nd:Yag}$. A figura C.5 apresenta esta característica de sintonia. Pode-se observar a presença de “mode-hops” (descontinuidade na característica de sintonia).

O ajuste da temperatura da cavidade Nd:Yag, permite uma sintonia lenta da frequência de emissão do laser Lightwave 125-1319-150. Este ajuste pode ser realizado por um sinal externo de tensão V_{ST} , no entanto como o controle de $T_{Nd:Yag}$ é lento, devido à elevada constante de tempo associada com a estabilização da temperatura da cavidade, a banda máxima do sinal V_{ST} deve-se limitar a $1Hz$. A figura C.6a apresenta a relação entre $T_{Nd:Yag}$ e V_{ST} . A figura C.6b apresenta a relação entre $\lambda_{Nd:Yag}$ e V_{ST} .

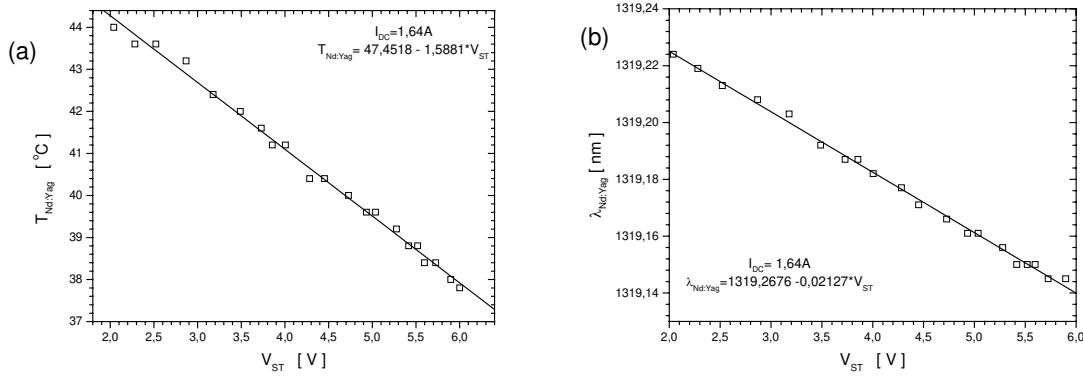


Figura C.6: (a) Dependência entre V_{ST} e $T_{Nd:Yag}$. (b) Dependência entre V_{ST} e $\lambda_{Nd:Yag}$.

A figura C.7 apresenta um gráfico detalhando a dependência de $\lambda_{Nd:Yag}$ com I_{DC} e $T_{Nd:Yag}$. É possível verificar que a dependência do comprimento de onda de emissão da cavidade Nd:Yag possui uma dependência muito maior com a sua temperatura do que com a corrente de excitação do diodo de laser de bombeio da cavidade.

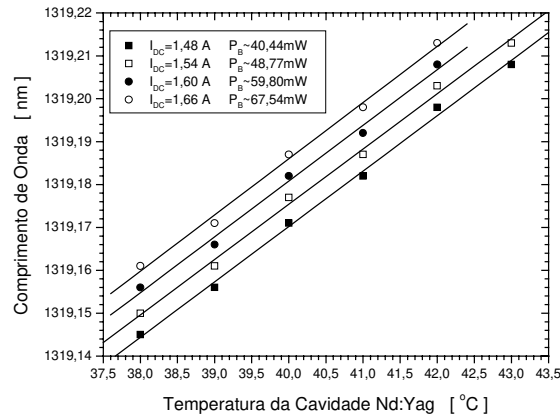


Figura C.7: Dependência entre $\lambda_{Nd:Yag}$ e $T_{Nd:Yag}$ para diferentes valores de I_{DC} .

Uma outra forma de realizar a sintonia do laser Lighthwave 125-1319-150 é controlando o PZT acoplado junto à cavidade Nd:Yag. Este PZT, ao se deformar, aplica uma tensão mecânica na cavidade, alterando o comprimento de emissão do cristal Nd:Yag. Em contraste com a sintonia por meio do ajuste de $T_{Nd:Yag}$, que permite variações de dezenas de GHz , a sintonia por meio do PZT permite ajustes limitados apenas a uma faixa de $\sim \pm 50MHz$ em torno da frequência de emissão sintonizada por meio de $T_{Nd:Yag}$. Para medirmos o coeficiente de varredura associado com a sintonia por meio do PZT, utilizamos o esquema óptico apresentado na figura C.8.

Nesta configuração utilizou-se o efeito Brillouin ocorrendo simultaneamente em dois rolos de fibra óptica distintos, para inferir o coeficiente de varredura do PZT no laser Nd:Yag. O diodo laser DFB, Newport LD-1310, é utilizado como fonte do campo de Stokes e o laser Nd:Yag, Lighthwave 125-1319-150 é utilizado com fonte do campo de bombeio. A temperatura dos rolos de fibra óptica 1 e 2 foi mantida constante durante as medidas. Um modulador acusto-óptico, Intra-Action ME40, é utilizado para induzir um desvio conhecido na frequência óptica da radiação do laser Nd:Yag, inserida no rolo de referência.

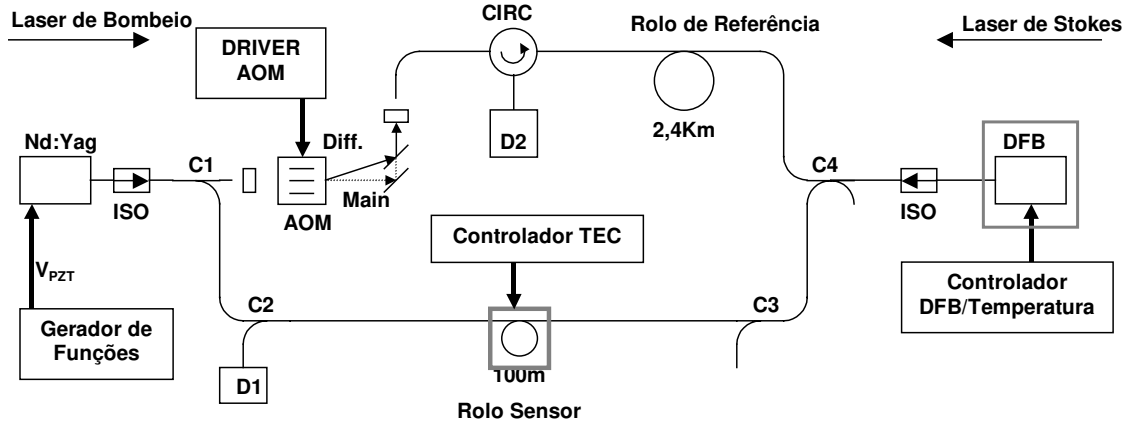


Figura C.8: Esquema óptico para medida do coeficiente de varredura do PZT no laser Lighthwave 125-1319-150.

Em virtude da interação Brillouin, o campo de Stokes detectado em D1 e D2 será amplificado. Um sinal de varredura triangular, V_{PZT} , é aplicado na entrada de controle do PZT do laser Nd:Yag, com o objetivo de variar periodicamente a frequência de emissão deste laser. A frequência de emissão do diodo laser DFB foi mantida constante durante a experiência.

Com a varredura na frequência de emissão do laser Nd:Yag, por meio de V_{PZT} , a diferença entre as frequências de emissão entre os campos ópticos de Bombeio e de Stokes também é variada. Desta forma, observa-se em D1 e D2 o espectro de amplificação Brillouin do campo de Stokes.

Como a temperatura dos dois rolos de fibra óptica é constante, a diferença entre as posições de máximo dos espectros de amplificação observados em D1 e D2, também deve ser constante. É possível mostrar que esta diferença, Δf_{DB} , é tal que,

$$\Delta f_{DB} = f_{DB}^1(T_1) - f_{DB}^2(T_2) = (f_P^1 - f_S^1) - (f_P^2 - f_S^2) \quad (C.2)$$

na qual o índice superior denota o rolo de fibra em questão, f_P é a frequência do campo de Bombeio, f_S é a frequência do campo óptico de Stokes, T_1 e T_2 são respectivamente as temperaturas dos rolos 1 e 2, e f_{DB} é o desvio Brillouin de frequência.

O modulador acusto-óptico induz um desvio, δf_{AOM} , conhecido na frequência óptica do feixe difratado igual à 40MHz (frequência de modulação do AOM). Assim, se a frequência do campo de Bombeio, adentrando o rolo 1, for desviada pelo AOM, a equação (C.2) pode ser reescrita como,

$$\Delta f_{DB}' = [(f_P^1 + \delta f_{AOM}) - f_S^1] - (f_P^2 - f_S^2) = \Delta f_{DB} + \delta f_{AOM} \quad (C.3)$$

Portanto, medindo Δf_{DB} com e sem o desvio de frequência induzido pelo AOM, pode-se determinar δf_{AOM} , mais do que isso, objetiva-se aqui determinar o coeficiente de varredura do PZT associado ao laser Nd:Yag. Assim, considerando V_{PZT} linearmente proporcional à frequência de emissão deste laser e conhecendo-se o valor de δf_{AOM} , torna-se possível a determinação do citado coeficiente de varredura.

A figura C.9a apresenta os espectros de amplificação Brillouin detectados por D1 e D2 para o acoplamento do campo de Bombeio sem desvio de frequência óptica

(acoplando o feixe principal). Pode-se observar que a distância entre os picos da amplificação Brillouin é de aproximadamente $-7.88V$. A figura C.9b apresenta os espectros de amplificação Brillouin detectados por D1 e D2 para o acoplamento do campo de Bombeio com o desvio de frequência óptica (acoplando o feixe difratado). Pode-se observar que a distância entre os picos da amplificação Brillouin é de aproximadamente $0.42V$.

Assim, a variação total, ocasionada pelo desvio em frequência induzido pelo AOM, na distância entre os picos do espectro de amplificação Brillouin é de aproximadamente $8,3V$ para um desvio de $40MHz$. Portanto o coeficiente de varredura do PZT, k_{PZT} , pode ser estimado como sendo aproximadamente igual a $4,82MHz/V$.

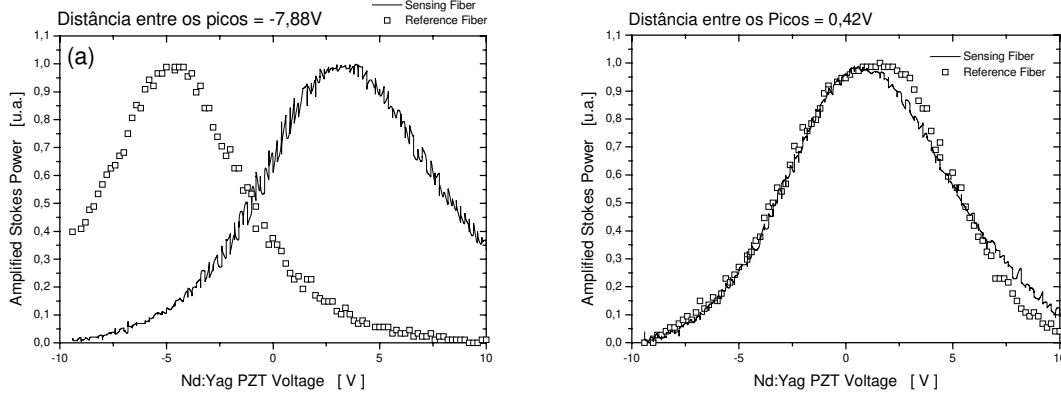


Figura C.9: Espectro de amplificação Brillouin para medida do coeficiente de varredura do PZT do laser Nd:Yag: (a) acoplando o feixe principal do AOM e (b) acoplando o feixe difratado do AOM.

C.2 Diodo Laser DFB Newport LD-1310-21B

Esta fonte laser consiste em um diodo emissor de radiação laser com estrutura tipo DFB (*Distributed Feedback*). A radiação emitida é acoplada diretamente a uma fibra óptica, permitindo um maior aproveitamento da potência emitida pelo dispositivo.

Possui potência máxima de emissão mono-modo em torno de $5mW$, já acoplada em fibra óptica, em um comprimento de onda igual à $1314nm$ para uma temperatura de operação de $20^{\circ}C$. Através da variação da temperatura de operação, entre $-10^{\circ}C$ e $80^{\circ}C$, é possível sintonizar o seu comprimento de onda entre $1304nm$ e $1324nm$.

Para o controle deste diodo laser, utiliza-se um controlador ILX Lightwave LDC3724B, capaz de controlar tanto a corrente de excitação, quanto o sistema de estabilização em temperatura no qual o diodo foi montado, ILX Lightwave LDM4412. A estabilidade na frequência de emissão deste diodo laser esta diretamente relacionada à estabilidade da sua temperatura de operação, por isso o sistema de estabilização de temperatura foi acondicionado em um recipiente capaz de minimizar gradientes térmicos externos. O esquema experimental apresentado na figura C.1 foi utilizado para a caracterização do diodo laser Newport 1310-21B.

A figura C.10a apresenta a dependência entre a temperatura, T_{DFB} , com a corrente de limiar, I_{LIMAR} , para excitação do diodo laser DFB. Na figura C.10b podemos observar o comprimento de onda de emissão, λ_{DFB} , logo após a corrente de limiar ter sido atingida, em função de T_{DFB} . Estas medidas foram realizadas com o auxílio de um analisador de espectro óptico, Advantest Q8347, conectado na porta I.

A figura C.11a apresenta o comportamento da potência óptica detectada na porta K em função da corrente I_{DFB} para $T_{DFB}=78,8^{\circ}C$. Pela figura C.11b podemos observar a

relação entre a potência óptica detectada na porta K, com a foto-corrente, I_{FOTO} , proveniente do foto-diodo acoplado diretamente ao diodo laser DFB.

Como observado pela caracterização do laser Lightwave 125-1319-150, o ajuste do comprimento de onda de emissão deste laser é limitado à região de $1319,10nm$ à $1319,26nm$ (figura C.5). O desvio Brillouin de frequência, em fibras ópticas, nesta região do espectro óptico é da ordem de $0,072nm$ ($\sim 13GHz$). Desta forma, para que a interação Brillouin ocorra, a diferença entre os comprimentos de onda das duas fontes de laser deverão estar sintonizadas em um valor próximo à $0,072nm$. Para que isso ocorra e observando a figura C.10a, a temperatura de operação do diodo laser DFB deverá ser próxima de $80^{\circ}C$. O laser DFB estará operando na sua temperatura limite, o que entre outros efeitos acarreta um desgaste acelerado deste dispositivo.

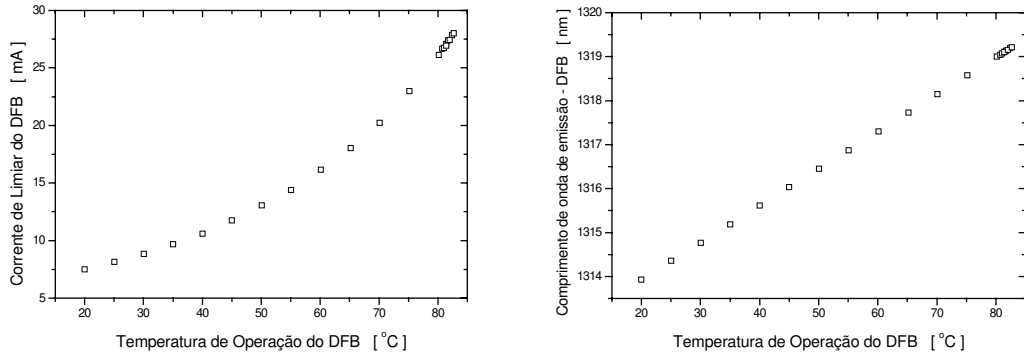


Figura C.10: (a) Relação entre I_{LIMAR} e T_{DFB} . (b) Relação entre λ_{DFB} e T_{DFB} para $I_{DFB}=I_{LIMAR}$.

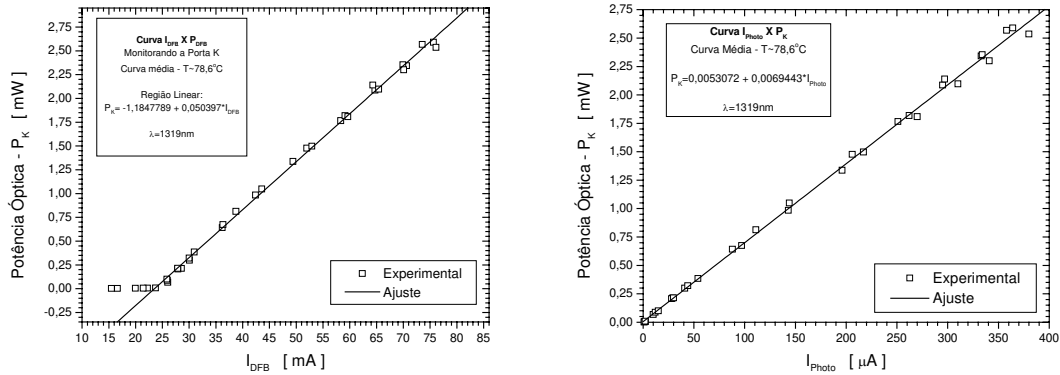


Figura C.11: (a) Relação entre a potência óptica emitida pelo laser DFB e a corrente de excitação I_{DFB} . (b) Relação entre a potência óptica emitida pelo laser DFB e I_{FOTO} .

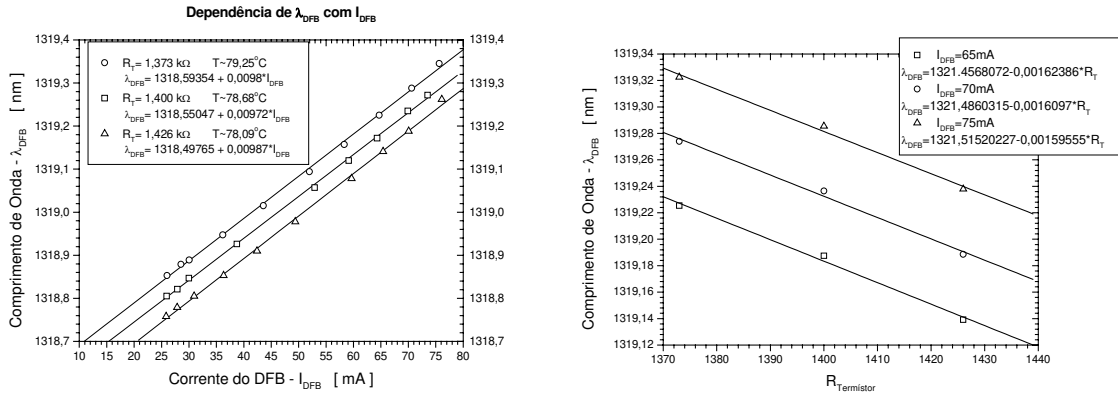


Figura C.12: (a) Dependência de λ_{DFB} com I_{DFB} em função de R_T . (b) Dependência de λ_{DFB} com R_T em função de I_{DFB} .

C.3 Estabilidade da frequência de emissão do diodo laser DFB

Para se avaliar a estabilidade da frequência de emissão do diodo laser DFB, é importante caracterizar o dispositivo na faixa de temperatura compreendida entre 70°C e 80°C , na qual ele deverá operar.

O comprimento de onda da radiação emitida pelo laser DFB depende tanto da sua corrente de excitação quanto da sua temperatura de operação. A figura C.12a apresenta a relação entre estas três variáveis na região de temperatura de operação do laser DFB necessária à sintonia do efeito Brillouin.

Pode-se observar que para operar na região compreendida entre $1319,10\text{nm}$ e $1319,28\text{nm}$, deve-se estar operando em temperaturas próximas de 79°C com correntes de excitação maiores que 65mA . A figura C.12b apresenta em maior detalhe esta dependência. É importante observar que a temperatura T_{DFB} é estabilizada com base na medida da resistência elétrica, R_T , de um termistor acoplado ao sistema de estabilização de temperatura do diodo laser. A figura 13a apresenta a relação entre R_T e T_{DFB} . A figura 13b apresenta a sensibilidade $[\Omega^{\circ}\text{C}]$ na medida da temperatura T_{DFB} , a qual varia sensivelmente dependendo da temperatura T_{DFB} .

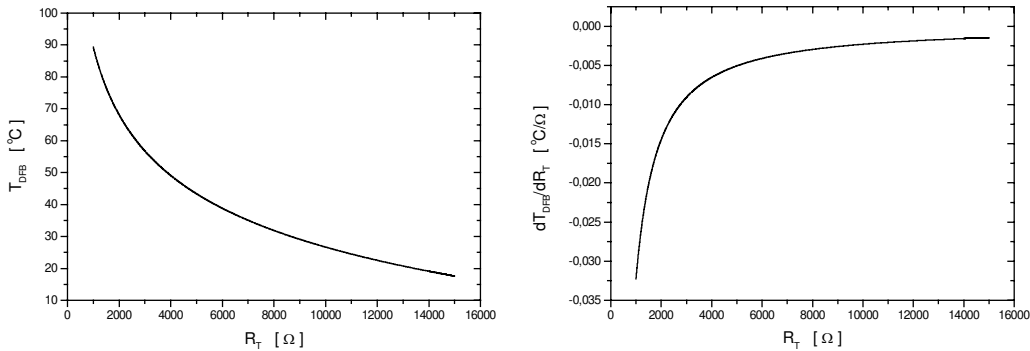


Figura C.13: (a) Relação entre T_{DFB} e R_T . (b) Sensibilidade de T_{DFB} com R_T .

O controlador de diodo laser ILX Lightwave LDC3724B, possui resolução em R_T igual à 1Ω . Existe um certo consenso na teoria de controle, de que os sistemas de controle conseguem controlar grandezas na mesma resolução com que conseguem medi-las. Assim, a estabilização em temperatura máxima obtida para $T_{DFB}=79^{\circ}\text{C}$ ($R_T=1391\Omega$) seria de aproximadamente $0,022^{\circ}\text{C}$. Tendo em vista a forte dependência entre o comprimento de onda de emissão, λ_{DFB} , com T_{DFB} (e conseqüentemente R_T) teríamos uma instabilidade no comprimento de onda de aproximadamente 1.59pm ($\sim 275\text{MHz}@1319\text{nm}$) para $I_{DFB}=75\text{mA}$.

Outro fator que contribui para a instabilidade do comprimento de onda de emissão do laser DFB, é o ruído na corrente de excitação, I_{DFB} . O controlador ILX Lightwave LDC3724B consegue manter I_{DFB} estável com imprecisão de $1\mu\text{A}$. Nesta situação, operando em $R_T=1400\Omega$ e $I_{DFB}\sim 75\text{mA}$, teríamos uma instabilidade em λ_{DFB} aproximadamente igual à $0,01\text{pm}$ ($\sim 1,7\text{MHz}@1319\text{nm}$).

Somando as instabilidades em λ_{DFB} oriundas da estabilização de T_{DFB} e I_{DFB} , é possível avaliar que o comprimento de onda de emissão do laser DFB deverá possuir uma instabilidade mínima de aproximadamente $1,6\text{pm}$ ($\sim 277\text{MHz}@1319\text{nm}$). Lembrando que o ganho Brillouin possui uma largura espectral da ordem de 60MHz , justifica-se, na elevada instabilidade de λ_{DFB} , a necessidade do sistema de estabilização da diferença de frequência entre os campos ópticos do laser Nd:Yag e do diodo laser DFB descrito no Capítulo 3. Na prática esta instabilidade é menor do que a calculada, em virtude da eficiência do controlador ILX Lightwave LDC3724B.

Apêndice D

Distribuição espectral da linha Brillouin

Na ausência de depleção do campo de bombeio, a intensidade do campo de Stokes incidente em $x=0$ será dada por (B.97):

$$I_S(0) = I_S(L) \exp\{g_b I_P(0) L_{ef} - \alpha L\} \quad (D.1)$$

na qual $I_S(L)$ é a intensidade de inserção do campo de Stokes, $I_P(0)$ é a intensidade de inserção do campo de bombeio, L_{ef} é o comprimento eficaz de interação, L é comprimento total da fibra e g_b é o ganho Brillouin dado pela relação

$$g_b(\nu_{PS}) = \left(\frac{\Delta \nu_{gb}}{2} \right)^2 \frac{I}{[\nu_{PS} - \nu_B]^2 + \left(\frac{\Delta \nu_{gb}}{2} \right)^2} g_b^{max} \quad (D.2)$$

na qual g_b^{max} é módulo máximo do ganho Brillouin, $\Delta \nu_{gb}$ é a largura espectral do ganho Brillouin, ν_B é o desvio Brillouin de frequência e ν_{PS} é a diferença entre as frequências do campo de bombeio e de Stokes, $(\nu_P - \nu_S)$.

Assumindo que,

$$G = g_b^{max} I_P(0) L_{ef} \quad (D.3)$$

e que

$$\nu = \nu_{PS} - \nu_B \quad (D.4)$$

é possível reescrever (D.1) como

$$I_S(0) = I_S(L) e^{-\alpha L} \exp \left[G \frac{I}{I + \left(\frac{2\nu}{\Delta \nu_{gb}} \right)^2} \right] \quad (D.5)$$

Como o sinal elétrico proveniente da detecção de um campo óptico é proporcional à intensidade do campo óptico, pode-se esperar que o espectro do sinal elétrico seja o mesmo do campo óptico.

Quando o efeito espontâneo é analisado, o parâmetro G é fácil de ser avaliado através da potência de limiar, dada pela equação (B.100):

$$\gamma_{Pol} g_b^{max} P_P^{Cr}(0) \frac{L_{ef}}{A_{ef}} = \gamma G \approx 2I \quad (D.6)$$

Quando a potência de bombeio é muito baixa ou o comprimento eficaz de interação é muito pequeno, é justo assumir que $G \ll I$. Utilizando a seguinte aproximação por séries de Taylor,

$$\exp[x \ll I] \sim I + x + \dots \quad (D.7)$$

é possível reescrever (D.5) considerando $G \ll 1$ como

$$I_s(0) \sim I_s(L) e^{-\alpha L} \left[1 + G \frac{I}{I + \left(\frac{2\nu}{\Delta\nu_{gb}} \right)^2} \right] \quad (D.8)$$

Assim, nesta situação a distribuição espectral da linha Brillouin tende a ser mais bem descrita por uma função lorentziana [89,51]. Assumindo que $\nu_{1/2}$ é tal que a distribuição (D.8) está a meia altura, isto é,

$$\frac{I}{I + \left(\frac{2\nu_{1/2}}{\Delta\nu_{gb}} \right)^2} = \frac{1}{2} \quad (D.9)$$

tem-se que,

$$\Delta\nu_{gb} = 2\nu_{1/2} \quad (D.10)$$

para $G \ll 1$.

Quando a potência de bombeio é elevada e o comprimento de interação é longo, deve-se observar que $G \gg 1$. Geralmente esta é situação encontrada para $P_p > P_p^{Cr}$. Como G tende a ser o termo predominante na última exponencial da equação (D.5) pode-se utilizar a seguinte aproximação por série de Taylor,

$$G \frac{I}{I + \left(\frac{2\nu}{\Delta\nu_{gb}} \right)^2} \sim G \left[1 - \left(\frac{2\nu}{\Delta\nu_{gb}} \right)^2 + \dots \right] \quad (D.11)$$

de forma que a equação (D.5) pode ser rescrita como

$$I_s(0) \sim I_s(L) e^{-\alpha L} e^G \exp\left(\frac{-4G\nu^2}{\Delta\nu_{gb}^2}\right) \quad (D.12)$$

Assim, para $G \gg 1$, a distribuição espectral da linha Brillouin tende a ser mais bem descrita por uma distribuição gaussiana [89,51]. Assumindo que $\nu_{1/2}$ seja tal que

$$\exp\left(\frac{-4G\nu_{1/2}^2}{\Delta\nu_{gb}^2}\right) = \frac{1}{2} \quad (D.13)$$

é fácil mostrar que

$$\Delta\nu_{gb} = \left(\frac{4G}{\ln(2)} \right)^{1/2} \nu_{1/2} \quad (D.14)$$

na qual $G=2I$, de acordo com (D.6).

Os resultados (D.8) e (D.12) mostram que a distribuição espectral da linha Brillouin pode ser tanto do tipo lorentziana quanto do tipo gaussiana dependendo do parâmetro G . Quando se estuda a linha Brillouin decorrente do espalhamento espontâneo, tem-se que $G \gg 1$, e a forma do espectro é mais parecida com uma gaussiana.

Apêndice E

Modulador Acusto-Óptico

Em um modulador acusto-óptico, ou célula Bragg, um feixe óptico propagando por um cristal interage com uma onda de perturbação do índice de refração gerada por uma onda acústica. A perturbação é resultado do efeito foto-elástico no qual uma deformação mecânica produz uma variação linear do índice de refração. A onda de índice de refração se comporta como uma grade de difração, a qual sob certas condições pode defletir o feixe óptico incidente no modulador [72,93].

Dispositivos acusto-ópticos são freqüentemente construídos com materiais como o LiNbO_3 e o Quartzo, observando a necessidade do lançamento das ondas acústicas de forma eficiente nestes cristais na faixa de freqüências que vai de dezenas de megahertz até alguns gigahertz. A velocidade da onda acústica, v_A , no LiNbO_3 é aproximadamente $6 \times 10^3 \text{ m/s}$, de forma que uma onda acústica com 1 GHz de freqüência irá possuir um comprimento de onda, λ_A , da ordem de $6 \mu\text{m}$ (comparável aos comprimentos de onda ópticos). A amplitude da perturbação do índice de refração é proporcional à raiz quadrada da intensidade da onda acústica. Assim, variando-se a intensidade da onda acústica podemos variar a profundidade de modulação do índice de refração.

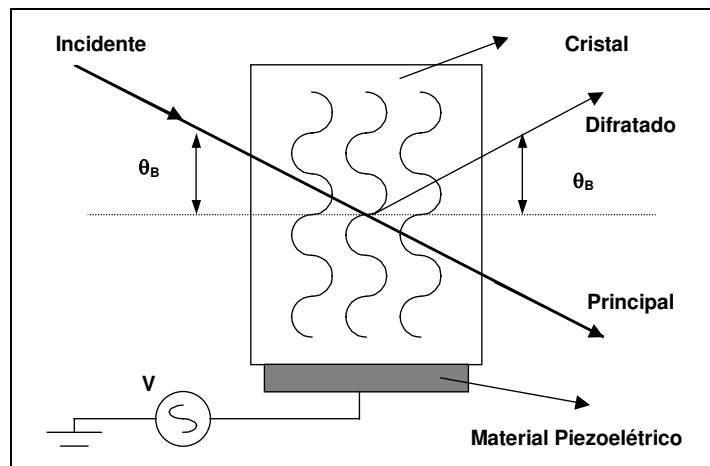


Figura E.1: Modulador acusto-óptico operando no regime de Bragg.

Um modulador acusto-óptico possui dois modos de operação. Para comprimento de interação $L_{AOM} \ll \lambda_A^2 / \lambda_{OPT}$ o dispositivo opera no regime Raman-Nath, criando múltiplos feixes difratados. No regime de Bragg, $L_{AOM} \gg \lambda_A^2 / \lambda_{OPT}$, temos somente um feixe difratado constituindo o modo de operação mais comum do modulador acusto-óptico (figura E.1).

Para obter uma difração de Bragg eficiente, o ângulo de incidência do feixe óptico relativo a direção de propagação das ondas acústicas deve ser próximo do ângulo de Bragg, θ_B ,

$$\sin(\theta_B) = \frac{\lambda_{OPT}}{2n\lambda_A} \quad (E.1)$$

na qual n é o índice de refração do cristal.

Associado com o a difração de Bragg temos um desvio da freqüência do feixe óptico difratado em relação ao feixe principal. Este desvio de freqüência, $\delta\nu_{AOM}$, é igual à freqüência das ondas acústicas excitadas no cristal, ν_A . Este desvio pode ser tanto positivo quanto negativo, dependendo do sentido da incidência do feixe óptico na célula. Será positivo se o feixe incide no sentido de propagação das ondas acústicas e negativo caso contrário.

A deflexão causada pela difração de Bragg no AOM pode ser controlada de forma a gerar pulsos ópticos difratados pelo AOM. Invariavelmente o feixe principal também apresentará uma característica pulsada, no entanto este pulso apresentará um nível óptico contínuo indesejável ao sistema sensor Brillouin (pois o nível contínuo também induziria o efeito Brillouin no circuito óptico sensor, dificultando a análise do sinal modulado pela interação dos dois campos ópticos). A figura E.2 apresenta um gráfico exemplificando os sinais elétricos e ópticos envolvidos na geração dos pulsos ópticos.

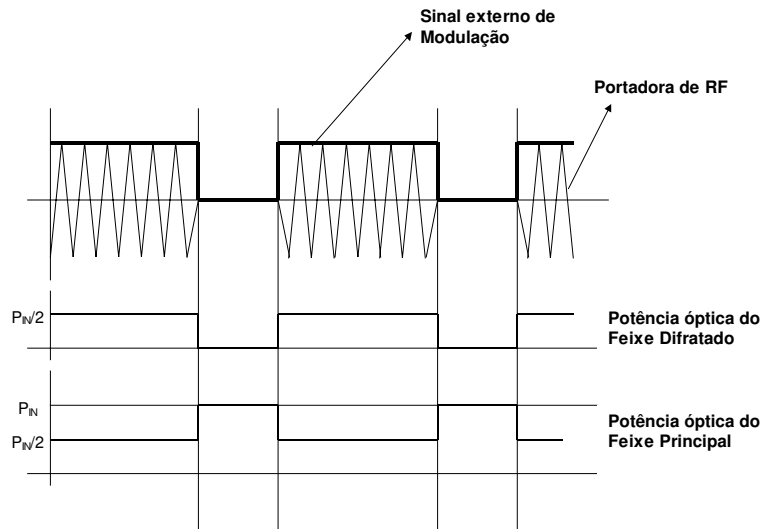


Figura E.2: Sinais elétricos e ópticos envolvidos na geração dos pulsos ópticos pelo AOM.

A intenção deste apêndice é apresentar a caracterização dos limites impostos pela natureza da modulação acusto-óptica (do nosso dispositivo) à mínima largura de pulso capaz de ser obtida (o que define a melhor resolução espacial a ser obtida pelo sensor distribuído utilizando este dispositivo).

A célula Bragg utilizada é a IntraAction ME40, operando na janela óptica de 1300nm e com freqüência de excitação de 40MHz (freqüência das ondas acústicas). Em conjunto temos um “driver” responsável por geral o sinal elétrico de modulação da célula, isto é, o sinal que aplicado ao PZT da célula gera as ondas acústicas e, conseqüentemente, acarreta a difração do feixe incidente. O conjunto AOM+DRIVER possui uma freqüência de corte para sinais externos de modulação igual à 4MHz.

A configuração óptica utilizada para esta caracterização é apresentada na figura E.3. A porta Q foi utilizada para monitorar, com o auxílio do detector Newfocus 1434, os pulsos ópticos difratados pelo AOM. Um osciloscópio Tektronix TDS400 monitorou

simultaneamente os pulsos elétrico e óptico. A potência óptica do laser Nd:Yag foi mantida constante durante todas as medidas.

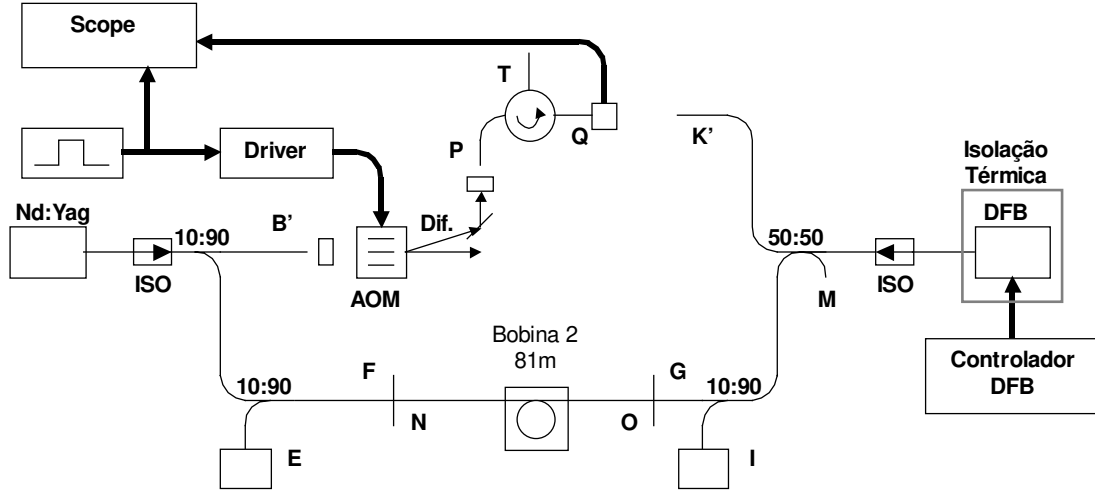


Figura E.3: Configuração experimental para caracterização dos pulsos ópticos gerados pelo AOM.

A figura E.4 apresenta o pulso elétrico e o pulso óptico, com amplitude normalizadas, para $t_{PULSO}=1\mu s$. Algumas características são importantes de serem observadas, primeiramente o atraso entre o lançamento dos pulsos ($\sim 1,1\mu s$). Segundo, os tempos de subida e descida do pulso óptico ($\sim 200ns$), este tempo está relacionado com a frequência de corte do conjunto AOM+DRIVER ($\sim 4MHz$). Terceiro, a largura medida na meia altura do pulso óptico.

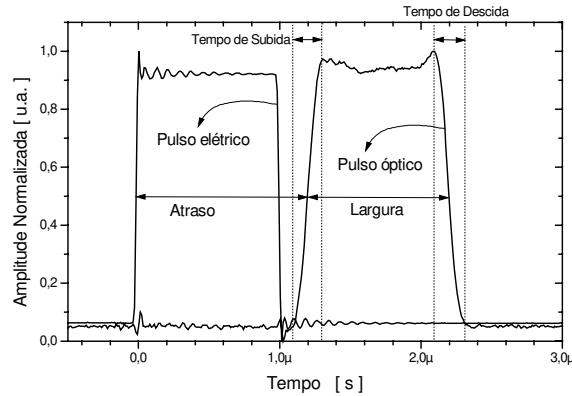


Figura E.4: Pulso elétrico e óptico detectados para $t_{PULSO}=1\mu s$.

Os tempos de subida e descida do pulso óptico praticamente não variam com a largura do pulso elétrico. Assim limitou-se a caracterizar a dependência entre a largura, o atraso e a amplitude do pulso óptico, com a largura do pulso elétrico.

A figura E.5 apresenta os pulsos ópticos detectados para diversos valores da largura do pulso elétrico. É possível visualizar a nítida deformação do pulso óptico para larguras de pulso elétrico menores que $200ns$, devido à frequência de corte de $4MHz$ do conjunto AOM+DRIVER.

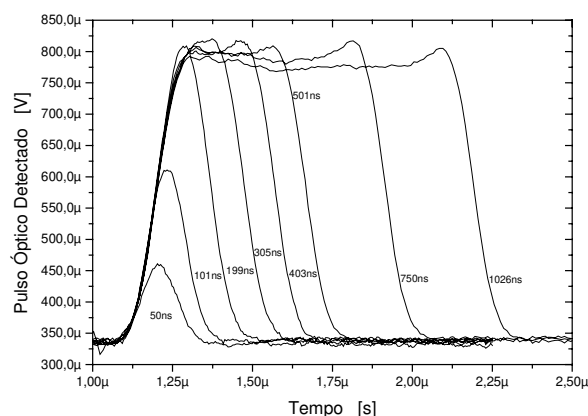


Figura E.5: Pulsos ópticos detectados para diversos valores da largura do pulso elétrico.

A figura E.6 sumariza a dependência do atraso no lançamento do pulso óptico com a largura do pulso elétrico. Este atraso corresponde à diferença dos tempos, tomados na bordas de subida do pulso elétrico e do pulso óptico, à meia altura. O atraso foi caracterizado para justificar a utilização de um acoplador direcional, antes do circulador óptico, dedicado à monitorar o lançamento dos pulsos ópticos.

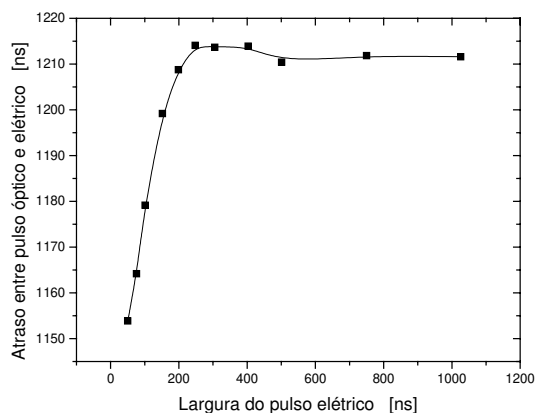


Figura E.6: Relação entre o atraso no lançamento do pulso óptico com a largura do pulso elétrico.

Pode-se observar pela figura E.4 que a amplitude do pulso óptico é praticamente constante para larguras de pulso elétrico superior à 200ns. A figura E.7 apresenta a relação normalizada, tomando como base o pulso óptico de maior amplitude, da dependência da amplitude do pulso óptico com a largura do pulso elétrico. É possível observar que para uma largura de pulso elétrico inferior à 200ns, a amplitude do pulso óptico cai de forma abrupta.

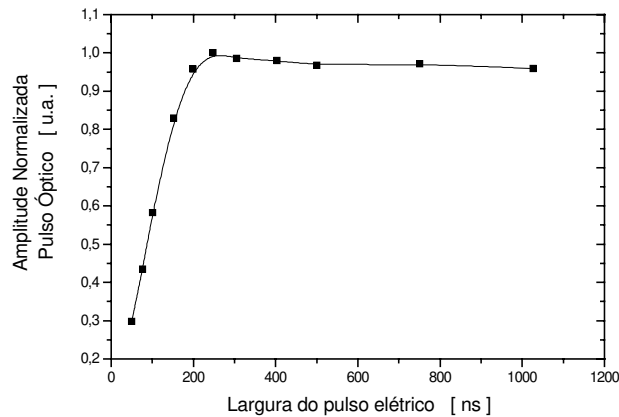


Figura E.7: Relação normalizada da amplitude do pulso óptico com a largura do pulso elétrico.

Vale observar que o espalhamento Brillouin estimulado é um efeito paramétrico; assim sendo, a eficiência do efeito (máxima amplificação/depleção) depende da potência óptica dos campos de bombeio e prova. Em outras palavras, a diminuição na amplitude do pulso óptico diminui a eficiência da interação Brillouin, cuja principal consequência é a diminuição da razão sinal/ruído na detecção do campo modulado pela interação Brillouin do pulso óptico com o campo de prova.

A figura E.8 apresenta, por fim, a dependência da largura do pulso óptico (medida à meia altura) com a largura do pulso elétrico. O principal efeito da frequência de corte do conjunto AOM+DRIVER pode ser observado quando a largura do pulso elétrico é inferior à 200ns . Nesta condição, a largura do pulso óptico se torna maior que a do pulso elétrico e no limite de 100ns , para a largura do pulso elétrico, observa-se que a largura do pulso óptico passa a ser constante e aproximadamente igual à 140ns . Este é um dado importante, pois como se afirmou no início do apêndice, a largura do pulso óptico define a resolução espacial do sistema sensor distribuído utilizando o efeito Brillouin. Como a menor largura de pulso óptico possível de ser obtida com o modulador acusto-óptico é de 140ns , a melhor resolução espacial será então de 14m .

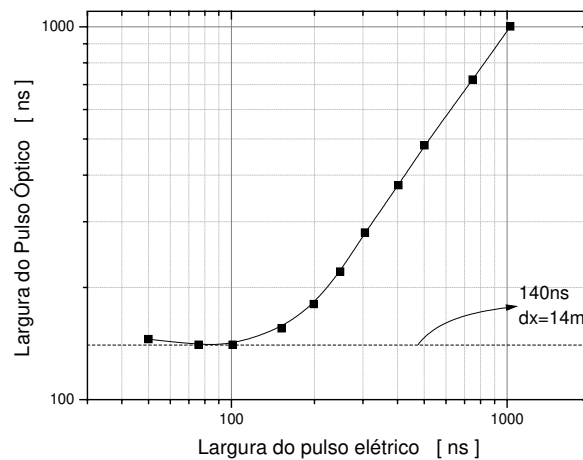


Figura E.8: Dependência entre a largura do pulso óptico e a largura do pulso elétrico.

E.1 Modo de operação

O modo de operação do sensor Brillouin define como a informação relativa ao máximo do ganho Brillouin esta contida nas medidas de V_T . O modo de operação pode ser de Ganho, no qual o campo óptico CW proveniente do laser DFB é amplificado pelo pulso de estímulo (proveniente do laser Nd:Yag) através do efeito Brillouin. No modo de Perda, o campo óptico CW proveniente do laser DFB é atenuado pelo pulso de estímulo através da interação Brillouin.

No modo de ganho, o pulso de estímulo é denominado pulso de bombeio e o campo CW é denominado campo de prova ou de Stokes. Para o sistema apresentado no Capítulo 4, esta situação é caracterizada pela situação na qual,

$$f_{Nd:Yag} > f_{DFB} \quad \text{ou} \quad \lambda_{DFB} > \lambda_{Nd:Yag}$$

na qual $f_{Nd:Yag}$ é freqüência de emissão do laser Nd:Yag e f_{DFB} é a freqüência de emissão do laser DFB, $\lambda_{Nd:Yag}$ e λ_{DFB} são os respectivos comprimentos de onda de emissão destes lasers.

No modo de perda, o pulso de estímulo é denominado pulso de prova ou de Stokes e o campo CW é denominado campo de bombeio, neste caso,

$$f_{Nd:Yag} < f_{DFB} \quad \text{ou} \quad \lambda_{DFB} < \lambda_{Nd:Yag}$$

Ambos modos de operação podem ser escolhidos apenas através da sintonia da freqüência de emissão dos dois lasers. No entanto, um cuidado especial deve ser observado com relação ao desvio de freqüência, δf_{AOM} , imposto ao pulso de estímulo pelo AOM. Como veremos, a não consideração deste desvio pode levar a um posicionamento errôneo da região de controle utilizada no circuito óptico para a estabilização de Δf causando uma varredura de Δf sem conteúdo para o sistema sensor. O desvio de freqüência imposto pelo AOM possui valor constante, mas pode ser positivo ou negativo, dependendo do ângulo escolhido para operar este dispositivo.

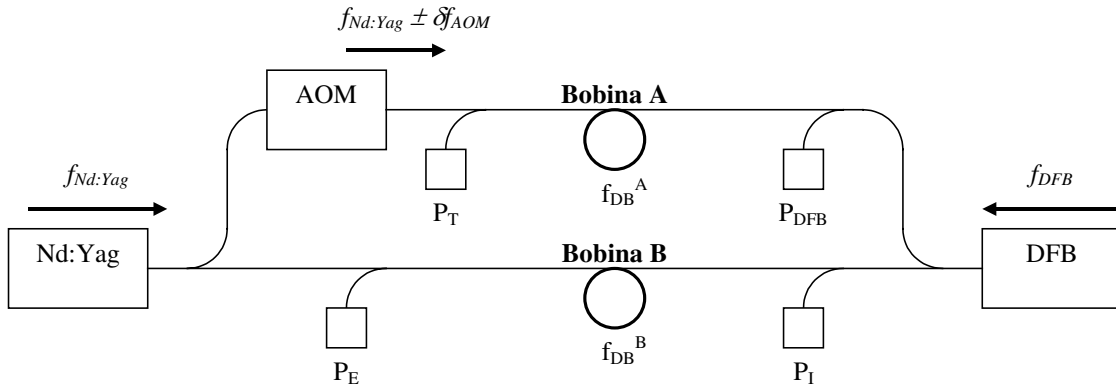


Figura E.9: Modelo simplificado do sistema sensor.

A figura E.9 apresenta um modelo simples do sistema sensor, utilizado para avaliar o problema do desvio de freqüência óptica pelo AOM. O desvio de freqüência Brillouin para cada bobina é diferente. A figura E.10 apresenta o comportamento da interação Brillouin nas duas bobinas para diversas situações do desvio de freqüência do AOM, δf_{AOM} .

Antes de iniciar a análise da figura E.9 é preciso lembrar que o ganho Brillouin na bobina B, pode ser aproximado por uma distribuição de Lorentz,

$$g_b^B \propto \left(\frac{\Delta f_{g_b}}{2} \right)^2 \frac{1}{\left[(f_P - f_S) - f_{DB}^B \right]^2 + \left(\frac{\Delta f_{g_b}}{2} \right)^2}$$

na qual f_P e f_S são respectivamente as frequências ópticas dos campos de bombeio e Stokes, f_{DB} é o desvio Brillouin de frequência e Δf_{g_b} é a largura espectral da distribuição de ganho.

Na bobina A, o ganho Brillouin é descrito como,

$$g^A \propto \left(\frac{\Delta f_{g_b}}{2} \right)^2 \frac{1}{\left[((f_P + \delta f_{AOM}) - f_S) - f_{DB}^A \right]^2 + \left(\frac{\Delta f_{g_b}}{2} \right)^2}$$

A figura E.10 apresenta o comportamento, em função de Δf , das potências ópticas indicadas na figura E.9. Primeiramente deve-se observar o comportamento destas potências ópticas sem o efeito de δf_{AOM} . É fácil observar que o desvio Brillouin de frequência, no circuito óptico de estabilização, é diferente do observado no circuito óptico sensor.

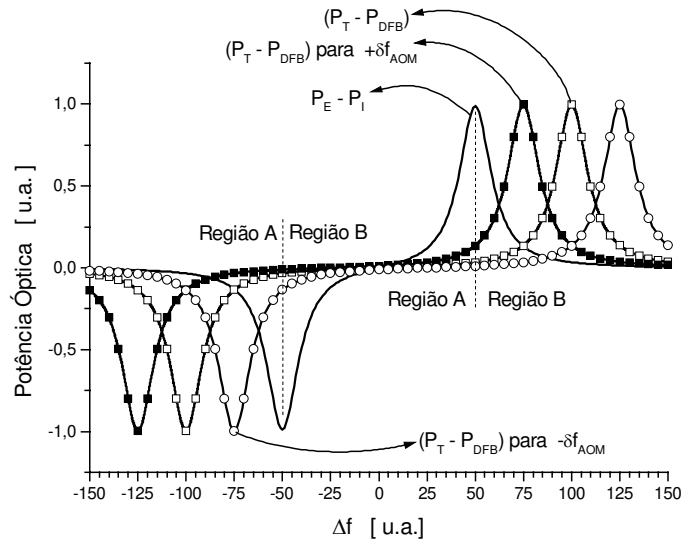


Figura E.10: Influência de δf_{AOM} nos modos de operação do sensor Brillouin.

Com a inclusão do efeito do desvio positivo de δf_{AOM} observa-se que para o sistema operando no modo de ganho, a curva de amplificação Brillouin do rolo sensor se encontra dentro da região de operação B do circuito eletrônico de controle de Δf ; no entanto, o mesmo não ocorre para o sistema operando no modo de perda onde a curva de atenuação Brillouin fica muito distante da região de operação do circuito eletrônico de controle de Δf .

Quando o desvio imposto pelo AOM é negativo, observa-se que no modo de perda a atenuação Brillouin do rolo sensor se encontra na região de operação do circuito eletrônico de controle de Δf ; como já era de se esperar; no modo de ganho a curva de amplificação Brillouin do rolo sensor se encontra distante da região de operação do circuito eletrônico de controle de Δf .

A conclusão direta é que para operar eficientemente no modo de ganho, o desvio de frequência imposto pelo AOM deve ser positivo; e para operar no modo de perda, o desvio imposto pelo AOM deve ser negativo.

Assim, a alteração do modo de operação do sistema sensor envolve o realinhamento do acoplamento de feixe livre existente no entorno do AOM, visando acoplar o feixe difratado com o δf_{AOM} referente ao modo de operação escolhido. A figura E.11 apresenta um esquema simples de como orientar o AOM em relação ao feixe principal durante o realinhamento.

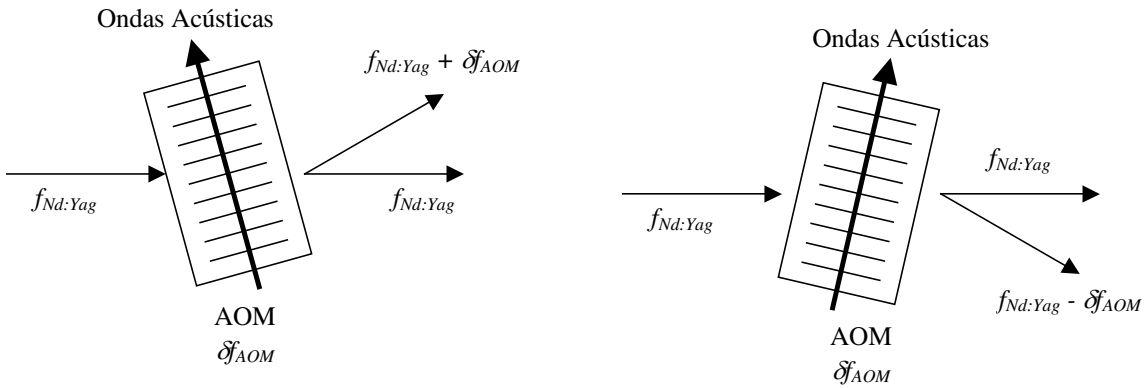


Figura E.11: Orientação do AOM em relação ao feixe principal.

Apêndice F

Projeto de um detector óptico dedicado para o sistema sensor Brillouin

F.1 Introdução

Em sensores distribuídos a fibras ópticas, a performance do sensor esta fortemente relacionada com as características dos componentes eletrônicos e optoeletrônicos associados ao sistema, visto que a luz, a qual é responsável pelo processo de medida, é imune à interferência eletromagnética.

Assim, pode-se esperar que dois blocos básicos dos sensores a fibra óptica sejam responsáveis pelas limitações do sistema: a fonte luminosa e a detecção óptica.

Este apêndice estuda a influência do bloco de detecção óptica nas características de um sensor distribuído utilizando o espalhamento Brillouin estimulado em fibras ópticas, procurando identificar os principais parâmetros relacionados com o ruído e que afetam a performance deste tipo de sensor.

F.2 Fotodiodos PIN

A função básica dos detectores ópticos é converter a potência óptica incidente em uma grandeza elétrica mensurável. Junções *pn* são amplamente utilizadas para detecção óptica. O principal mecanismo envolvido na fotodetecção pela junção *pn* estão ilustradas na figura F.1 [72,93-96].

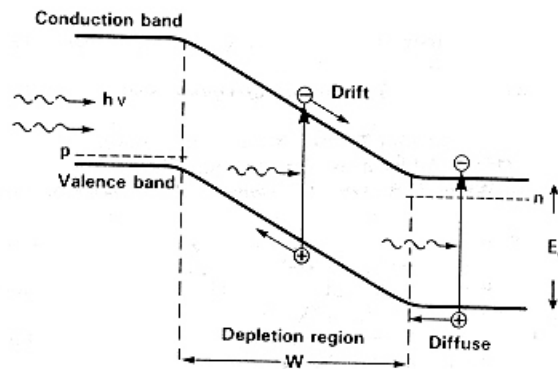


Figura F.1: Mecanismo de fotodetecção em junções *pn* [xx].

Fótons com energia $h\nu$ maior que o bandgap E_g entram no semiconductor e são capazes de excitar elétrons da banda de valência para a banda de condução. Se os elétrons e os buracos produzidos atingirem a junção, ou forem criados dentro da região de depleção, eles podem se mover pelo dispositivo gerando uma fotocorrente.

Um parâmetro importante do detector é a eficiência quântica, η , a qual é definida como a razão do número de elétrons fotogerados (que originam a fotocorrente) e o número de fótons incidentes no detector. Sendo P a potência óptica incidente e A a área do detector, tem-se

$$\eta = \frac{I_{foto} h \nu}{eP} \quad (F.1)$$

na qual h é a constante de Planck, e é a carga do elétron, ν é a frequência óptica, e I_{foto} é a corrente fotogerada.

A responsividade, R , do detector, isto é, o parâmetro que define a quantidade de corrente gerada em função da potência incidente é

$$R = \frac{e\eta}{h\nu} \quad (F.2)$$

desta forma tem-se que

$$I_{foto} = RP \quad (F.3)$$

O modelo elétrico de um fotodiodo PIN é mostrado na figura F.2. Podem-se observar três fontes de corrente distintas, uma referente à corrente fotogerada, outra referente ao ruído shot e outra devido ao ruído térmico.

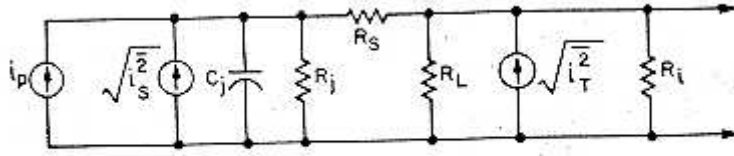


Figura F.2: Modelo elétrico equivalente do fotodiodo PIN [xx].

O ruído shot é consequência da randomicidade no processo de geração de portadores (pares elétron/lacuna) dentro do dispositivo. O ruído térmico é consequência da agitação térmica dos portadores [72].

Três fatores contribuem para a corrente de ruído shot, corrente I_p associada ao sinal óptico incidente, a corrente I_B associada ao campo óptico de fundo e a corrente I_D de escuro (a qual esta presente no dispositivo mesmo sem a incidência de luz). Assim, sendo B a banda de frequências de interesse, tem-se

$$\langle i_s^2 \rangle = 2e(I_p + I_B + I_D)B \quad (F.4)$$

A corrente devido ao ruído térmico, está associada principalmente à resistência elétrica equivalente do dispositivo, sendo definida como

$$\langle i_T^2 \rangle = \frac{4kT}{R_{eq}} B \quad (F.5)$$

na qual k é a constante de Boltzmann.

Para um sinal óptico modulado, pode-se escrever a razão sinal/ruído do detector como:

$$\frac{S}{N} = \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{e\eta}{h\nu} P_p \right)^2}{2e(I_p + I_B + I_D)B + \frac{4kT}{R_{eq}} B} \quad (F.6)$$

Assumindo que a corrente de escuro e a corrente de ruído térmico são desprezíveis, pode-se reescrever a razão sinal/ruído como:

$$\frac{S}{N} = \frac{\eta}{4h\nu B} \left(\frac{P_P^2}{P_P + P_B} \right) \quad (\text{F.7})$$

Na qual P_P é a potência máxima do sinal óptico incidente e P_B é a potência óptica de fundo (ou a potência óptica DC).

A figura F.3 apresenta um sinal óptico típico para o campo de sondagem em um sensor distribuído utilizando a amplificação Brillouin em fibras ópticas. Duas características deste sinal são importantes de serem observadas, primeiro a existência de um nível óptico DC (o qual acarreta a presença de uma corrente de fundo) e segundo, a existência de um sinal óptico do tipo degrau com amplitude muito menor do que o nível óptico DC.

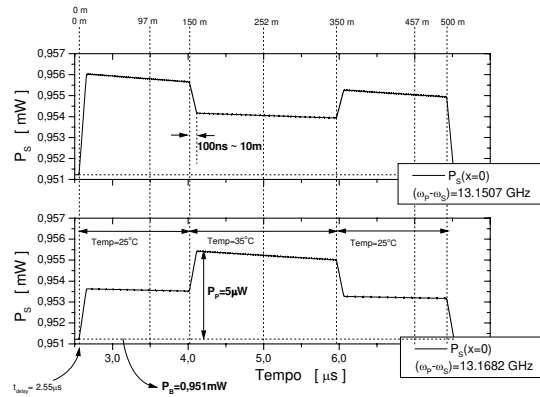


Figura F.3: Sinal óptico típico para o campo de sondagem.

Deve-se esperar, então, que a razão sinal/ruído na detecção do campo de sondagem esteja fortemente relacionada com as potências P_P e P_B tal como indicado pela equação (F.7). A figura F.4 apresenta a dependência de $(S/N)_{dB}$ com P_P para diferentes valores de P_B . A figura F.5 apresenta a dependência de $(S/N)_{dB}$ com P_P para diferentes valores da banda de frequência de interesse, B .

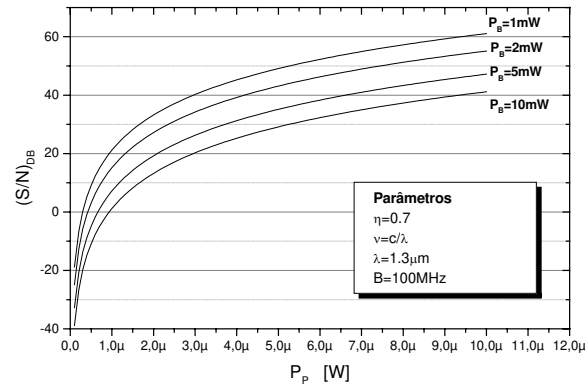


Figura F.4: Comportamento de (S/N) para o fotodiodo em função de P_P

As figuras F.4 e F.5 permitem uma avaliação prévia das limitações impostas pelo ruído na detecção do campo de sondagem, isto é, caso os estágios subsequentes do

circuito de fotodetecção não adicionarem ruído ao sinal, estas figuras definem a máxima razão sinal/ruído a ser alcançada.

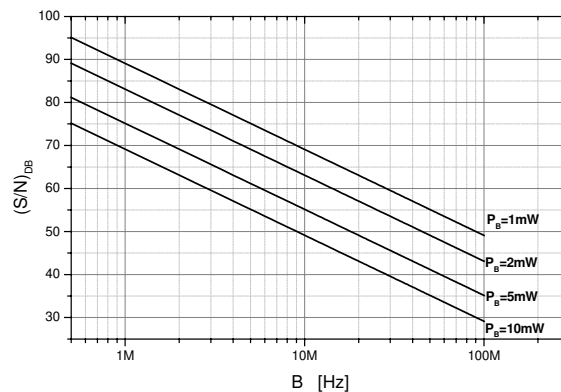


Figura F.5: Comportamento de $(S/N)_{dB}$ em função de B .

F.3 Definição da Banda de Freqüência

A definição da banda de freqüência é importante pois esta impõe um limite para a passagem de ruído nos estágios subseqüentes ao fotodetector. Ainda mais, caso o sinal óptico possua alguma característica transiente importante, a banda define as características do transiente no sinal elétrico.

Em um sensor distribuído utilizando a amplificação Brillouin em fibras ópticas, a ocorrência de transientes (bordas de subida e descida) no sinal óptico acarreta a necessidade de se avaliar as limitações impostas pela banda de freqüências.

A figura F.3 apresenta um sinal óptico típico para o campo de sondagem em um sensor distribuído utilizando o SBS. É possível observar os transientes presentes neste sinal, os quais possuem tempos de subida/descida bem definidos. Estes tempos, de acordo com uma análise do princípio de funcionamento do sensor, definem um parâmetro conhecido como resolução espacial.

A resolução espacial é uma limitação presente nos sensores distribuídos utilizando fibras ópticas, e corresponde à capacidade do sensor em distinguir trechos de fibra submetidos a valores de temperatura e ou deformação mecânica diferentes. Na prática, quando maior o tempo do transiente, maior será o comprimento do trecho sensor e, conseqüentemente, o número de regiões sensoras na fibra será reduzido.

No sinal óptico de sondagem, os tempos de subida/descida do transiente são dependentes da duração do pulso óptico de bombeio, e portanto constituem um parâmetro externo ao processo de detecção óptica. No entanto, deve-se garantir que a resposta do sistema de detecção aos transientes seja a mais fiel possível.

Assumindo que a função transferência dos estágios seguintes ao detector possa ser descrita pela função transferência de um filtro Butterworth de primeira ou segunda ordem, analisa-se a banda de freqüência observando a resposta desta função a um sinal tipo degrau.

A figura F.6a exemplifica o processo de análise da banda de freqüências. Nela, definida uma freqüência de corte para o filtro Butterworth, mostra-se a entrada de um sinal tipo pulso (com transientes abruptos) juntamente com a resposta do filtro. O que se observa claramente são os tempos de subida e descida da resposta do filtro. Esta análise consiste em avaliar estes tempos como uma função da freqüência de corte do filtro.

Uma vez que os tempos, de subida/descida dos transientes no sinal óptico detectado, não podem ser modificados, procurou-se encontrar uma frequência de corte para o filtro, tal que os tempos na resposta do filtro sejam próximos aos do sinal óptico.

A figura F.6b apresenta o resultado da análise, mostrando o comportamento dos tempos de subida/descida na resposta de um filtro Butterworth de 1a. ordem, a um sinal do tipo pulso ($\Delta t_{pulso}=333ns$). A figura F.7 apresenta a dependência existente entre os tempos de subida/descida do sinal óptico com a resolução espacial do sistema sensor.

Assim, definindo a resolução espacial desejada, defini-se o tempo para as bordas de subida/descida do sinal óptico e, conseqüentemente, defini-se a banda de passagem necessária para que o circuito de detecção óptica responda a estes transientes. Portanto, para uma resolução espacial de $10m$, deve-se impor $\tau=100ns$ e conseqüentemente $B\sim 7MHz$. Nesta condição, a razão sinal/ruído para o detector será $(S/N)_{dB}\sim 75dB$ ($P_B=1mW$, $P_P=5\mu W$).

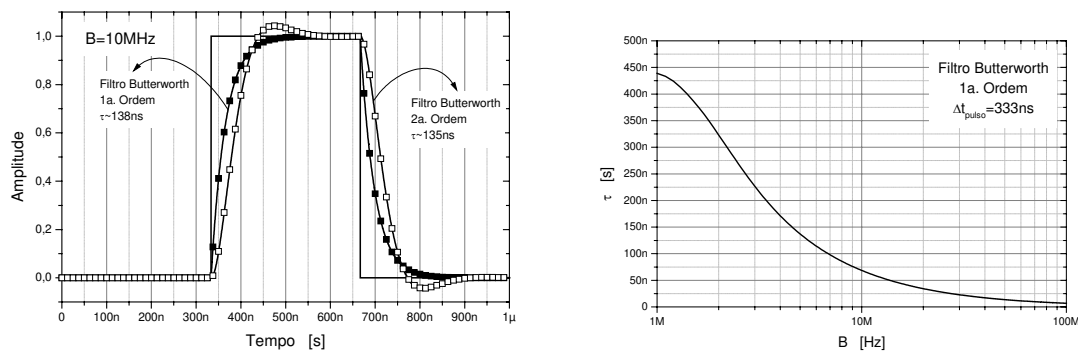


Figura F.6: (a) Resposta de um filtro Butterworth a um sinal tipo pulso. (b) Comportamento do tempo de transição de um filtro Butterworth em função de B .

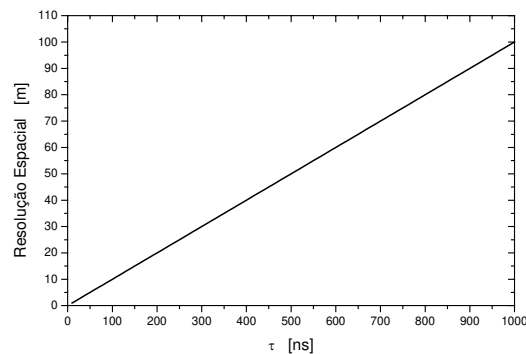


Figura F.7: Resolução espacial do sensor distribuído em função dos transientes no sinal óptico.

F.4 Amplificador de Transimpedância (Receptor Direto)

Amplificadores de transimpedância são largamente utilizados em conjunto com fotodiodos na implementação de receptores ópticos. Por definição, um amplificador de transimpedância converte uma entrada de corrente para uma saída em tensão com o auxílio das características únicas dos amplificadores operacionais [96-101].

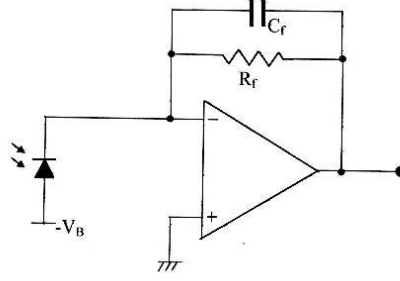


Figura F.8: Circuito de um receptor óptico direto.

A figura F.8 apresenta a configuração clássica de um receptor direto. O capacitor C_f é necessário para a estabilidade do sistema e seu valor deve contabilizar as capacitâncias parasitas do circuito. A figura F.9, apresenta o receptor direto com a substituição do fotodiodo por seu modelo elétrico. Neste circuito incluímos as fontes de ruído presentes tanto no fotodiodo quanto no amplificador operacional. O valor do capacitor C_p é a soma da capacitância da junção do fotodiodo.

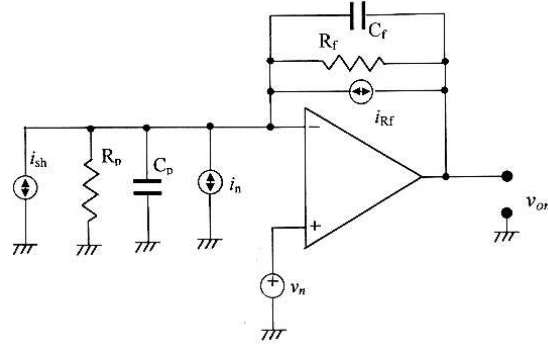


Figura F.9: Modelo elétrico para análise de ruído em um receptor óptico direto.

A fonte de corrente de ruído do resistor de realimentação R_F , é indicada por i_{Rf} sendo sua densidade espectral dada por:

$$\eta i_{Rf}^2 = \frac{4kT}{R_F} \quad (\text{F.8})$$

As fontes v_n e i_n constituem as fontes de tensão e corrente de ruído do amplificador operacional. As densidades espectrais, destas fontes, podem ser aproximadas pelas expressões:

$$\eta v_n(f) = \eta v_{no} \left(\frac{f_{CV}}{f} + 1 \right) \quad (\text{F.9})$$

$$\eta i_n(f) = \eta i_{no} \left(\frac{f^2}{f_{Ci}^2} + 1 \right) \quad (\text{F.10a})$$

ou dependendo do dispositivo,

$$\eta i_n(f) = \eta i_{no} \left(\frac{f_{Ci}}{f} + 1 \right) \quad (\text{F.10b})$$

Nas quais $\eta_{v_{no}}$, $\eta_{i_{no}}$, f_{CV} e f_{Ci} são parâmetros dependentes do amplificador operacional utilizado.

Para se analisar o circuito do receptor direto com relação ao ruído, deve-se encontrar as funções de transferência do mesmo. Para isto, se assume que o ganho em malha aberta do amplificador operacional pode ser expresso por uma aproximação de pólo dominante:

$$A(f) = \frac{A_0}{\left(1 + \frac{jf}{f_0}\right)} \quad (F.11)$$

onde A_0 é o ganho DC do amplificador e f_0 é o pólo dominante. Sendo que, o produto ganho/banda, f_{BGW} , é $A_0 f_0$.

É possível mostrar que o ganho de transimpedância $H_i(f)$ e o ganho de tensão do circuito são muito bem aproximados por:

$$H_i(f) = \frac{R_F}{D(f)} \quad (F.12)$$

$$H_v(f) = \frac{1 + \frac{jf}{f_A}}{D(f)} \quad (F.13)$$

nas quais,

$$D(f) = 1 + \frac{jf}{f_B} - \frac{f^2}{f_A f_{BGW}} \quad (F.14)$$

$$f_A = \frac{1}{2\pi R_F (C_F + C_P)} \quad f_B = \frac{1}{2\pi R_F C_F} \quad \text{para } R_F \gg R_P \quad (F.15)$$

É possível encontrar uma condição para que a resposta do ganho de transimpedância seja plana, isto é obtido fazendo-se com que $H_i(f)$ seja igual à função transferência de um filtro Butterworth de segunda ordem, assim:

$$f_{BGW} \geq 2 \left(1 + \frac{C_P}{C_F}\right) f_B = 2 \frac{f_B^2}{f_A} = f_{BGW \min} \quad (F.16)$$

Esta condição é importante pois permite estabelecer um critério para ajustar os parâmetros do circuito em função da discussão sobre a banda de frequências, realizadas no tópico F.3.

Assim, definindo f_B como a frequência de corte do circuito amplificador, ou em outras palavras, fazendo com que $f_B = B$, pode-se começar a analisar a performance de ruído. Não é difícil mostrar que,

$$C_F \geq \frac{C_P}{\left(\frac{1}{2} \frac{f_{BGW}}{B} - 1\right)} \quad (F.17)$$

e que, definida uma banda B , tem-se

$$C_F = \frac{1}{2\pi R_F} \frac{1}{B} \quad (\text{F.18})$$

ainda mais, observando que o termo no denominador da equação (F.17) não pode ser negativo,

$$f_{GBW} > 2B \quad (\text{F.19})$$

Utilizando a equação (F.18) em conjunto com a condição (F.17), podemos verificar que

$$R_F \leq \frac{1}{2\pi C_p} \frac{1}{B} \left(\frac{1}{2} \frac{f_{GBW}}{B} - 1 \right) \quad (\text{F.20})$$

As figuras F.10 e F.11 apresentam as regiões válidas para a escolha dos valores C_F e R_F em função da banda de frequências B assumindo diferentes valores de f_{GBW} e uma capacitância $C_p = 10\text{pF}$ (valor típico).

A figura F.10 apresenta o comportamento da condição (F.17), o valor de $C_F = 0.3\text{pF}$ se encontra ressaltado pois é próximo ao valor da capacitância parasita do circuito na realimentação. Assim, pode-se observar que para valores de $B < 100\text{kHz}$ o circuito pode operar (tendo em vista a resposta plana do filtro Butterworth, condição (F.16)) sem a inclusão de um capacitor C_F , uma vez que a condição (F.17) é satisfeita. No entanto, quando o valor permitido de C_F torna-se maior que 0.3pF , a necessidade da inclusão de um capacitor de realimentação C_F se mostra evidente para estabilizar o circuito e para satisfazer a condição de resposta de transimpedância plana.

A figura F.11 apresenta o comportamento da condição (F.20), evidenciando os valores de R_F permitidos quando da necessidade de se satisfazer a condição (F.16). É importante observar que conforme B aumenta, os valores permitidos de R_F tendem a diminuir, diminuindo, conseqüentemente o valor do ganho de transimpedância em malha aberta.

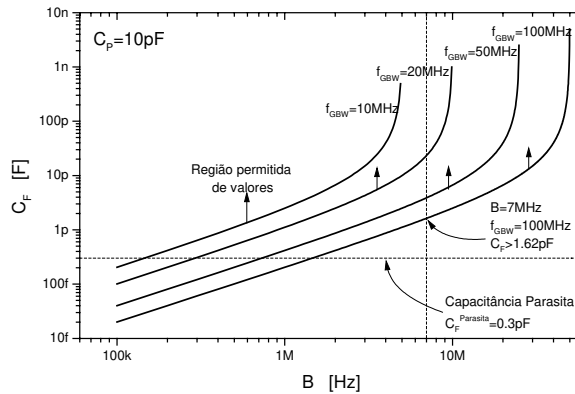


Figura F.10: Valores permitidos para C_F em função da banda B .

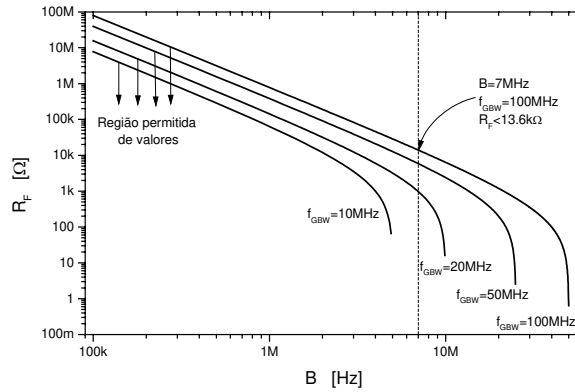


Figura F.11: Valores permitidos para R_f em função da banda B .

A figura F.12 apresenta as funções de transferência $H_V(f)$, $H_i(f)$ e $A(f)$, para os parâmetros constantes na tabela abaixo.

Tabela F.1

Banda de frequências, B	7MHz
C_P	10pF
f_{BGW} (OPA621 - $G=2V/V$)	500MHz
R_F ($<78k\Omega$)	1kΩ
C_F ($>0.29pF$)	22pF
f_A	4.9MHz
f_B	7.01MHz

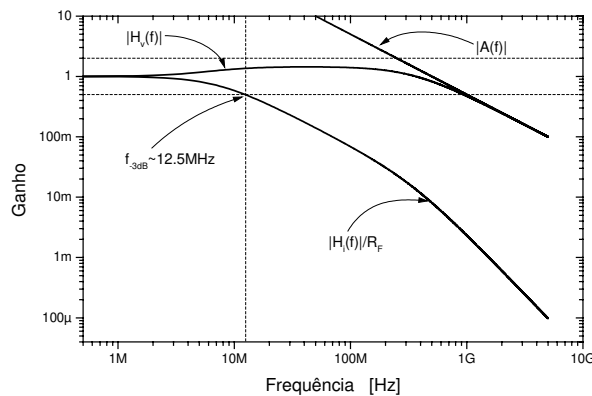


Figura F.12: Comportamento das funções de transferência para os ganhos de tensão e corrente para o amplificador de transimpedância e de malha aberta do amplificador operacional OPA621.

O amplificador operacional escolhido foi o OPA621, fabricado pela Burr-Brown. Este dispositivo se constitui em um amplificador de precisão com banda larga. O produto ganho/banda do OPA621 é de $f_{BGW}=500MHz$ para um ganho de realimentação $G=2V/V$. Este parâmetro é importante quando observamos na figura F.13 o máximo valor de $H_V(f)$, o qual é menor que 2, garantindo $f_{BGW}=500MHz$.

Uma característica importante a ser notada na figura F.12 é a frequência de corte ($f_{-3dB}=12.5MHz$) efetiva do ganho de transimpedância $H_i(f)$, maior que o valor definido para a banda B (7MHz). É fácil observar, utilizando as figuras F.6b e F.7 que a resolução espacial do sistema sensor sofrerá uma melhora, isto é, para $B=12.5MHz$ teremos $\tau \sim 60ns$ e conseqüentemente a resolução espacial será próxima de 6m.

Para o amplificador OPA621, a densidade espectral da corrente de ruído, na entrada do amplificador, é definida pela equação (F.10b). A figura F.13a apresenta o comportamento de $\eta_i(f)$. A figura F.13b apresenta o comportamento da densidade espectral da tensão de ruído, na entrada do amplificador OPA621

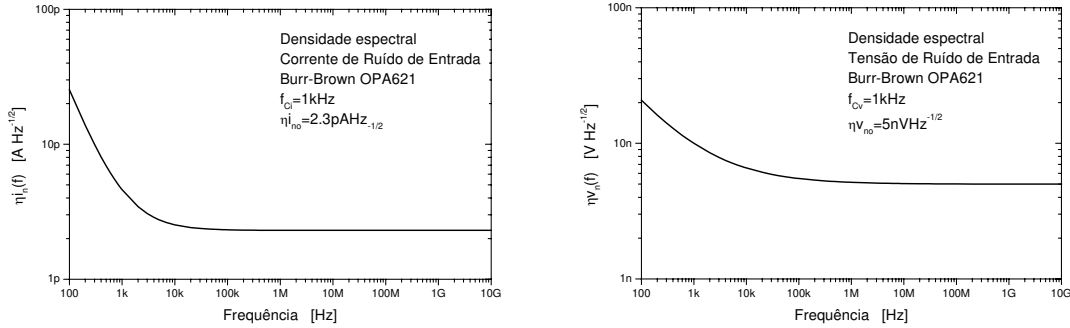


Figura F.73: (a) Densidade espectral da corrente de ruído na entrada do amplificador operacional (OPA621). (b) Comportamento da densidade espectral da tensão de ruído na entrada do amplificador operacional (OPA621).

O próximo passo é calcular a densidade espectral da potência de ruído na saída do amplificador de transimpedância, assim:

$$\eta v_{i0}(f) = |H_i(f)|^2 (\eta i_{SH} + \eta i_n(f) + \eta i_{Rf}) \quad (\text{F.21})$$

$$\eta v_{v0}(f) = |H_v(f)|^2 \eta v_n(f) \quad (\text{F.22})$$

sendo que, a densidade espectral da corrente de ruído shot, pode ser aproximada por

$$\eta i_{SH}^2 = 2eI_B = 2eRP_B$$

A figura F.14 apresenta o comportamento individual de cada componente de ruído na saída do amplificador de transimpedância.

A tensão total de ruído será

$$v_n = \sqrt{\int_0^{+\infty} (\eta v_{i0}(f) + \eta v_{v0}(f))^2 df} \quad (\text{F.23})$$

A figura F.15 apresenta a comportamento do integrando da equação (F.23), juntamente com o valor numérico calculado para a área contida sob a curva em questão (de 100Hz à 10GHz). O valor da tensão de ruído na saída do amplificador de transimpedância é $v_n=0.21\text{mV}$. Para avaliar se este valor de ruído comprometerá o sinal óptico, P_P , é preciso calcular a razão sinal/ruído na saída do amplificador de transimpedância,

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{Trans} = \frac{RP_P}{v_n} R_F$$

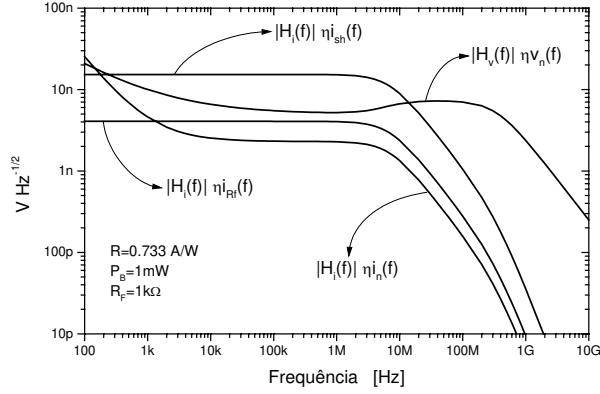


Figura F.14: Comportamento das densidades espectrais de tensão de ruído na saída do amplificador de transimpedância.

Assumindo que $P_P \sim 0.01mW$ e $R_F = 1k\Omega$, tem-se uma razão sinal/ruído, na saída do amplificador de transimpedância, em relação à amplitude do sinal óptico de interesse, tal que $\left(\frac{S}{N}\right)_{Trans} \sim 31dB$. No entanto, é importante observar que a integral numérica realizada para obtenção de v_n , contempla apenas a faixa de frequências de $100Hz$ até $10GHz$. Embora a figura F.13 mostre que as densidades espectrais de ruído, na entrada do OPA621, possuem uma característica $1/f$, não se está considerando aqui a contribuição do ruído em frequências menores que $100Hz$, a qual diminuiria consideravelmente a razão sinal/ruído $\left(\frac{S}{N}\right)_{Trans}$.

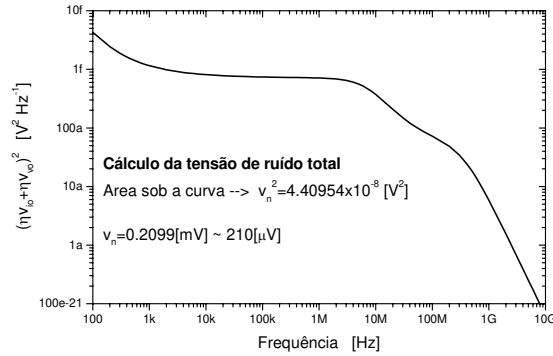


Figura F.15: Cálculo da tensão de ruído total na saída do amplificador de transimpedância.

F.5 Conclusões

Primeiramente, este apêndice fornece uma base para trabalhos futuros que contemplem a análise de ruído em circuitos receptores diretos. O presente estudo abordou uma análise específica para a detecção do campo de sondagem em um sensor distribuído utilizando o espalhamento Brillouin em fibras ópticas.

Três análises importantes foram realizadas, primeiramente o cálculo da razão sinal/ruído no detector (fotodiodo PIN) em relação ao sinal óptico de interesse; segundo, a definição da banda de frequência necessária para a preservação das características transientes do sinal óptico e, por fim, a análise de ruído de um receptor direto utilizando a configuração de um amplificador de transimpedância simples.

Uma sugestão de trabalho futuro é o desenvolvimento de um procedimento interativo para o projeto do circuito amplificador de transimpedância, isto é, através da definição dos parâmetros básicos, um programa de computador poderia fornecer as características de ruído importantes para análise.

Outra sugestão, tendo em vista o ruído de baixa frequência presente no amplificador operacional utilizado, é a modificação da topologia do amplificador transimpedância de forma a limitar a passagem do ruído $1/f$, isto pode ser conseguido através de uma configuração cuja função transferência seja parecida com a de um filtro passa-banda. No entanto, um cuidado especial deve ser observado, a frequência de corte inferior deve ser escolhida de forma a preservar as características do sinal óptico de interesse.

A figura F.16a apresenta o sinal óptico de interesse com a presença de ruído (equivalente em potência óptica) na sua detecção. Embora o princípio de medida do sensor distribuído utilizando o SBS não dependa apenas da aquisição de apenas um sinal óptico, pode-se observar na figura F.16b como a medida do perfil de temperatura, distribuído ao longo de uma fibra óptica, é afetada pela presença de ruído na detecção.

Através de simulações numéricas, é possível determinar a resolução das medidas de temperatura para diversas razões sinal/ruído do sinal de interesse, tal como mostrado na figura F.17. Como podemos observar, a resolução em temperatura para $(S/N)=30\text{dB}$ é $\delta T \sim 0.3^\circ\text{C}$, no entanto estes resultados devem ser observados com cautela pois em sistemas reais, diversas outras fontes de ruído estão presentes além é claro das limitações de performance nos equipamentos de aquisição e controle do sistema sensor.

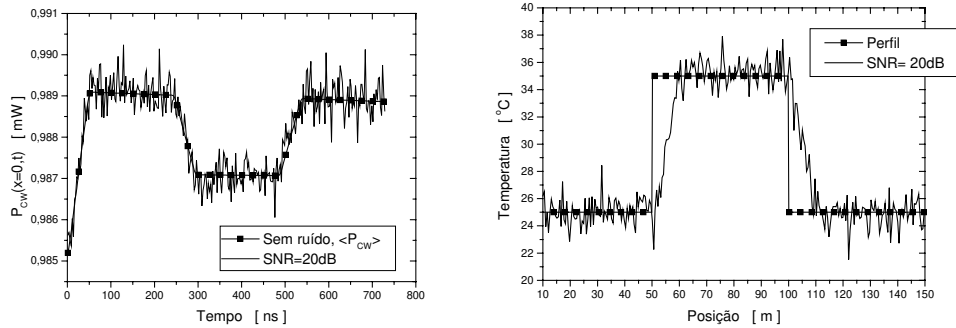


Figura F.16: (a) Campo óptico contínuo, modulado pelo efeito Brillouin, com ruído. (b) Perfil de Temperatura ao longo de uma fibra óptica, levando em consideração o ruído na detecção.

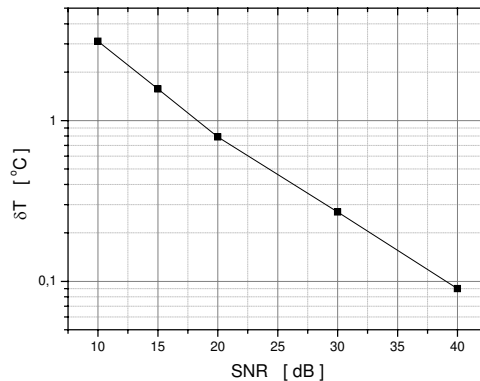


Figura F.17: Comportamento da resolução em temperatura com (S/N) .

Referências Bibliográficas

- [1] Dakin, J. P., et. al., "Distributed optical fibre raman temperature sensor using a semiconductor light source and detector", Electronics Letters, vol. 21, p. 569, 1985.
- [2] Hartog, A. H., et. al., "Distributed temperature sensing in solid-core fibres", Electronics Letters, vol. 21, p. 1061, 1985.
- [3] Horiguchi, T., et. al., "BOTDA nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction", J. Lightwave Technol., vol. 7, p. 1170, 1989.
- [4] Horiguchi, T., et. al., "Distributed temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers", Opt. Lett., vol. 15, p. 1038, 1990.
- [5] Horiguchi, T., et. al., "Tensile strain dependence of Brillouin frequency shift in silica optical fibers", IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 1, p. 107, 1989.
- [6] Culverhouse, D., et. al., "Potential of stimulated Brillouin scattering as sensing mechanism of distributed temperature sensors", Electron. Lett., vol. 25, p. 913, 1989.
- [7] Dalin, J. P., "Distributed Optical Fiber Sensors", SPIE Distributed and Multiplexed Fiber Optic Sensors II, vol. 1797, 1992.
- [8] Kingsley, S. A., "Distributed Fiber-Optic Sensors: an overview", SPIE Fiber Optic and Laser Sensors III, vol. 566, 1985.
- [9] Udd, E., "The emergence of fiber optic sensor technology" em "Fiber optic sensors - An introduction for engineers and scientists", editor Eric Udd, John Wiley&Sons, New York, 1991.
- [10] Reitz, et. al., "Fundamentos da Teoria Eletromagnética", Campus, Rio de Janeiro, 1988.
- [11] Shen, Y. R., "Principles of Nonlinear Optics", Wiley, New York, 1984.
- [12] Stolen, R. H., et. al., "Raman oscillation in glass optical waveguides", Appl. Physics Letters, vol. 20, p. 62, 1972.

- [13] Ippen, E. P., et. al., "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers", Appl. Physics Letters, vol. 21, p. 538, 1972.
- [14] Govind P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, 2a edição, San Diego, 1995.
- [15] Woodbury, E. J., Ng, W. K., Proc. IRE 50, p.2347, 1962.
- [16] Stolen, R. H., et. al., "Development of the stimulated Raman spectrum in single-mode silica fibers", J. Opt. Soc. Am. B, vol. 1, p.652, 1984.
- [17] J.P.Dakin: 'Review Article: Multiplexed and Distributed Optical Fibre Sensor Systems', *J. Phys E: Sci. Instrum.*, Vol. 20, pp.954-967, 1987.
- [18] Chiao, R. Y., et. al., "Stimulated Brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves", Phys. Review Lett., vol. 12, p. 592, 1964.
- [19] Tang, C. L., "Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process", J. Appl. Phys., vol. 37, p. 2945, 1966.
- [20] Horiguchi, T., et. al., "Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering", J. Lightwave Technol., vol. 13, p. 1296, 1995.
- [21] Bao, X., et. al., "22-km distributed temperature sensor using Brillouin gain in an optical fiber", Opt. Lett., vol. 18, p. 552, 1993.
- [22] Bao, X., et. al., "32-km distributed temperature sensor based on Brillouin loss in an optical fiber", Opt. Lett., vol. 18, p. 1561, (1993).
- [23] Bao, X., et. al., "Experimental and theoretical studies on an distributed temperature sensor based on Brillouin scattering", J. Lightwave Technol., vol. 13, p. 1340, 1995.
- [24] Bao, X., et. al., "Experimental and Theoretical Studies on a Distributed Temperature Sensor Based on Brillouin Scattering", J. Lightwave Technol., vol. 13, p. 1340, 1995.
- [25] Bao, X., et. al., "Structural monitoring by use of a Brillouin distributed sensor", Appl. Opt., vol. 38, p. 2755, 1999.
- [26] Rossetto, J. F., et. al., "Simulation of a Distributed Temperature Sensor using the Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fibers: Preliminary Results", Anais IX SBMO, João Pessoa, 2000.

- [27] Rossetto, J. F., "Sensor distribuído de temperatura e deformação mecânica utilizando o espalhamento Brillouin estimulado em fibras ópticas", Dissertação de Mestrado (em Português), UNICAMP, 2000.
- [28] Bao, X., et. al., "Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouin loss in an optical fiber", Opt. Lett., vol. 19, p. 141, 1994.
- [29] Wait, P.C., et. al., "Landau-Placzek Ratio applied to Distributed Fibre Sensing", Optics Communications, vol. 122, p. 141, 1996.
- [30] De Souza, K., et. al., "Characterization of Strain Dependence of the Landau-Placzek Ratio for Distributed Sensing", Electronics Letters, vol. 33, p. 615, 1997.
- [31] Bao, X., et. al., "Simultaneous distributed strain and temperature measurement", Applied Optics, vol. 38, p. 5372, 1999
- [32] Lisbôa, O., "Sensor de temperatura e deformação mecânica em fibra óptica via efeitos de espalhamento Brillouin e Raman estimulados", Patente: Privilégio e Inovação, n.PI 9904589, julho/1999
- [33] Grattan, K. T. V., et. al., "Fiber optic sensor technology: an overview", Sensors and Actuators, vol. 82, p. 40, 2000.
- [34] SENSE/Schlumberger, <http://www.sensa.org>
- [35] Glynn Williams, Ian Walker, "Preventing the formation of waxes&hydrates in pipeline bundles using a Fibre Optic Thermal Profiling System", Sensor Highway Ltd., 1999.
- [36] Russell Miller, John Davies, Glynn Williams, George Brown, "Fiber Optic Monitoring of ERD Wells at BP Amoco's Wytch Farm Field", Sensor Highway Ltd., 1999.
- [37] Wright, P. J. , "Optical fiber's gigabit bandwidth, 200km range attractive for subsea work", Offshore, May, 2000.
- [38] Comunicação interna, Cássio Kuchpil, CENPES/PETROBRAS, maio/2000.
- [39] Maalej, M., et. al., "Structural healthy monitoring of smart structures", Smart Mater. Struct. , vol. 11, p. 581, 2002.
- [40] Güemes, J. A., et. al., "Experimental análisis of buckling in aircraft skin panels by fibre optic sensors", Smart Mater. Struct. , vol. 10, p. 490, 2001.
- [41] Friebele, E. J., et. al. , "Optical fiber sensors for spacecraft applications", Smart Mater. Struct. , vol. 8, p. 813, 1999.

- [42] Rossetto, J. F., et. al., "Brillouin gain width measurement in an optical fiber using a beating technique". XXIV ENFMC – Anais de Óptica, São Lourenço/Brasil, 2001.
- [43] Rossetto, J. F., et. al., . "Measurement of the temperature coefficient for the Brillouin frequency shift in optical fibers". XXVI ENFMC – Anais de Óptica, São Lourenço/Brasil, 2003.
- [44] Labudde, P., et. al., Opt. Commun., vol. 32, p. 385, 1980.
- [45] Oskar, M., et. al., "Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode optical fibers", ", J. Lightwave Technol., vol. 12, p. 585, 1994.
- [46] Garus, D., et. al., "Distributed fibre optical sensors using Brillouin backscattering", SPIE, vol. 2510, p. 172, 1995.
- [47] Bao, X., et. al., "Characterization of the Brillouin-loss spectrum of single-mode fibers by use of very short (<10ns) pulses", Optics letters, vol. 24, p.510, 1999.
- [48] Bao, X., et. al., "Pulse width dependence of the Brillouin loss spectrum", Opt. Comm., vol. 168, p. 393, 1999
- [49] Park, et. al., Photon. Technol. Lett., vol. 5, p. 79, 1993.
- [50] Miyamoto, Y., et. al., Electron. Lett., vol. 30, p. 797, 1994.
- [51] Wait, P. C., et. al., "Measurement of Brillouin scattering coherence length as a function of pump power to determine Brillouin linewidth", Opt. Commun., vol. 117, p. 142, 1995.
- [52] Nikles, M., et. al., "Brillouin gain spectrum characterization in single-mode optical fibers", J. Lightwave Technol., vol. 15, p. 1842, 1997.
- [53] Lecoecueche, V., et. al., "Bragg grating based Brillouin fibre laser", Opt. Communications, 177, p. 303, 2000.
- [54] Lecoecueche, V., et. al., "Brillouin based distributed sensor incorporating a mode-locked Brillouin fibre ring laser", Opt. Communications, 152, p. 263, 1998.
- [55] Rossetto, J. F., et. al.. "*Laser wavelength Stabilization using FBGs: Performance Limits*", Anais do X Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, Recife/Brasil, pp. 230 to 233, 2002.
- [56] Rossetto, J. F., et. al., "*Stabilization of the frequency difference between two lasers using the SBS in optical fibers*". Anais de Óptica – XXV ENFMC, Caxambu/Brasil, 2002.

- [57] MacDonald, R. I., "Frequency domain optical reflectometer", Appl. Opt., vol. 20, 1840, (1981).
- [58] Eichoff, W., Ulrich, R., "Optical frequency domain reflectometry in single-mode fiber", Appl. Phys. Lett., vol. 39, 693 (1981).
- [59] Uttam, D., Culshaw, B., "Precision time domain reflectometry in optical fiber systems using frequency modulated continuous wave ranging technique", IEEE J. Lightwave Technol. , vol. 3, p. 972, (1985).
- [60] Everard, J. K. A., "Novel signal techniques for enhanced OTDR Sensors", Proc. SPIE Fiber Optic Sensors II, vol. 798, paper 05, The Hague, (1987).
- [61] Garus, D., et. al., "Brillouin optical-fiber frequency domain analysis for distributed temperature and strain measurements", IEEE J. Lightwave Technol. , vol. 15, p. 654, (1997).
- [62] Bernini, R., et. al., "Frequency-domain approach to distributed fiber-optic Brillouin sensing", Optics Letters, vol. 27, p. 288, 2002.
- [63] Hotate, K., et. al., "Distributed fiber Brillouin strain sensing with 1-cm spatial resolution by correlation-based continuous-wave technique", IEEE Photon Tech. Letters, vol. 14, p.179, 2002.
- [64] Barnoski, M. K., Jensen, S. M., "Fiber Waveguides: A novel technique for investigating attenuation characteristics", Appl. Opt., vol. 15, p. 2112, 1976.
- [65] Rossetto, J. F., et. al., "*Systematic Error Compensation for a Fiber optic Distributed Sensor using SBS: Numerical Results*". Anais do X Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, Recife/Brasil., pp. 83 to 86, 2002.
- [66] Geinitz, E., et. al., "The influence of pulse amplification on distributed fibre-optic Brillouin sensing and a method to compensate for systematic errors", Meas. Sci. Technol., vol. 10, p. 112, 1999.
- [67] Cho, S. B., et. al., "Strain event detection using a double-pulse technique of a Brillouin scattering-based distributed optical fiber sensor", Optics Express, vol. 12, p. 4339, 2004.
- [68] Brown, A. W., et. al., "Spatial resolution enhancement of a Brillouin-distributed sensor using a novel signal processing method", IEEE J. Lightwave Technol. , vol. 15, p. 654, (1997).

- [69] Lecoeuche, V., et. al., “25km Brillouin based single-ended distributed fibre sensor for threshold detection of temperature or strain”. Optics Communications, vol. 168, p. 95, 1999.
- [70] Cazo, R. M., “Sistemas Interrogadores de Sensores Baseados em Grade de Bragg”, Dissertação de Mestrado (em Português), ITA/Brasil, 2001
- [71] Baldwin, George C., “An Introduction to nonlinear optics”, Plenum Press, New York, (1969).
- [72] Yariv, Amon, “Quantum Electronics”, Oxford Press, New York, (1991).
- [73] Bloembergen, N., et. al., “Theory of stimulated Brillouin and Raman scattering”, Physical Review, vol. 137, p. A1787, 1965.
- [74] Billington, R., “Measurement methods for stimulated Raman and Brillouin scattering in optical fibres”, National Physical Laboratory Report, NPL Report COEM 31, June, 1999.
- [75] Hartog, A. H., et. al., “Optical time-domain reflectometry”, United States Patent, US4,823,166 – 1989.
- [76] Sai, Y., et. al., “Device for detecting a temperature distribution having a laser source with temperature and wavelength adjusting means”, United States Patent, US5,272,334 – 1993.
- [77] Tanabe, Y., et. al., “Temperature-measuring method and distributed optical fiber temperature sensor”, United States Patent, US5,054,935 – 1991.
- [78] Sai, Y., et. al., “Light temperature distribution sensor using back scattering light produced by incident light pulse and temperature distribution measuring method”, United States Patent, US5,765,948 – 1998.
- [79] Sai, Y., “Temperature distribution measuring apparatus using an optical fiber”, United States Patent, US5,825,804 – 1998.
- [80] Ozawa, Y., et. al., “Fiber optic distributed temperature sensor system”, United States Patent, US5,113,277 – 1992.
- [81] Samson, P. J., “Analysis of the wavelength dependence of Raman backscatter in optical fibre thermometry”, Electronics Letters, vol. 26, p. 163, 1990.
- [82] Dakin, J. P., “Temperature measuring arrangement”, United Kingdom Patent GB2140554A, May, 1983.

- [83] Eisberg, R. M., “Física quântica: átomos, moléculas, sólidos, núcleos e partículas”, Editora Campus, Rio de Janeiro, (1986).
- [84] Richtmyer, F. K., et. al., “Introduction to Modern Physics”, McGraw-Hill Book Company, New York, 1965.
- [85] Leighton, R. B., “Principles of Modern Physics” McGraw-Hill Book Company, New York, 1959.
- [86] Stolen, R. H., “Nonlinearity in fibre transmission”, Proceedings of IEEE, vol. 68, pp.1232-1236, 1980.
- [87] Yariv, A., "Optical Electronics", Oxford Press, New York, 1991
- [88] Kroll, N. M., "Excitation of hypersonic vibrations by means of photoelastic coupling of high-intensity light waves to elastic waves", J. Appl. Physics, vol. 36, p. 34, 1965.
- [89] Boyd, R. W., et. al., "Noise initiation of stimulated Brillouin scattering", Physical Review A, vol. 42, p. 5514, 1990.
- [90] Reitz, et. al., "Fundamentos da Teoria Eletromagnética", Campus, Rio de Janeiro, 1988.
- [91] Smith, R. G., Applied Optics, vol. 11, p. 2489, 1972.
- [92] Kurashima, T., et. al., "Thermal effects on Brillouin frequency shift in jacketed optical silica fibers", Appl. Opt., vol. 29, p. 2219, 1990.
- [93] "Fiber Optic Sensors - An Introduction for Engineers and Scientists" , editado por Eric Udd, John Wiley&Sons, Inc., New York, 1991.
- [94] Sze, S. M., “Physics of Semiconductor Devices”, J. Wiley&Sons, New York, 1981.
- [95] Ferendeci, A. M., “Physical Foundations of Solid State and Electronic Devices”, McGraw-Hill International, New York, 1991.
- [96] Graeme, J. G., “Photodiode Amplifiers – Op Amp Solutions”, McGraw-Hill, New York, 1995.
- [98] Burr-Brown Corp. – “Photodiode monitoring with op amps”, Application Bulletin AB-075, SBOA035, 1995.
- [99] Burr-Brown Corp. – “Noise analysis of FET transimpedance amplifiers”, Application Bulletin AB-076, SBOA060, 1994.

- [100] Burr-Brown Corp. – “Designing photodiode amplifier circuits with OPA128”, Application Bulletin AB-077, SBOA061, 1994.
- [101] Burr-Brown Corp. – “Compensate transimpedance amplifiers intuitively”, Application Bulletin AB-050, SBOA055, 1993.
- [102] HORIBA Jovin Yvon Inc. – “Raman Spectroscopy: Raman Scattering and Fluorescence”, Application Note AN-17, 2000.

Publicações

- 1 ROSSETTO, Jônatas Fred, LISBÔA, Osni, FERREIRA, Elnatan Chagas. *"Distributed temperature sensor using the SBS in optical fibers: preliminary results"*. In: XXVII ENFMC – ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, 2004, Poços de Caldas, MG, Brasil. Anais de Óptica – XXVII ENFMC. 2004 – Mídia Eletrônica.
- 2 ROSSETTO, Jônatas Fred, LISBÔA, Osni, FERREIRA, Elnatan Chagas. *"Measurement of the temperature coefficient for the Brillouin frequency shift in optical fibers"*. In: XXVI ENFMC – ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, 2003, Caxambu, MG, Brasil. Anais de Óptica – XXVI ENFMC. 2003 – Mídia Eletrônica.
- 3 ROSSETTO, Jônatas Fred, LISBÔA, Osni, FERREIRA, Elnatan Chagas. *"Stabilization of the frequency difference between two lasers using the SBS in optical fibers"*. In: XXV ENFMC – ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, 2002, Caxambu, MG, Brasil. Anais de Óptica – XXV ENFMC. 2002 – Mídia Eletrônica.
- 4 ROSSETTO, Jônatas Fred, LISBÔA, Osni, FERREIRA, Elnatan Chagas. *"Systematic Error Compensation for a Fiber optic Distributed Sensor using SBS: Numerical Results"*. In: X SBMO – SIMPÓSIO BRASILEIRO DE MICROONDAS E OPTOELETRÔNICA, 2002, Recife, PE, Brasil. Anais do X Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, pp. 83 até 86, 2002.
- 5 ROSSETTO, Jônatas Fred, LISBÔA, Osni, FERREIRA, Elnatan Chagas. *"Laser wavelength Stabilization using FBGs: Performance Limits"*. In: X SBMO – SIMPÓSIO BRASILEIRO DE MICROONDAS E OPTOELETRÔNICA, 2002, Recife, PE, Brasil. Anais do X Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, pp. 230 até 233, 2002.
- 6 ROSSETTO, Jônatas Fred, LISBÔA, Osni, FERREIRA, Elnatan Chagas. *"Brillouin gain width measurement in an optical fiber using a beating technique"*. In: XXIV ENFMC – ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, 2001, São Lourenço, MG, Brasil. Anais de Óptica - XXIV ENFMC. 2001 – Mídia Eletrônica.

Distributed temperature sensor using the SBS in optical fibers: Preliminary results

Jônatas F. Rossetto*, Ôsni Lisboa e Elnatan C. Ferreira

*UNICAMP/FEEC/DEMIC – CXP 6101 – CEP 13083-970 – Campinas, SP, Brazil
jonatas@demic.fee.unicamp.br

Abstract

The stimulated Brillouin scattering (SBS) is a well-studied nonlinear effect used to implement fiber optic distributed sensors, its intrinsic dependence both with temperature and strain makes it an ideal candidate to implement a distributed sensor to structural health monitoring systems. This work presents experimental preliminary results for the development of a distributed temperature sensor using the SBS in optical fibers. The technique known as Brillouin Optical Time Domain Analysis is used to perform distributed measurements over a 2,5km long optical fiber, a 50m spatial resolution was achieved with a temperature resolution as good as 1K.

Introduction

Distributed optical fiber sensors actually represent an outstanding technical advance to the health monitoring of large civil and mechanical engineering structures. Important variables, such as strain and temperature could be addressed along the length of a sensing optical fiber, which can be conveniently attached to the monitored structure. Distributed temperature and strain measurements gives valuable data related to the structure healthy, feeding control systems and collecting data to help the design of new structures.

Truly distributed fiber optic sensors use nonlinear optical effects, such as the Raman or the Brillouin scattering. Differently of fiber Bragg grating (FBG) sensors, which gives high localized measurements, the nonlinear optical effects allow the measurement of the desired variable in a continuous base along the sensing fiber. As result, a 10km long sensing optical fiber could be addressed every 1m, easily providing ten thousand measurements points, almost unattainable with other technologies.

During the last decade, great attention was given to the research of the stimulated Brillouin scattering (SBS) as a key nonlinear effect capable to drive the development of optical fiber distributed strain and temperature sensors. As it will be pointed next, SBS distributed sensors are commonly implemented using a technique known as Brillouin optical time domain analysis (BOTDA), which is a join of the OTDR technique and a stimulated Brillouin spectroscopy technique (based on the controlled variation of the optical frequency difference between two optical fields) [1,2].

This work focuses on preliminary experimental results for a distributed temperature sensor using the BOTDA technique.

Basic aspects of the BOTDA analysis

The Brillouin light scattering may be classically described as a parametric interaction between an optical pump field, an optical probe field (also called Stokes field) and an acoustic field [3-5]. Through the electrostriction phenomenon, the pump field interacts with the acoustic waves, which causes a periodic modulation in the refraction index of the propagation medium. This induced refraction index grate scatters the pump light through the Bragg diffraction. The back-scattered light, or the Stokes light, has its optical frequency shifted as consequence of the Doppler effect associated with the diffraction grate movement, which dislocates with the velocity of the ultrasonic waves in the medium where the effect occurs.

The major SBS characteristic is the energy exchange between the counter-propagating optical fields and the acoustic wave. The Brillouin gain quantifies this energy exchange and may be approximately described as a Lorentz distribution given by

$$g_b = \left(\frac{\Delta f_{g_b}}{2} \right)^2 \frac{1}{[(f_p - f_s) - f_{DB}]^2 + \left(\frac{\Delta f_{g_b}}{2} \right)^2} g_b^{\max} \quad (1)$$

$$f_{DB} = \frac{nv_A}{c} (f_p + f_s) \sim 2 \frac{nv_A}{c} f_p \quad (2)$$

where f_P and f_S are respectively the pump and the Stokes optical frequencies ($f_P > f_S$), f_{DB} is the Brillouin frequency shift, v_A is the medium acoustic waves velocity and Δf_{gb} is the Brillouin gain spectral width [3]. The maximum Brillouin gain, g_b^{max} , is related to several propagation medium parameters, to fused silica glass it is about $6 \times 10^{-11} \text{ m/W}$.

Distributed sensors using the Brillouin effect exploits the fact that the acoustic waves velocity, v_A , in the propagation medium depends both on the temperature and the strain. As we could see in (2) the Brillouin frequency shift depends on v_A , consequently f_{DB} will also have a dependence on temperature and strain. Experimental results showed that this dependence is linear, being given by

$$f_{DB}(\varepsilon_s) = f_{DB}(0)[1 + C_s \varepsilon_s] \quad (5)$$

$$f_{DB}(T) = f_{DB}(T_{ref})[1 + C_T (T - T_{ref})] \quad (6)$$

where ε_s is the longitudinal strain, T is the temperature and T_{ref} is the reference temperature. The proportionality coefficients for strain and temperature are respectively $C_s = 4.6$ and $C_T = 9.4 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ [2].

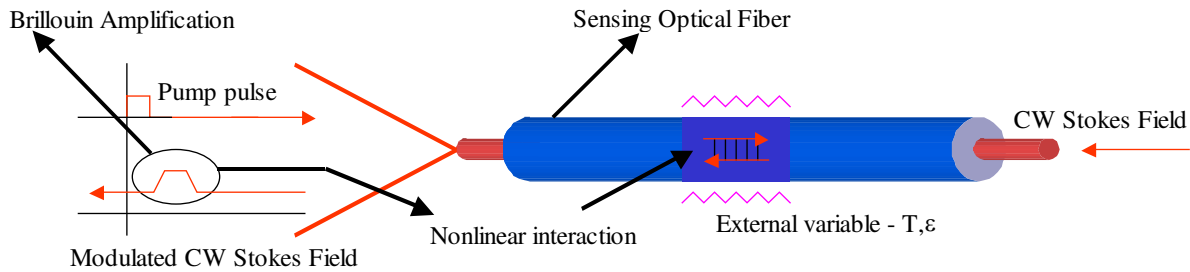


Figure 1: Simple scheme for the BOTDA technique.

The technique commonly used to implement a SBS distributed sensor is known as Brillouin Optical Time Domain Analysis, BOTDA. The whole idea behind BOTDA is the measurement of the Brillouin spectrum along the sensing fiber length. This procedure allows the determination of the Brillouin frequency shift, f_{DB} , for each position in the optical fiber. Then, using equations (5) or (6) one will be able to know what is the temperature/strain profile along the sensing fiber. The figure 1 shows a simple scheme intended to explain how the BOTDA technique works. The light of a CW Stokes laser is coupled in one fiber end while light pulses of a pump laser are launched in the other end, as the pulses propagate it interacts with the Stokes light amplifying it, the amount of amplification depends on the frequency difference $\Delta f = f_P - f_S$ and on the Brillouin frequency shift, f_{DB} , at the interaction position. The time delay between the launch of the pump pulse and the increase in the received Stokes signal corresponds to the round-trip time for light traveling to and from the regions of gain, and provides the positional information [1,2]. In so, varying Δf and observing the detected Stokes power at $z=0$ it is possible to reconstruct the Brillouin gain profile along the sensing fiber.

Experimental Setup and results

The experimental setup is shown in figure 1. The pump laser is a tunable NPOR Nd:Yag laser (Lighthouse 125-1319-150 – NPOR stands for Non Planar Optical Ring) and the Stokes laser is an DFB laser diode (Newport LD-1310-21B) mounted in a temperature stabilized mount. The optical isolators are used to prevent reverberation inside the lasers cavities. Both lasers operate in the 1319nm region.

As the optical frequency difference between the pump and Stokes light must be controlled, part of the pump and Stokes light is separated through the optical couplers C1 and C3 and directed to an optoelectronic system intended to stabilize and control $\Delta f = f_P - f_S$ [6]. An acoustic-optical modulator is used to generate pump pulses of 500ns time width and 15mW peak power. The Stokes field CW power was measured as 1mW. A half-wave plate is used to rotate the pump field polarization state, as the Brillouin interaction efficiency is quite dependent on the relative polarization state between the interacting fields, being optimized when the two fields polarizations are aligned. A fast detector, D1, monitors the launched pump pulse and also synchronizes the measurement of the interacted Stokes field, which emerges from the optical circulator and is detected by a fast detector D2. The detected Stokes signal is then amplified and acquired with a digital storage oscilloscope.

The sensing fiber is a 2,5km long single-mode telecom optical fiber. The last 100m of the sensing fiber were wrapped around an aluminum cylinder, placed over a temperature-controlled hot plate. During all the measurements

the laboratory temperature showed itself almost constant around 21°C. A computer was used to automate all the main measurement procedures, which includes the acquisition of the oscilloscope detected signal and the supervision of the Δf control system.

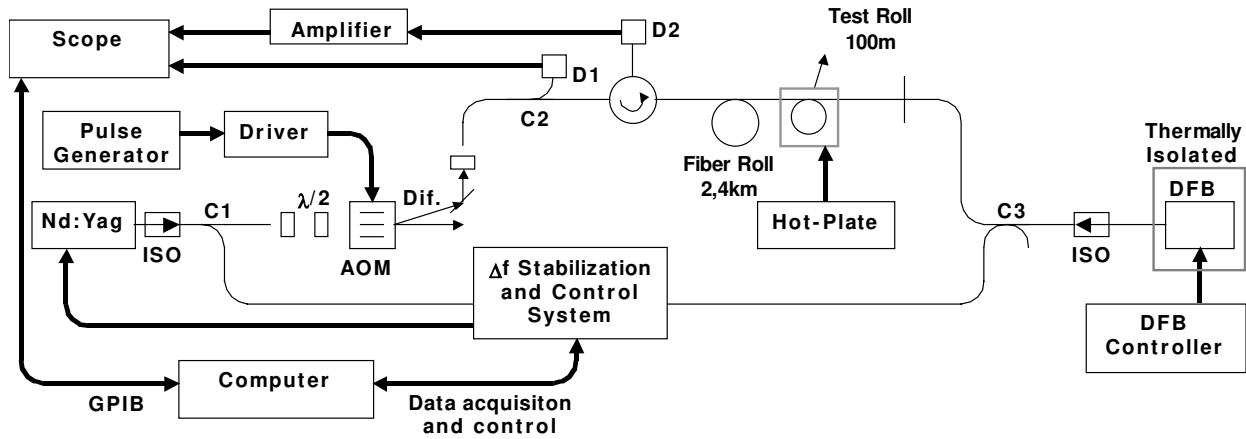


Figure 2: Experimental setup for the distributed temperature sensor.

As pointed above, the BOTDA technique relies on the systematic scanning of Δf and on the measurement of the Stokes power at D2. The figure 3a shows the measured Stokes power for three different Δf values, it is shown only the measurements related to region of the test fiber roll (Δf_{REF} is a fixed reference frequency difference between the two interacting optical fields). It is possible to observe that the amplification on the test roll is quite dependent on the optical fields frequency difference as consequence of the Brillouin gain Lorentzian shape. The figure 3b shows a contour graph for the detected Stokes power (normalized at each fiber position), as function of Δf and as function of the fiber position (time was already converted to position). As one can see, the maximum Brillouin amplification varies along the fiber length, it is very clear the step at the fiber's end; this step is consequence of the temperature difference between the test roll and rest of the fiber.

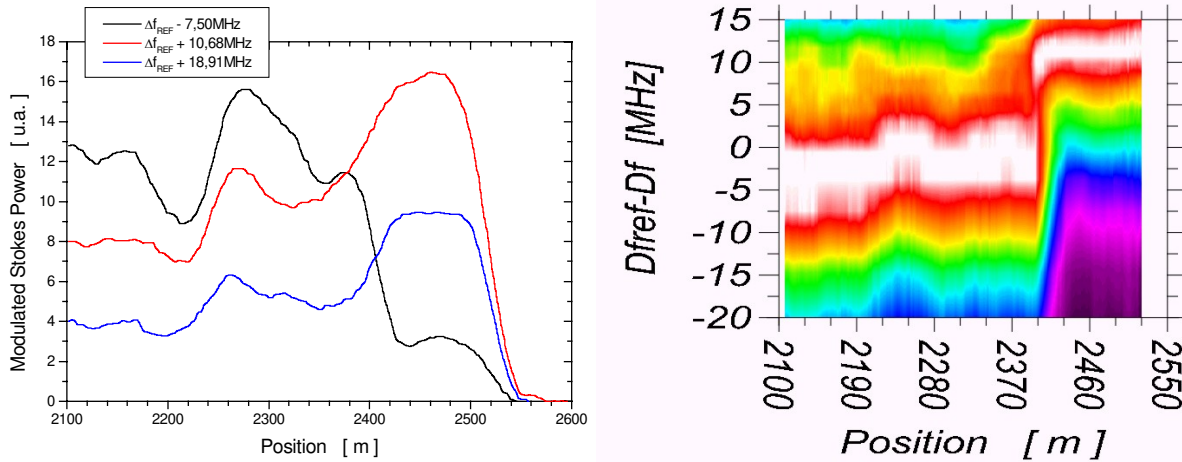


Figure 3: Detected Stokes power at D2 for different values of Δf (a). Contour graph showing the profile of the Brillouin amplification spectrum along the sensing optical fiber (b).

The Figure 4 shows the behavior of Δf relative to the maximum Brillouin gain as function of the fiber position for different temperatures imposed to the test fiber roll. Some bumps are noted in the presented curves, and may be consequence either by the fitting method used to determine the value of Δf relative to the maximum Brillouin amplification, either by the polarization state rotation induced in the Stokes optical field by the temperature changes in the test roll. The causes of these bumps are already being investigated. The spatial resolution, δz , of the measurements is a well-studied parameter and is formally related to pump pulse width by the following equation,

$$\delta z = \frac{c}{n} \frac{\Delta t_{PULSE}}{2} \quad (7)$$

where Δt_{PULSE} is the pump pulse time width [1,2]. For a 500ns pulse with the predicted δz is 51m. The spatial resolution may also be observed in figure 3a around the test roll beginning (2400m).

The Figure 4b shows the linear relation between the test roll temperature and the measured Δf step on the test roll. The measured slope was 1,14MHz/°C which agrees with literature values of 1,3MHz/°C for silica optical fibers [1].

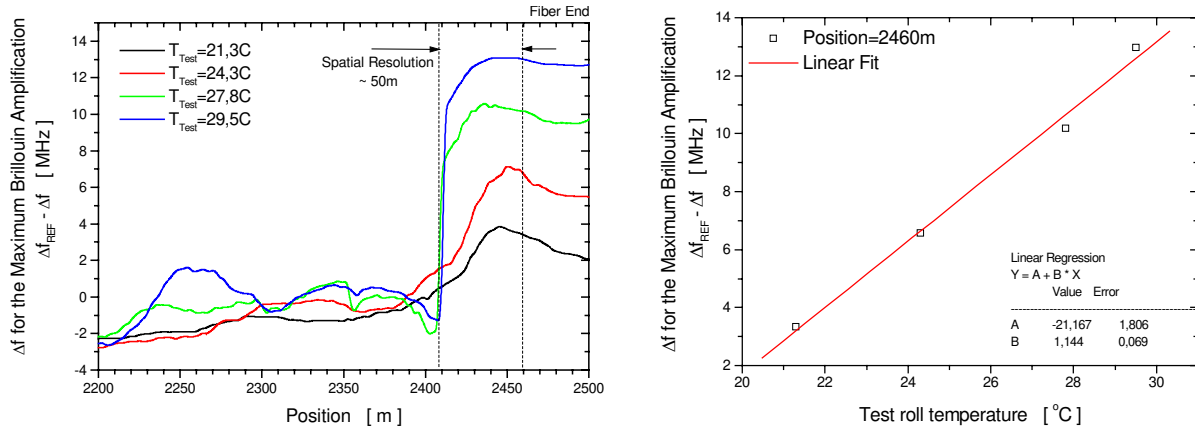


Figure 4: Spatial profile of the maximum Brillouin amplification Δf value (a). Linear relation for the temperature dependence of the maximum Brillouin amplification Δf value at $z=2460\text{m}$ (b).

Conclusions

It was presented preliminary results concerning a distributed temperature sensor using the stimulated Brillouin scattering in a single mode telecom optical fiber. A spatial resolution of 50m was achieved and the temperature dependence of maximum Brillouin amplification Δf value was measured as 1,14MHz/°C. Further investigations are already being conducted intending to develop a better understanding and a better performance of the proposed optical system.

Acknowledgements

The authors thank the **Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo – FAPESP** that has partially supported this work (FAPESP 00/09731-8), and the **Instituto de Estudos Avançados – IEAv/CTA** where the research is being developed.

References

- [1] Horiguchi, T., et. al., "Distributed temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers", *Opt. Lett.*, vol. 15, 1038, (1990).
- [2] Bao, X., et. al., "Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouin loss in an optical fiber", *Opt. Lett.*, vol. 19, 141, (1994).
- [3] Agrawal, Govind P., "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, San Diego, 1995.
- [4] Yariv, Amnon, "Optical Electronics", Oxford Press, New York, 1991.
- [5] Rossetto, Jônatas F., "Distributed temperature and strain sensor using the stimulated Brillouin scattering in optical fibers", Master These, UNICAMP, 2000, (in Portuguese).
- [6] Rossetto, Jônatas F., et. al., "'Stabilization of the frequency difference between two lasers using the SBS in optical fibers". XXV ENFMC, 2002, Caxambu, Brasil.

Measurement of the Temperature Coefficient for the Brillouin Frequency Shift in an Optical Fiber

Jônatas F. Rossetto*, Ôsni Lisboa e Elnatan C. Ferreira

*Universidade Estadual de Campinas - Campinas, SP, Brazil

Faculdade de Engenharia Elétrica -Campinas, SP, Brazil

jonatas@demic.fee.unicamp.br

Abstract

The temperature dependence of the Brillouin frequency shift in an optical fiber is used as a way to implement fiber optic distributed temperature sensors. This work presents a simple experimental setup to characterize this linear relation. The measured temperature coefficient for the Brillouin frequency shift was 1,54 Mhz/°C, which agrees with literature measurements for single mode silica fibers. (FAPESP 00/09731-8)

Introduction

The stimulated Brillouin scattering, SBS, has been studied as a powerful tool to the development of fiber optic distributed sensors since 1990 [1]. This nonlinear optical effect has intrinsic characteristics that make possible the measurement of the temperature and the strain profiles distributed over the sensor fiber length. In fact, SBS distributed sensors demonstrated measurements resolutions as good as 20µε and 2°C, with a 5m spatial resolution over a 22Km sensor fiber length [2]. As result, SBS distributed sensors are ideal candidates to implement structure health monitoring systems to large structures as bridges, pipelines, dams, etc.

One of the steps needed to develop Brillouin distributed sensors is the characterization of the thermal and mechanical dependences of the SBS. This communication presents a simple experimental setup to measure the Brillouin frequency shift as a function of temperature. However the same method could also be exploited to measure the strain dependence of the Brillouin effect.

Brief Theory

The stimulated Brillouin scattering can be described as a parametric interaction between two counter propagating optical fields, and an acoustic field. Through the electrostriction effect, the two optical fields interact causing the appearance of an acoustic field in the optical fiber. This traveling acoustic wave spatially modulates the refraction index along the optical fields propagation direction, this modulation induces the coupling between the two optical fields. As a major consequence, it is observed the amplification of one of the optical field in detrimental to the depletion of the other [3,4].

The two optical fields are detuned in frequency, what is a direct consequence of the momentum and energy conservation laws. The higher energy field is called as the pump field and the lower one as the Stokes field. In a quantum mechanical description, the annihilation of a pump photon creates a Stokes photon and an acoustic phonon (if no energy is absorbed by the medium).

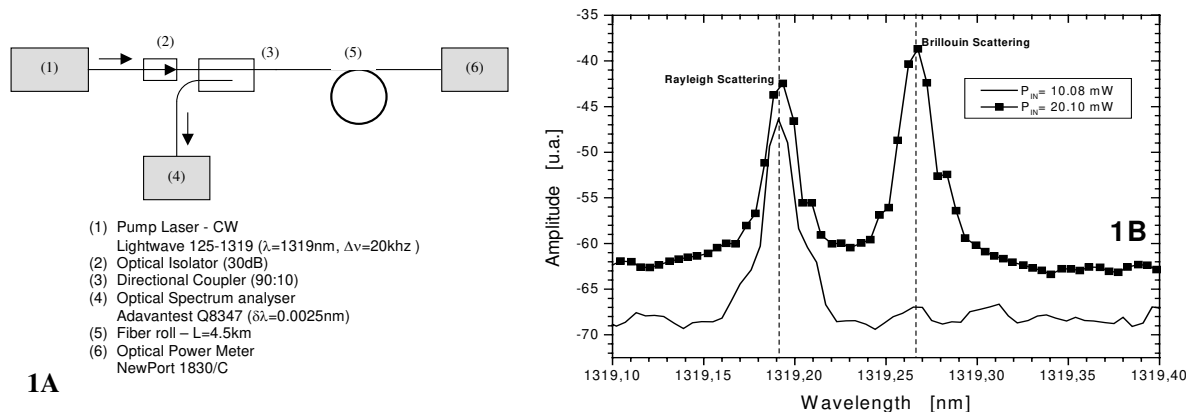


Fig. 1: (a) Simple setup to observe the SBS, and (b) optical spectrum of the spontaneous Brillouin scattering [5].

The simple experimental setup presented in figure 1a could be used to observe the spectral characteristics of the scattered light due to the spontaneous Brillouin effect in optical fibers. Figure 1b shows the

returning spectra for pump powers equal and higher than the Brillouin threshold ($\sim 10\text{mW}$ for a $4,5\text{km}$ long optical fiber). The spectral shift between the pump and the Stokes components is the Brillouin frequency shift, f_{DB} , and was measured as $12,756\text{GHz}$ ($0.074\text{nm}@1,32\mu\text{m}$). Theory predicts that

$$f_{DB} = \frac{nv_A}{c}(f_p + f_s) \quad (1)$$

where f_p and f_s are respectively the pump and Stokes power, n is the fiber's core refraction index and v_A is the core fiber speed of sound [3,4]. Using f_{DB} we could estimate v_A as $5,76\text{km/s}$ which is in good agreement to literature values ($\sim 5,97\text{km/s}$ for single mode silica fibers) [3,4].

Although both the refraction index and the sound speed depend on local temperature and local mechanical deformation, the second one is more sensitive to these parameters than the first. This occurs because of the explicit relationship between density and sound velocity.

The measurements of the temperature coefficient for the Brillouin frequency shift showed that f_{DB} linearly depends on temperature, so that

$$f_{DB}(T) = f_{DB}(T_{ref}) + C_T(T - T_{ref}) \quad (2)$$

where T_{ref} is a reference temperature and C_T is the temperature coefficient of the Brillouin frequency shift ($\sim 1,3\text{MHz}/^\circ\text{C}$) [2].

In a stimulated situation, where two counter-propagating lasers are used to generate the interacting pump and Stokes optical beams, it is observed a simultaneous amplification of the Stokes beam and a depletion of the pump beam when the frequency difference between the two fields are close to f_{DB} . For dynamic situations, where the transients are longer than 16ns , a system of two coupled nonlinear partial differential equations describes the spatial and temporal behavior of the two optical fields,

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial I_s}{\partial t} = -g_b I_p I_s + \alpha I_s \quad \frac{\partial I_p}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial I_p}{\partial t} = -g_b I_s I_p - \alpha I_p \quad (3)$$

where, I_p and I_s are respectively the pump and Stokes intensities, g_b is the Brillouin gain, α is the optical absorption coefficient and c is the speed of light [3]. A classical theoretical approach permits to demonstrate that the Brillouin gain, g_b , can be well described as lorentzian distribution,

$$g_b = \left(\frac{\Delta f_{g_b}}{2} \right)^2 \frac{1}{[(f_p - f_s) - f_{DB}]^2 + \left(\frac{\Delta f_{g_b}}{2} \right)^2} g_b^{\max} \quad (4)$$

where Δf_{g_b} ($\sim 60\text{MHz}$) is the Brillouin gain width and $g_b^{\max}$ ($\sim 5 \times 10^{-11}\text{m/W}$) is the modulus of the maximum Brillouin gain [3,4].

Using a tunable laser as a pump, or a Stokes field source, it is possible to observe the amplification spectrum of the Stokes field as consequence of the g_b dependence with f_{DB} . Then, having two identical fibers subjected to different known temperatures, and measuring the spectrum profile of the Stokes field amplification in both fibers (simultaneously), one can observe that the maximum points are not the same (just because of the temperature dependence of f_{DB}). As conclusion, varying the temperature step between the two fibers and measuring the difference between the two maximum points, makes possible the determination of C_T in the equation (2).

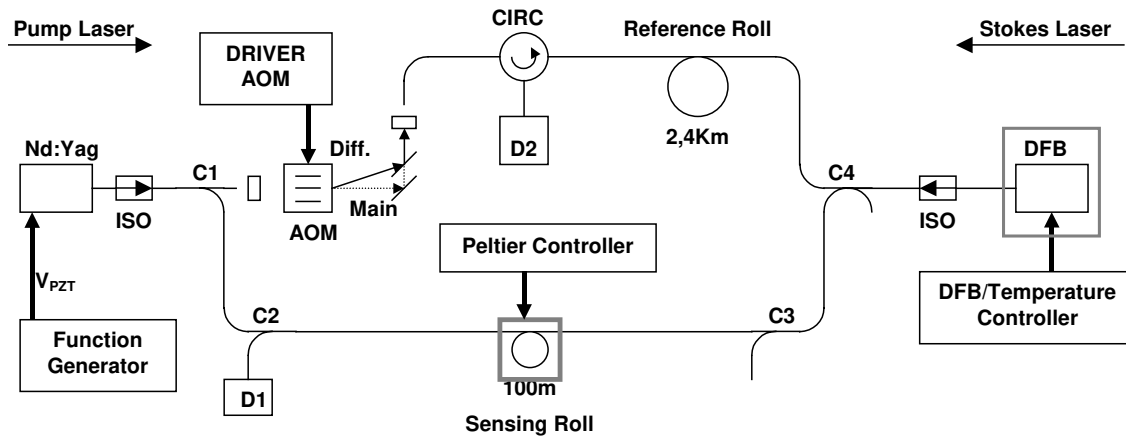


Fig. 2: Experimental setup

Experimental Setup

The experimental setup is shown in figure 2. The pump laser is a tunable NPOR Nd:Yag laser (Lighthwave 125-1319-150 – NPOR stands for Non Planar Optical Ring) and the Stokes laser is an DFB diode laser (Newport LD-1310-21B) mounted in a temperature stabilized mount. The optical isolators are used to prevent reverberation inside the lasers cavities. Both lasers operate in the $1319nm$ region.

The sensing roll is temperature stabilized using a thermoelectric cooler. The reference roll is subjected to the laboratory temperature, which was measured during all the experiment and showed itself constant around $21^{\circ}C$. Both fiber rolls are sections from the same fiber cable, so the fiber's properties are the same in both rolls. However, some differences were expected as consequence of the rolling process strain for which the sensing fiber was subjected.

The reference roll was $2.4km$ long and the sensing roll length was $100m$. As was pointed before, the idea is to do a scan in the optical frequency difference between pump and Stokes laser sources. The DFB laser frequency was constant during the measurements. The pump laser frequency was tuned using a triangular voltage signal applied to a PZT which deforms the laser NPOR cavity, undergoing an optical frequency variation linearly proportional to the applied voltage signal. An optical circulator was used to observe the Stokes amplification in the reference roll through D2. The directional coupler C2 was used to observe the Stokes amplification in the sensing roll through D1. Common optical power detectors were used in the measurements.

An acoustic optical modulator (Intraaction 40N) was used to intentionally up shift the pump laser frequency being coupled to the reference roll (coupling the AOM diffracted beam). As we will see in the results section, this was done as a way to have a frequency reference (the AOM frequency shift is very stable, and equal to $40MHz$) when measuring the relation between the pump laser frequency changes with the applied voltage to its PZT.

Results and Discussions

This discussion starts showing how it was measured the tuning coefficient for the pump laser. Looking for equation (1) is easy to see that the maximum Brillouin gain occurs when $(f_p - f_s) - f_{DB}(T) = 0$. For the reference fiber roll there are two different situations,

$$f_p^A = f_{DB}(T_{REF}) + f_s \text{ and } f_p^B = f_{DB}(T_{REF}) + f_s + \delta f_{AOM} \quad (5)$$

where T_{REF} is the temperature of the reference fiber and δf_{AOM} is the frequency shift induced in the pump beam by the AOM. Similarly, for the sensing fiber roll,

$$f_p^S = f_{DB}(T_{SENS}) + f_s \quad (6)$$

where T_{SENS} is the temperature of the sensing fiber. The pump laser frequency has a linear dependence with the applied voltage to the PZT, which is attached to the Nd:Yag NPOR cavity, so that,

$$f_p(V_{PZT}) = f_{p0} + C_P V_{PZT} \quad (7)$$

Using (5) and (7) it is possible to show that,

$$\delta f_{AOM} = C_P (V_{PZT}^B - V_{PZT}^A) \quad (8)$$

where V_{PZT}^A and V_{PZT}^B satisfy (5). In other words they are the correspondent voltages for the maximums of the Stokes power amplification spectrum in the reference fiber. To determine this peak position, a modified Lorentz distribution was used to fit the acquired spectrums,

$$L(x) \sim h_0 + a_0 \frac{d^2}{[p(x - x_0) + m(x - x_0)^2 + n(x - x_0)^3]^2 + d^2} \quad (9)$$

Figure 3a presents the amplified Stokes power as function of the tuning voltage applied to the pump laser with and without the use of the AOM to shift the frequency of the pump beam inserted in the reference roll. The applied PZT voltage was a triangular wave with $100Hz$ and $10V$ of amplitude. The sensing roll temperature was $23,55^{\circ}C$ and the reference temperature was $21^{\circ}C$. The presence of the $40MHz$ frequency shift dislocates the reference roll peak position to a positive direction by an amount equal to $8,31V$. This measurement allowed the estimation of the tuning coefficient, C_P , as $4,81MHz/V$.

The peak position of the Stokes amplification spectrum is related to Brillouin shift, f_{DB} , and has a temperature dependence given by (2), which used with (6) and (7) makes possible to show that,

$$\Delta f_{DB} = f_{DB}(T_{SENS}) - f_{DB}(T_{REF}) \propto C_T (T_{SENS} - T_{REF}) = C_P (V_{PZT}^S - V_{PZT}^{A/B}) \quad (10)$$

it must be observed that the constant terms were removed without any debt to linear relation presented.

Figure 3b shows presents the relation between the measured voltage distance between V_{PZT}^S e V_{PZT}^B and the temperature difference between the reference and sensing fibers. These points were taken shifting the frequency of the pump beam using the AOM just as described before. The measured data shows the expected linear relation of (10). The measured temperature coefficient for the Brillouin frequency shift, C_T , was $1,54\text{MHz}/^\circ\text{C}$, in good agreement with literature measurements around $1,3\text{MHz}/^\circ\text{C}$ for singlemode silica fibers [2].

As a last observation, the intermittent line in figure 3b shows the position of the fitted curve for the non-shifted pump beam case. At 21°C the fiber rolls are with the same temperature, in theory the peaks positions had to be the same (because f_{DB} is the same in both fibers), however, a difference of $37,9\text{MHz}$ ($\sim 7,88\text{V}$) was observed. This large difference was primarily caused as consequence of the induced strain when rolling the sensing fiber. In fact, the same experimental procedure can be also used to measure the strain coefficient for the Brillouin frequency shift. In this case, a known strain must be applied to the sensing fiber while the reference fiber is maintained undisturbed.

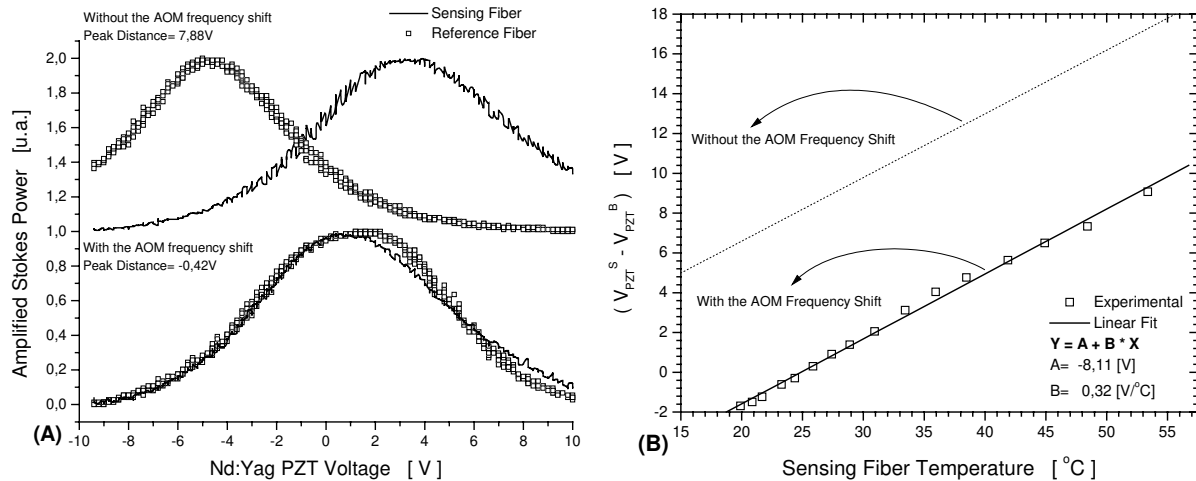


Figure 3: Experimental Results.

Conclusions

The linear relation between the Brillouin frequency shift and the fiber temperature was measured using a simple experimental setup. The measured temperature coefficient of $1,54\text{MHz}/^\circ\text{C}$ is in agreement with the literature results for singlemode silica fibers. Future work will deal with the determination of the strain coefficient for Brillouin frequency shift, and to study how temperature induces a variation in the Brillouin gain (which defines the maximum power of the amplified Stokes power spectrum). The presented results are part of the authors' research efforts to develop a distributed temperature/strain sensor using the SBS in optical fibers.

References

- [1] Horiguchi, T., et. al., "Distributed temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers", *Opt. Lett.*, vol. 15, 1038, (1990).
- [2] Bao, X., et. al., "Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouin loss in an optical fiber", *Opt. Lett.*, vol. 19, 141, (1994).
- [3] Agrawal, Govind P., "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, San Diego, 1995.
- [4] Yariv, Amnon, "Optical Electronics", Oxford Press, New York, 1991.
- [5] Rossetto, Jônatas F., "Distributed temperature and strain sensor using the stimulated Brillouin scattering in optical fibers", Master These, UNICAMP, 2000, (in Portuguese).

Acknowledgements

The authors thank the **Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo – FAPESP** that has partially supported this work (FAPESP 00/09731-8), and the **Instituto de Estudos Avançados – IEAv/CTA** where the research is being developed.

STABILIZATION OF THE FREQUENCY DIFFERENCE BETWEEN TWO LASERS USING THE SBS IN OPTICAL FIBERS

Jônatas Fred Rossetto, Osni Lisboa, Elnatan Chagas Ferreira*

***Universidade Estadual de Campinas - Campinas, SP, Brazil**

Faculdade de Engenharia Elétrica -Campinas, SP, Brazil

jonatas@demic.fee.unicamp.br

ABSTRACT

A new method to control and stabilize the optical frequency difference between two lasers is presented. The use of the amplification features of the stimulated Brillouin scattering occurring in an optical fiber allows the stabilization and the control of the frequency difference between the lasers. A brief numerical discussion and a preliminary experimental result are also presented

INTRODUCTION

In fiber optic distributed sensors using the stimulated Brillouin scattering, it is of critical importance the control and the stabilization of the frequency difference between the pump and probe laser fields [1,2]. This frequency difference, about 13GHz (for 1,3 μ m based systems) must be controlled over a 200MHz range with a 1MHz resolution to ensure a good Brillouin gain profile measurement (which peak frequency position is related to the external variable being measured: temperature and/or strain). The stabilization criterion to be achieved is a frequency difference variation less than 1MHz over two times the light transit time (about 100 μ s for a 10Km fiber length).

These performance parameters could be achieved with the use of state of the art solid state lasers, as NPOR Nd:Yag lasers (which in turns aggregates costs to the system). However the frequency difference measurement still have to be done. This is actually done using Fabry-Perot cavities or in most of the cases using a heterodyne technique which needs a fast detector (bandwidth higher than 13GHz) and a microwave spectrum analyzer. This later, due to the slow speed of the spectrum acquisition, is only used in conjunction with Nd:Yag crystal lasers (which have good frequency stability) to control and measure the frequency shift.

When we are using less stable lasers, we must look for a fast way to measure the frequency shift if we want to stabilize it using an electronic control loop. Here we are proposing a new technique where the Brillouin gain profile is used for such task. The CW Brillouin interaction between the pump and probe laser fields has enough sensibility to implement an electronic loop capable to stabilize the frequency shift. Using the tunable characteristic of the Brillouin frequency shift (due to the temperature/strain applied in the interaction medium), the presented method is also able to control the frequency difference between the two lasers.

BASIC ASPECTS OF THE STIMULATED BRILLOUIN SCATTERING

The Brillouin light scattering may be classically described as a parametric interaction between an optical pump field, an optical probe field (called Stokes field) and an acoustic field [3-5]. Through the electrostriction phenomenon, the pump field interacts with the acoustic waves. The acoustic field causes a periodic modulation in the refraction index of the propagation medium. This induced refraction index grating scatters the pump light through the Bragg diffraction. The back-scattered light, or the Stokes light, has its optical frequency shifted as consequence of the Doppler effect associated with the diffraction grating movement, which dislocates with the velocity of the ultrasonic waves in the medium where the effect occurs.

The major SBS characteristic is the energy exchange between the counter-propagating optical fields and the acoustic wave. The Brillouin gain quantifies this energy exchange and may be approximately described as a Lorentz distribution given by

$$g_b = \left(\frac{\Delta f_{gb}}{2} \right)^2 \frac{1}{[(f_p - f_s) - f_{DB}]^2 + \left(\frac{\Delta f_{gb}}{2} \right)^2} g_b^{\max} \quad \text{and} \quad f_{DB} = \frac{nv_A}{c}(f_p + f_s) \quad (1)$$

where f_p and f_s are respectively the pump and the Stokes optical frequencies, f_{DB} is the Brillouin frequency shift, v_A is the medium acoustic waves velocity and Δf_{gb} is the Brillouin gain spectral width. The maximum Brillouin gain, $g_b^{\max}$, is related to several propagation medium parameters, to fused silica glass it is about $6 \times 10^{-11} \text{ m/W}$. A

system of two coupled partial differential equation describes the dynamic behavior of the counter-propagating optical fields intensities in a situation where the pump pulse width is larger than the acoustic phonons lifetime ($\tau = \alpha_A v_A^{-1} \approx 15 \text{ ns}$),

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial I_s}{\partial t} = -g_b I_p I_s + \alpha I_s \quad \frac{\partial I_p}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial I_p}{\partial t} = -g_b I_s I_p - \alpha I_p \quad (2)$$

where z is the spatial variable in the optical field propagation direction, t is the time and α is the optical absorption coefficient. This equation system has analytical solution only when the pump and Stokes fields are continuous (CW fields, null time derivative). Assuming $\alpha = 0 \text{ m}^{-1}$, the solution is

$$I_s(z) = \frac{b_0 I_{SP0}}{b_0 - e^{-g_b I_{SP0} z}} \quad I_p(z) = \frac{I_{SP0} e^{-g_b I_{SP0} z}}{b_0 - e^{-g_b I_{SP0} z}} \quad b_0 = \frac{I_s(0)}{I_p(0)} \quad I_{SP0} = I_s(0) - I_p(0) \quad (3)$$

Equations (1) and (3) could be used to investigate the dependence of the probe power after the Brillouin interaction, i.e. $P_s(z=0) \propto I_s(z=0)$. Figure 1 presents the relationship between $P_s(z=0)$ and the frequency difference ($f_p - f_s$) for several fiber lengths.

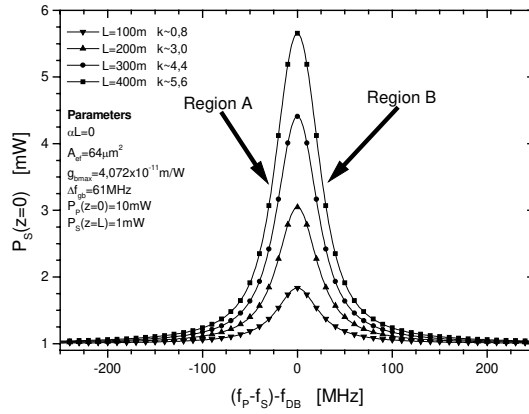


Figure 1: Relationship between $P_s(z=0)$ and $(f_p - f_s)$.

STABILIZATION PRINCIPLE

A simple scheme that could be used to implement our stabilizing technique is shown in figure 2. In that, we used a cw pump laser source and a tunable cw probe/Stokes laser source. The two isolators are used to prevent the reverberation of the counter-propagating beams in the laser cavities. The used fiber could be a common telecommunications single mode fiber. Two polarization controllers could be used to maximize the Brillouin interaction through adjusting the polarization state of the inserted laser fields. Also, an optical circulator to increment the detected power in D2 could replace the coupler C1. The detectors could be common optical power detectors (low bandwidth, good SNR).

As we see in figure 1 the spectral profile of the emerging Stokes power, on D2, could be well described by a Lorentz distribution:

$$P_{D2} \sim P_{D1} \left[e^{-\alpha L} + k \frac{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2}{[(f_p - f_s) - f_{DB}]^2 + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2} \right] = P_{D1} \left[e^{-\alpha L} + k \frac{\Delta^2}{4f^2 + \Delta^2} \right] \quad (4)$$

where $f = (f_p - f_s) - f_{DB}$ and k is an amplification factor that depends on the fiber the length and the insertion powers. If we have low absorption coefficient and a short fiber length we could approximate $e^{-\alpha L} = 1$.

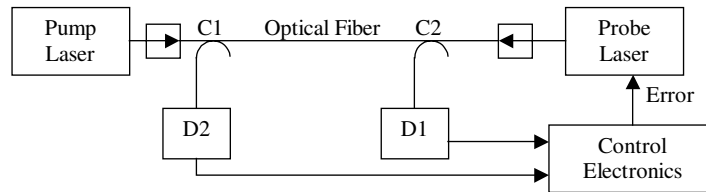


Figure 2: Stabilizing Setup.

To stabilize the frequency difference we will use this spectral profile to implement an electronic feedback loop that will force P_{D2} to be constant (preferable in a high derivative region within its spectral profile). In other words, to force the emerging probe power to be constant will also force the frequency difference ($f_P - f_S$) to be constant. It can be shown that equation (4) has two maximum derivative points:

$$f_0 = \pm \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\Delta}{2} = [(f_P - f_S)_0 - f_{DB}] \quad \text{observe that} \quad (f_P - f_S)_0 = f_0 + f_{DB} \quad (5)$$

In the way to have maximum sensibility, i.e. maximum $dP_S(z=0)/df$, we must operate near the maximum derivative points. Using the positive slope point, region A in figure 1, we may found a linear relationship for the spectral profile in (4) near f_0 :

$$P_{D2}(f \sim f_0) \sim P_{D1} \left[\left(1 + \frac{3}{8}k\right) + \frac{3\sqrt{3}}{4} \frac{k}{\Delta} f \right] \quad (6)$$

To implement a simple proportional control we must define an error relationship that will be used to generate a signal to control the probe laser frequency. So we define the error as

$$\text{Error}(f) = P_{D2}(f = f_0) - P_{D2}(f \sim f_0) \quad (7)$$

Now we are able to predict the sensibilities of our stabilization method

$$\text{abs}\left(\frac{\Delta \text{Error}}{\Delta f}\right) = P_{D1} \frac{3\sqrt{3}}{4} \frac{k}{\Delta} \quad (8)$$

where abs denotes the absolute value and $f' = f - f_0$. Using the parameters of figure 1, for a fiber length of 100m: $k \sim 0,8343$, $\Delta \sim 61\text{MHz}$, $P_P(z=0) = 10\text{mW}$ and $P_S(z=L) = 1\text{mW}$, we predict an frequency sensibility of about $18\mu\text{W/MHz}$. In other words, $18\mu\text{W}$ power variations in the P_{D2} signal could be associated with 1MHz laser frequencies difference variations. This power variation could be easily measured with common optical power meters. The control of the lasers frequencies difference could be achieved through the tuning characteristic of the Brillouin frequency shift, f_{DB} , with temperature ($\sim 1,24\text{MHz}/^\circ\text{C}$) or strain ($0,06\text{MHz}/\mu\text{e}$) applied to the interaction medium [1,2]. Remembering equation (7), f_0 depends on f_{DB} , so as the stabilizing technique is based on zeroing the error, then as f_{DB} changes f_0 also changes, forcing $(f_P - f_S)$ to change in consequence.

SIMPLE CONTROL MODEL

Using the software *Mathworks Simulink* we implemented a numerical model to simulate the proposed control method. Figure 4a shows a simple block model for the control loop. Low-pass filters limit all block elements bandwidths. We use a proportional control with a bandwidth adjusted to impose a dominant pole in the control loop (to diminish 2nd and 3rd order effects which could cause instabilities). We omitted the gain blocks, which defines the equipments sensibilities, just to simplify the presented model. The external frequency jitter generator emulates a lasers frequency difference change due to external factors. The Brillouin amplification block is implemented using equation (4). To define the power stabilization point, $P_{D2}(f_0)$, we use the measured Stokes insertion power times a gain factor. This will diminish the influence of the Stokes insertion power fluctuations in the frequencies difference. The control loop will stabilize the amplified power P_{D2} and as we explained before, this will also stabilize the optical frequencies difference between the two lasers.

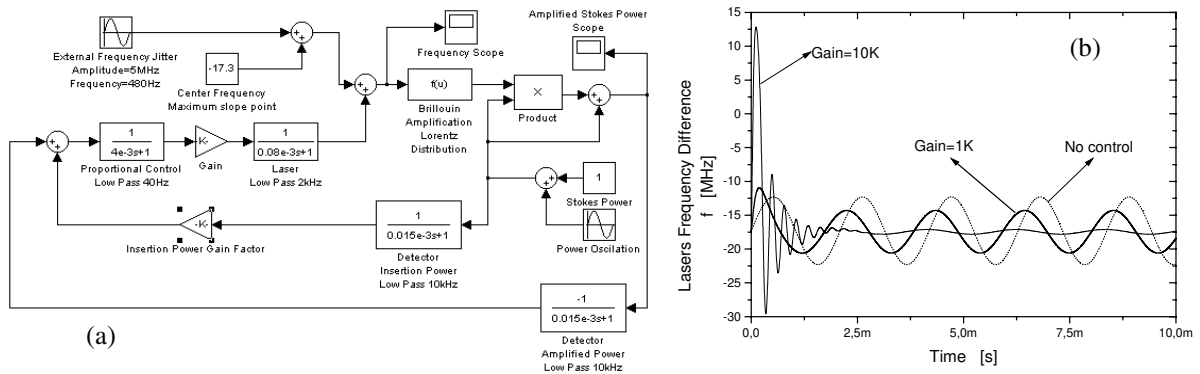


Figure 4: Block Model (a), simulation of the time behavior of the lasers frequency's difference (b).

Figure 4b shows the numerical simulation for the time behavior of the frequency difference as function of the control gain value. The external frequency jitter amplitude is 5MHz. It can be seen that with a 1K control gain, the frequency amplitude is slight reduced to about 3MHz, without transient oscillation. As the gain is

increased to 10K the system becomes less stable, transient oscillations are present, however the frequency amplitude is reduced to less than 400kHz. So, because of the gain/instability tradeoff, care must be taken during the control circuit design, leaving some parameters to be adjusted during the experimental tests.

FINAL REMARKS

The preliminary results were obtained using a simple setup, like that in figure 2. We used a low noise proportional controller, common optical power detectors (Newport 1830/C), a NPOR tunable Nd:Yag pump laser (Lightwave 125, $\lambda \sim 1319\text{nm}$, jitter $< 200\text{kHz/s}$, drift $< 50\text{MHz/hour}$), an tunable external cavity probe laser (NewFocus 6234, $\lambda \sim 1319\text{nm}$, jitter $< 1\text{MHz/s}$) and a common SMF28 optical fiber ($g_b \sim 4 \times 10^{-11}\text{m/W}$, $f_{DB} \sim 12,75\text{GHz}$, $\Delta f_{gb} \sim 60\text{MHz}$ [1]). The maximum power detected in D1, as result of the Brillouin amplification, was 1,7mW. The minimum power was 0,4mW (without Brillouin amplification). Using equation (4) we estimated the Brillouin amplification's spectral profile arising in P_{D1} . Before turning on the control, the laser's frequency difference was first adjusted in the Brillouin gain region. The control stabilized P_{D1} around 0,6mW with a $2\mu\text{W}$ peak-to-peak variation, during, at least, 5 minutes. Figures 5 allowed us to estimate the frequency difference variation: $\sim 410\text{kHz}$. Operation points with higher slopes were avoided because of the gain/instability tradeoff. A higher gain implies in a better performance (more sensibility, lower jitter) but also implies in a more instable loop.

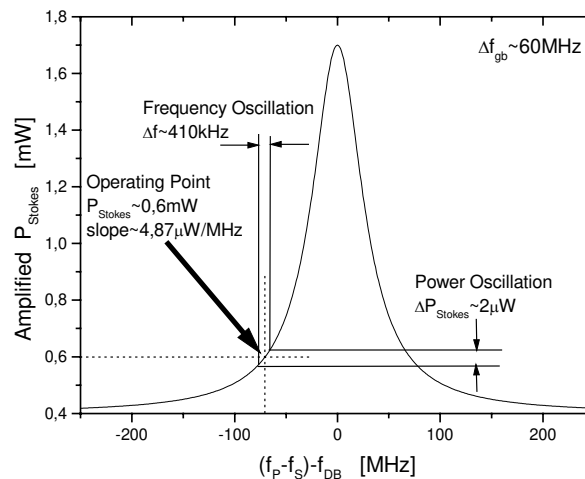


Figure 5: Experimental estimation of the frequency difference variation.

We presented a new method to stabilize and control the frequency difference between two lasers using the CW stimulated Brillouin scattering in an optical fiber. We showed how to use the Stokes amplification to implement the control, however the pump depletion could also be exploited to the same purpose. A brief theoretical discussion was done followed by a simple numerical simulation. Discussions in topics like the spontaneous noise during Brillouin amplification, the detectors noise, the laser power fluctuation and the control dynamics, were omitted in benefit of a fast communication. We also presented a preliminary experimental result that motivates further studies on the proposed control. Future work will focus on the use of the proposed control as an active part of a fiber optic distributed Brillouin sensor.

This work was accomplished in cooperation with the **Divisão de Fotônica - Instituto de Estudos Avançados (CTA/IEAv)** and was partially supported by the **Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo – FAPESP, grant 00/09731-8**.

REFERENCES

- [1] ROSSETTO, Jônatas F., "Distributed temperature and strain sensor using the stimulated Brillouin scattering in optical fibers", Master These, UNICAMP, 2000, (in Portuguese).
- [2] Horiguchi, Tsuneo, Shimizu, Kaoru, Kurashima, Toshio, Tateda, Mitsuhiro, Koyamada, Yahei, "Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering", J. Lightwave technology, vol. 13, no. 7, 1995.
- [3] Agrawal, Govind P., "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, San Diego, 1995.
- [4] Yariv, Amnon, "Optical Electronics", Oxford Press, New York, 1991.
- [5] Yariv, Amnon, "Quantum Electronics", John Wiley & Sons, New York, 1989.

Systematic Error Compensation for a Fiber optic Distributed Sensor using SBS: Numerical Results

Jônatas F. Rossetto, Elnatan C. Ferreira
UNICAMP/FEEC/DEMIC, CXP6101, CEP13081-970, Campinas, SP, Brazil

Ôsni Lisboa
CTA/IEAv/EFO, CXP6044, CEP12231-970, S. J. dos Campos, SP, Brazil

Abstract — The stimulated Brillouin scattering is actually being used to implement fiber optic sensors capable of measure the temperature and strain profiles distributed through the length of an optical fiber. However such sensors suffers from systematic errors. Here we propose a method to compensate for these errors using measurements done both in the loss and gain operation modes. Numerical results are presented showing methods efficacy.

Keywords — Stimulated Brillouin Scattering, Fiber Optic Distributed Sensor, Systematic Error.

I. INTRODUCTION

The stimulated Brillouin scattering, SBS, has been studied as a powerful toll to the development of fiber optic distributed sensors since 1989 [1]. This nonlinear optical effect has intrinsic characteristics that make possible the measurement of the temperature and the strain profiles distributed over the sensor fiber length. In fact, SBS distributed sensors demonstrated measurements resolutions as good as $20\mu\epsilon$ and 2°C , with a 5m spatial resolution over a 22Km sensor fiber length [2]. As result, SBS distributed sensors are ideal candidates to implement healthy structural monitoring systems to large structures as buildings, bridges, pipelines, dams, etc.

The Brillouin light scattering may be classically described as a parametric interaction between an optical pump field, an optical probe field (also called Stokes field) and an acoustic field [3-5]. Through the electrostriction phenomenon, the pump field interacts with the acoustic waves, which causes a periodic modulation in the refraction index of the propagation medium. This induced refraction index grating scatters the pump light through the Bragg diffraction. The back-scattered light, or the Stokes light, has its optical frequency shifted as consequence of the Doppler effect associated with the diffraction grating movement, which dislocates with the velocity of the ultrasonic waves in the medium where the effect occurs.

The major SBS characteristic is the energy exchange between the counter-propagating optical fields and the acoustic wave. The Brillouin gain quantifies this energy

exchange and may be approximately described as a Lorentz distribution given by

$$g_b = \left(\frac{\Delta f_{g_b}}{2} \right)^2 \frac{1}{[(f_p - f_s) - f_{DB}]^2 + \left(\frac{\Delta f_{g_b}}{2} \right)^2} g_b^{\max} \quad (1)$$

$$f_{DB} = \frac{nv_A}{c} (f_p + f_s) \quad (2)$$

where f_p and f_s are respectively the pump and the Stokes optical frequencies, f_{DB} is the Brillouin frequency shift, v_A is the medium acoustic waves velocity and Δf_{g_b} is the Brillouin gain spectral width [3]. The maximum Brillouin gain, $g_b^{\max}$, is related to several propagation medium parameters, to fused silica glass it is about $6 \times 10^{-11} \text{ m/W}$. A system of two coupled partial differential equation describes the dynamic behavior of the counter-propagating optical fields intensities in a situation where the pump pulse width is larger than the acoustic phonons lifetime ($\tau = \alpha_A v_A^{-1} \approx 15 \text{ ns}$),

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} - \frac{n}{c} \frac{\partial I_s}{\partial t} = -g_b I_p I_s + \alpha I_s \quad (3)$$

$$\frac{\partial I_p}{\partial z} + \frac{n}{c} \frac{\partial I_p}{\partial t} = -g_b I_s I_p - \alpha I_p \quad (4)$$

where z is the spatial variable in the optical field propagation direction, t is the time and α is the optical absorption coefficient [3].

Distributed sensors using the Brillouin effect exploits the fact that the acoustic waves velocity, v_A , in the propagation medium depends both on the temperature and the strain. As we could see in (2) the Brillouin frequency shift depends on v_A , consequently f_{DB} will also have a dependence on temperature and strain. Experimental results showed that this dependence is linear, being given by

$$f_{DB}(\epsilon_s) = f_{DB}(0)[1 + C_s \epsilon_s] \quad (5)$$

$$f_{DB}(T) = f_{DB}(T_{ref})[1 + C_T (T - T_{ref})] \quad (6)$$

where ϵ_s is the longitudinal strain, T is the temperature and T_{ref} is the reference temperature. The proportionality coefficients for strain and temperature are respectively $C_s = 4.6$ and $C_T = 9.4 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ [2].

The technique used to implement an SBS distributed sensor operates as follow: A cw Stokes field is launched into

Jônatas Fred Rossetto, jfrossetto@visto.com, Tel. +55-19-3788-4896, Fax. +55-19-7887500, Ôsni Lisboa, lisboa@ieav.cta.br, Tel. +55-12-39476752, Fax. +55-12-39441177

This work was partially supported by the Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo – FAPESP, grant 00/09731-8.

one end of the fiber while short pulses of light from a pump laser are launched into the other end. When the difference between the pump laser frequency and the Stokes laser frequency is near equal to the Brillouin frequency shift ($f_p - f_s = f_{DB}$), the probe laser will be amplified, experiencing Brillouin gain. As the Brillouin frequency shift depends both on temperature and strain, when the fiber temperature/strain is not uniform, the probe will experience gain for a given laser frequency difference only in those parts of the fiber at one particular temperature/strain. If the Stokes intensity emerging from the fiber is monitored following the launch of a pump pulse, an increase in the intensity will be observed whenever the Brillouin gain occur (this is known as the Gain operation mode). The time delay between the launch of the pump pulse and the increase in the received Stokes signal corresponds to the round-trip time for light traveling to and from the regions of gain, and provides the positional information [6].

In the loss operation mode, a cw pump field is launched into one end of the fiber while a probe laser pulse is launched in the other end. When the Brillouin frequency shift condition is satisfied, the pump field will be depleted, experiencing Brillouin loss. In the same way as in the Gain mode, the loss is observed only in those parts of the fiber subjected to a particular temperature/strain. If the pump field emerging from the fiber is monitored, an intensity decrease will be observed whenever depletion occurs. The time delay between the pulse launch and the pump power decrease provides the positional information [6].

II. NUMERICAL RESULTS

We numerically investigate the sensor characteristics solving the system of equations defined in (2) using a time domain finite difference method [7,8]. Figure 1a shows a basic sensor's setup operating in the Gain Mode, figure 1b shows the setup for the Loss Mode. No noise was added to the simulations.

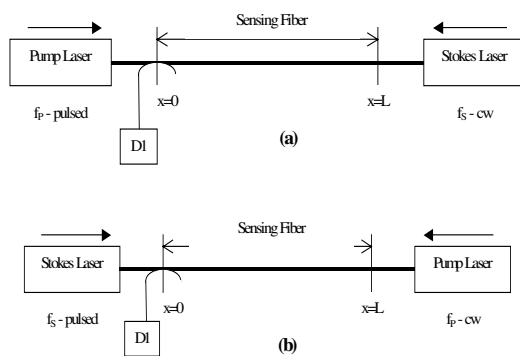


Figure 1: Gain mode setup (a), Loss mode setup (b).

Figure 2 exemplifies the operation principle for the Gain mode (Figure 1a). Both the pump pulse power and the cw Stokes power are 1mW. Temperature profile is such that the center step is at 35°C and the edges at 25°C. Figure 2a shows the detected Stokes power at $x=0$ for two $\Delta f = (f_p - f_s)$ values.

The pump pulse is launched into the fiber at $t_{\text{delay}} = 2.55 \mu\text{s}$. We must observe that if the pump pulse starts at $t = t_{\text{delay}}$, then the Stokes signal reaches from $t = t_{\text{delay}}$ to $t = t_{\text{delay}} + 2t_{\text{tr}}$, where $t_{\text{tr}} = nLc^{-1}$ denotes the transit time ($t_{\text{tr}} = 2.43 \mu\text{s}$). As we must see in Fig. 2, the Stokes power tends to be maximized at the regions where the Δf value is close to the Brillouin frequency shift defined by the region temperature as in (3). Figure 2b shows the detected Stokes power at fixed time points as a function of Δf . It must be seen that the distribution peak point varies with the local temperature. So, varying Δf and sampling the Stokes power at all fiber locations we could, using the value of Δf at the peak point of the power distribution, determine the temperature profile to which the fiber is subjected.

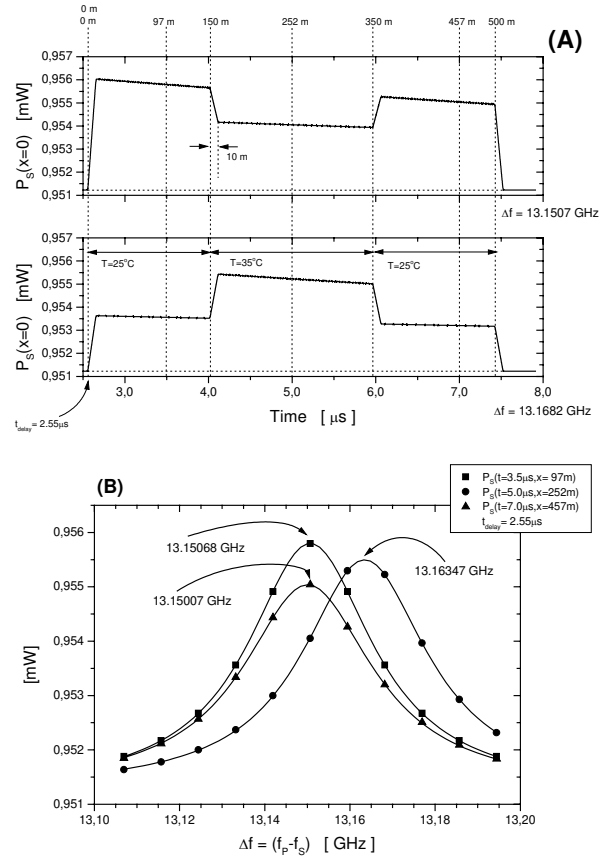


Figure 2: Gain mode - Simulated detected Stokes power at $x=0$ (a), Simulated Stokes power versus Δf at fixed times (b).

Figure 3 exemplifies the operation principle for the Loss mode (Figure 1b). Both the Stokes pulse power and the cw Pump power are 1mW. Temperature profile is such that the center step is at 35°C and the edges at 25°C. Figure 2a shows the detected Pump power at $x=0$ for two $\Delta f = (f_p - f_s)$ values. As we must see in Fig. 3, the emerging pump power tends to be more depleted in the regions where the Δf value is close to the Brillouin frequency shift defined by the region temperature as in (3). Figure 3b shows the detected pump power at fixed time points as a function of Δf . Scanning ($f_p - f_s$) and sampling the pump power at all fiber locations we could, using the value of Δf at the minimum point of the power distribution, determine the temperature profile to which the fiber is subjected.

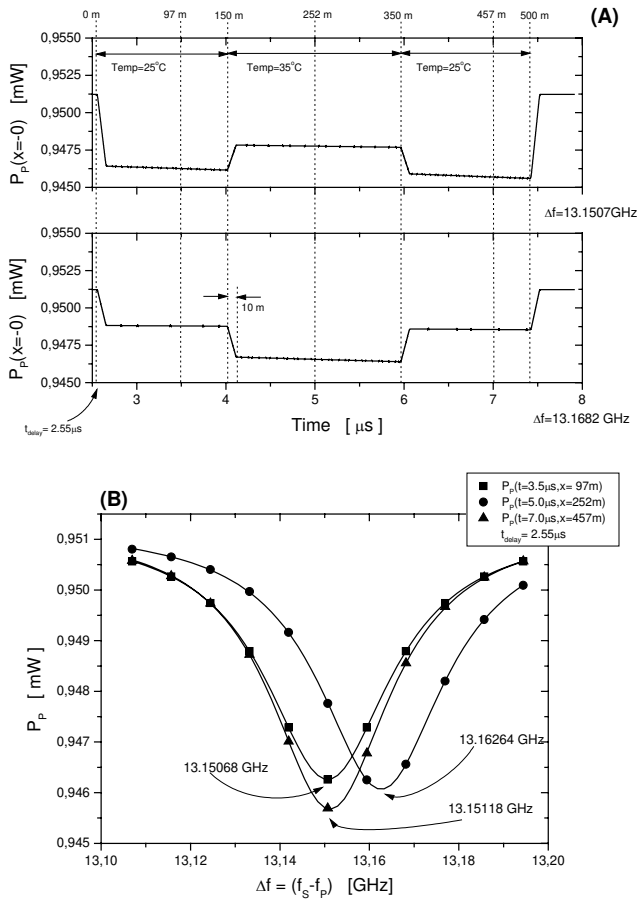


Figure 3: Loss mode - Simulated detected Pump power at $x=0$ (a), Simulated Pump power versus Δf at fixed times (b).

The operation principle described above is called Brillouin Time Domain Analysis, or BOTDA. The final result, both for gain and loss modes, is the evaluation of the fiber's temperature profile using the peak or the minimum position of the Brillouin gain/loss spectral distribution (figures 2b and 3b) in conjunction with (3). Figure 4a and 4b presents the temperature profile determined using the Gain and Loss modes respectively.

A small difference between the real and the measured temperature profiles ($\sim \pm 0.5^\circ\text{C}$) is observed both in the Loss and Gain modes (figure 4). This difference is called as systematic error. The reason for this effect is that the power transfer between pulse and CW light due to the Brillouin interaction also leads to an increase (Loss mode) or decrease (Gain mode) of the pulse power. This change depends on the Brillouin interaction at every point along pulse's path, as consequence, a local measurement is influenced by nonlocal effects, leading to the systematic error [9]. In fact, as the Brillouin interaction becomes stronger, through cw/pulse power increasing or by means of a long interaction length, we may expect a more visible systematic error. So to obtain reliable measurements, we must look for a method to compensate the systematic error. *Geinitz et al*, pointed a method based on the analysis of the emerging pulse power (after Brillouin interaction) dependence with Δf , however this method has the inconvenient of needing complex calculations

and an extra detector monitoring the emerging pulse power [10].

We can observe, in the figure 4, the existence of a complementarity between the systematic error of Gain and Loss modes. Here we propose the use of this complementarity as a way to compensate the systematic error. Figure 5a shows the measured profile for both the Loss and Gain method. Figure 5b shows a temperature profile obtained through the average between the Gain and Loss profiles. As we see, the average diminishes the systematic error without the need of complex calculations.

In a practical sensor setup, it is common to use at least one tunable laser. If this laser is the one associated with the amplitude modulator (which generates the optical pulses) then the proposed method could be easily implemented. Keeping constant the optical frequency of the cw laser, we may tune the pulsed laser frequency to stay in loss condition ($f_{\text{PULSE}} < f_{\text{CW}}$) or in the gain condition ($f_{\text{PULSE}} > f_{\text{CW}}$), allowing to acquire data from both operation modes. It is clear that the total measurement time will be doubled (a disadvantage in relation to *Geinitz et al* method), but, as figure 5a shows, the systematic error could cause significant difference between real and measured profiles, and for some applications the time payoff can be overcome in benefit of a more reliable measurement.

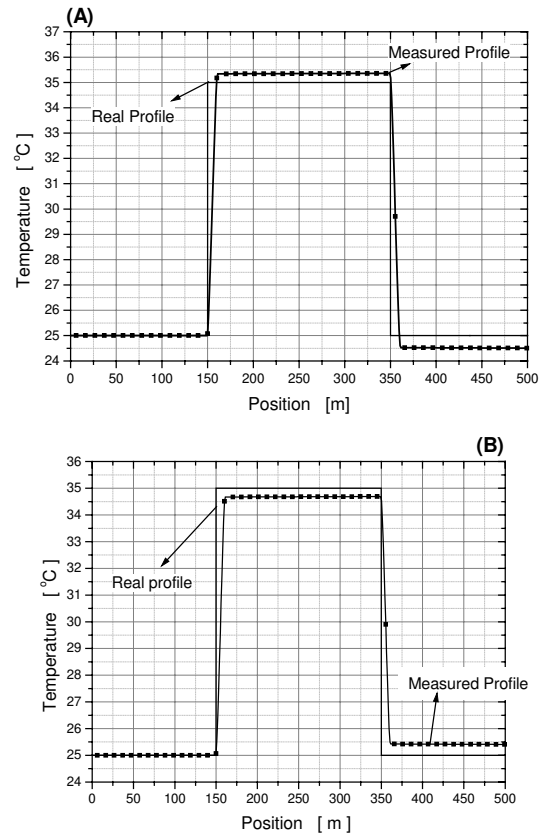


Figure 4: Real and measured temperature profiles: Gain Mode (a) and Loss Mode (b).

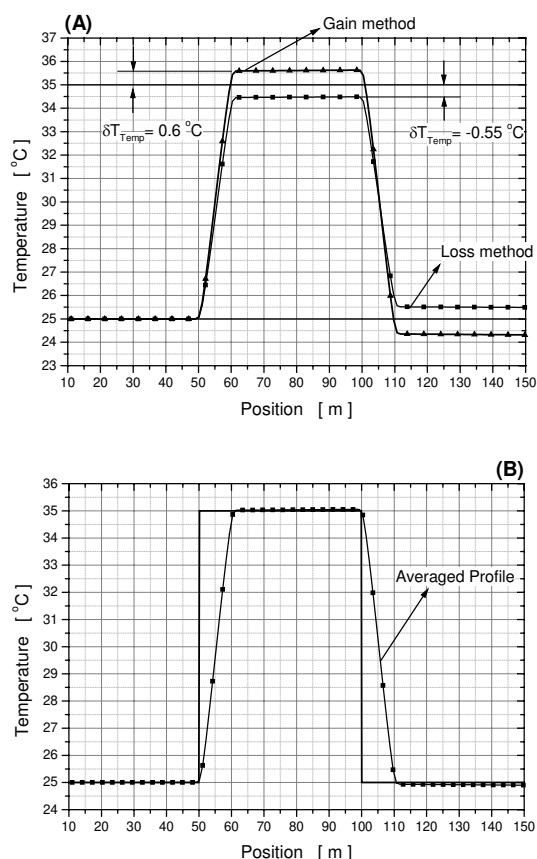


Figure 5: Temperature profiles for both the Gain and Loss methods, $P_{\text{PULSE}}=P_{\text{CW}}=5\text{mW}$, (a); Systematic error compensation using the average method, (b).

III. CONCLUSION

This work presented a method to compensate for systematic errors observed in fiber optic distributed sensors using the BOTDA approach. Although only numerical results had been presented, they are in agreement with the experimental work done by Geinitz *et al* [10]. In fact, experimental evidences of the gain and loss profiles complementarity are also presented in their work. The proposed method avoids the need of complex calculations through the average between the temperatures profile evaluated with the Loss and Gain operation modes of the distributed sensor. Numerical results showed that the systematic error is greatly reduced. Future work will investigate the use of the proposed method in conjunction with Geinitz *et al* method to enhance the systematic error compensation.

REFERENCES

- [1] HORIGUCHI, T., *et. al.*, "BOTDA nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction", *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, p. 1170, (1989)
- [2] BAO, X., *et. al.*, "Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouin loss in an optical fiber", *Opt. Lett.*, vol. 19, p. 141, (1994)
- [3] AGRAWALL, Govind P., "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, San Diego, (1995)
- [4] YARIV, Amnon, "Optical Electronics", Oxford Press, New York, (1991)
- [5] YARIV, Amnon, "Quantum Electronics", John Wiley & Sons, New York, (1989)

- [6] HORIGUCHI, T., *et. al.*, "Development of a Distributed Sensing Technique Using Brillouin Scattering", *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, pp. 1296-1302, (1995)
- [7] ROSSETTO, J. F., *et. al.*, "Simulation of a Distributed Temperature Sensor using the Stimulated Brillouin Scattering in Optical Fibers: Preliminary Results", *Anais IX SBMO*, João Pessoa, (2000)
- [8] ROSSETTO, Jônatas F., "Distributed temperature and strain sensor using the stimulated Brillouin scattering in optical fibers", Master These, UNICAMP, (2000), (in Portuguese)
- [9] HORIGUCHI, T., *et. al.*, *Proc. SPIE*, vol. 1797, pp. 2-13, (1992)
- [10] GEINITZ, E., *et. al.*, "The influence of pulse amplification on distributed fibre-optic Brillouin sensing and a method to compensate for systematic errors", *Meas. Sci. Technol.*, vol. 10, pp. 112-116, (1999)

Laser Wavelength Stabilization using FBGs: Performance Limits

Jônatas F. Rossetto, Elnatan C. Ferreira
UNICAMP/FEEC/DEMIC, CXP6101, CEP13081-970, Campinas, SP, Brazil

Ôsni Lisboa
CTA/IEAv/EFO, CXP6044, CEP12231-970, S. J. dos Campos, SP, Brazil

Abstract—Fiber optic Bragg gratings could be exploited to implement frequency stabilization systems due to their spectral response characteristics. However their usefulness is restricted to the application requirements. This paper numerically analyzes how practical issues limit the performance of such stabilization system.

Keywords — Laser Wavelength Stabilization, Fiber Optic Bragg Gratings, Laser Frequency Stabilization.

I. INTRODUCTION

Some applications require the need of a wavelength stabilized laser source. As example, in multi-channel systems, the spectral separation between adjacent channels must be well controlled, otherwise inter-channel interference must occur. As consequence, each channel must have its wavelength well controlled to avoid such kind of interference.

Actually, DWDM systems are operating with channels spectral separation as small as 50GHz ($\sim 0.4\text{nm}@1.55\mu\text{m}$) [1]. So, to maintain the integrity of the channel its frequency must not fluctuate more than $\pm 25\text{GHz}$ (poor stabilization) over its central frequency.

Another application is fiber optic distributed sensors using the stimulated Brillouin scattering [2-4], which is used to measure the temperature/strain profile distributed over a fiber length. In this kind of sensor, the frequency difference between two counter-propagating lasers must be stabilized in a value around the Brillouin frequency shift ($\sim 13\text{GHz}@1.3\mu\text{m}$, $\sim 11\text{GHz}@1.5\mu\text{m}$) with a fluctuation smaller than 1MHz to ensure a good temperature/strain resolution. In other words, both lasers must be very stable.

The common way to monitor the frequency separation of the channels is to use an optical spectrum analyzer, OSA. This has the benefit to provide a wide view of the channels distribution over an entire spectral band. However such equipment is very expensive and, as result of its relative long measurement time, sometimes they cannot be exploited to implement stabilization loops. The spectral resolution of a typical OSA is about of 5pm, then, when dealing with a Brillouin distributed sensor, an OSA cannot reach the desired

spectral resolution (1MHz) needed to implement a control loop.

An alternative is to guarantee that each channel have its own frequency stabilized within the imposed channel window. The basic problem, of such task, is to measure the optical frequency associated with the analyzed channel.

This problem can be solved with the use of an optical filter, which has its reflectance, R, or transmittance, T, dependent of the light. So, this dependence can be exploited to indirectly measure the optical frequency using the measurement of, as example, the reflectance. To achieve high spectral resolutions, a desired characteristic of a such filter, is that the dependence between T, or R, and the wavelength must be as high as possible. This dependence must also be present over the entire channel window.

II. THE REFLECTANCE SPECTRUM OF AN FGB AS A WAY TO INDIRECT MEASURE A LASER WAVELENGTH

Fiber optic Bragg gratings, FBGs, have both reflectance and transmittance spectral dependence. In matter of fact this dependence is well suited for the requirements stated in the introduction. FBGs are in-fiber devices. A small fiber region is exposed to an intense radiation, and due to the photosensitive effect its possible to write periodic changes in the refraction index along the fiber length, resulting in the formation of an intra-core Bragg grating [5].

The intra-core refraction index grating diffracts a part of the forward propagating wave for wavelengths, λ , around a central spectrum position, λ_0 (which is related to the spatial period of the refraction index modulation). The reflectance, $R(\lambda)$, of an FBG could be approximately described as

$$R(\lambda) = R_{MAX} \tanh^2 \left(\frac{\Delta\lambda_{FBG}}{\lambda - \lambda_0} \right) \quad (1)$$

The maximum reflectance, R_{MAX} , is related to the refraction index modulation amplitude along the grating length. The spectral grating width, $\Delta\lambda_{FBG}$, is inversely related to the grating length (long gratings implies in narrow widths).

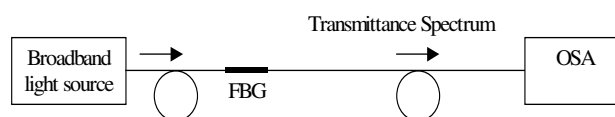


Figure 1: Optical setup to characterize an FBG.

Jônatas Fred Rossetto, jfrossetto@visto.com, Tel. +55-19-3788-4896, Fax. +55-19-37887500, Ôsni Lisboa, lisboa@ieav.cta.br, Tel. +55-12-39476752, Fax. +55-12-39441177

This work was partially supported by the **Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo – FAPESP**, grant 00/09731-8.

Figure 1, shows a typical setup used to measure the reflectance of a Bragg grating. A well characterized broadband light source is used to illuminate the grating while an OSA measures the transmittance spectrum. The reflectance spectrum can be obtained through the ratio between source and transmittance spectra, as shown in the figure 2 detail. This setup is also used during the grating formation, to monitor the writing process efficiency.

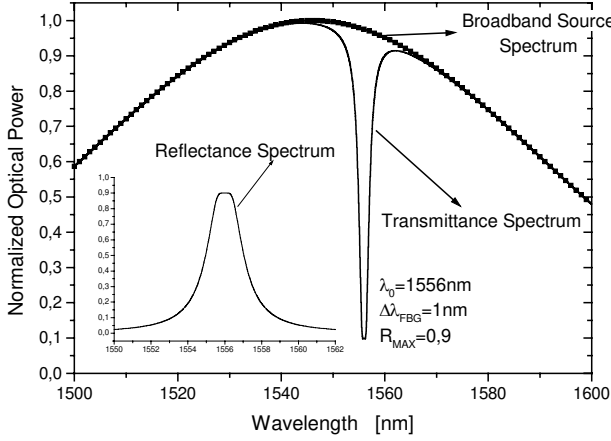


Figure 2: Characterization of a fiber optic Bragg grating.

Both reflectance and transmittance spectra of an FBG can be used to measure the optical frequency of a narrow band light source (as a distributed feedback laser, *DFB laser*) [6-8]. Figure 3 shows an optical setup that could be used for such task.

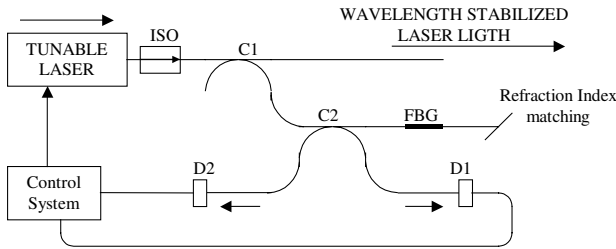


Figure 3: Wavelength stabilization setup using the reflected light from an FBG.

The light from a tunable laser passes through an optical coupler, C1, (a 10:90 coupling ratio is well suited for this purpose) and reaches the grating after passing through a second optical coupler, C2 (probably with a 50:50 coupling ratio). Two optical detectors measure the incident optical power, D1, and the reflected optical power, D2. The isolator, ISO, can be used to prevent that part of the FBG reflected light reverberates inside the laser cavity. The free side of the FBG must be immersed in a refraction index-matching medium to diminish back off reflections.

The optical powers detected by D1 and D2 are

$$P_{D1} = P_L c_1 c_2 \quad (2)$$

$$P_{D2} = P_L (c_1 c_2) R(\lambda) \quad (3)$$

where P_L is the laser emission power and c_1, c_2 are the couplers coupling ratios.

So, using the measured grating reflectance we can determine the wavelength of the laser,

$$R(\lambda) = R_{\max} \tanh^2 \left(\frac{\Delta \lambda_{\text{FBG}}}{\lambda - \lambda_0} \right) = c_2 \left(\frac{P_{D2}}{P_{D1}} \right) = R_{\text{EXP}} \quad (4)$$

Unfortunately, the left side of the above equation consists in an even function, symmetric around λ_0 . And, unless we guarantee that $\lambda > \lambda_0$ or $\lambda < \lambda_0$, we will not be able to determine λ . So, the first limitation of the use of a single FBG to determine the wavelength of a laser source is its confined spectral range, more than this, the range is restricted to the high slope R&T regions of (1).

A simple measuring system would exploit a linear relationship between the ratio (P_{D2}/P_{D1}) and λ around a high slope region. We can find the maximum derivatives points zeroing the second derivative of the reflectance spectrum,

$$\frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} R(\lambda) = 0 \quad (5)$$

so the maximum derivative points are obtained through the numerical solution of

$$2 \tanh \left(\frac{1}{x} \right) \frac{\cosh^2 \left(\frac{1}{x} \right)}{x} = 2 \sinh^2 \left(\frac{1}{x} \right) - 1 \quad (6)$$

where $x = (\lambda - \lambda_0) / \Delta \lambda_{\text{DFB}}$. The maximum slope of the reflectance spectrum occurs at

$$\lambda' \sim \lambda_0 + \gamma_A \Delta \lambda_{\text{FBG}} \quad (7)$$

$$\lambda'' \sim \lambda_0 - \gamma_A \Delta \lambda_{\text{FBG}} \quad (8)$$

where $\gamma_A = 0.73985$. For convenience we will choose the positive slope region, $\lambda < \lambda_0$. The maximum derivative point within this region is λ'' . Expanding (1) around λ'' we get

$$R(\lambda)_{|\lambda=\lambda''} = R(\lambda'') + \frac{1}{1!} [\lambda - \lambda''] \frac{\partial R(\lambda)}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda=\lambda''} + \dots \quad (9)$$

Looking only the linear terms, we will have a linear relationship between the reflectance and the laser wavelength around λ'' ,

$$\frac{R(\lambda)}{R_{\max}} \Big|_{\lambda=\lambda''} \sim \gamma_B + \left[\frac{(\lambda - \lambda_0)}{\Delta \lambda_{\text{FBG}}} + \gamma_A \right] \gamma_C \quad (10)$$

where $\gamma_B = 0.764526$ and $\gamma_C = 0.751978$. Figure 4 shows how the above linear relationship fits in the reflectance spectrum. The figure detail shows how the approximation diverges from the reflectance spectrum around λ'' . As we see, the linear approximation can describe $R(\lambda)$, with a 1% divergence around λ'' , over $\pm 0.2 \text{ nm}$ for $\Delta \lambda_{\text{FBG}} = 1 \text{ nm}$.

It is also possible to see that, the dependence between λ and the ratio $R(\lambda)/R_{\max}$ is inversely proportional to the grating spectral width $\Delta \lambda_{\text{FBG}}$. So, as narrow is the reflectance spectrum of the grating, more sensibility we will have to determine λ , however the 1% error region will be reduced.

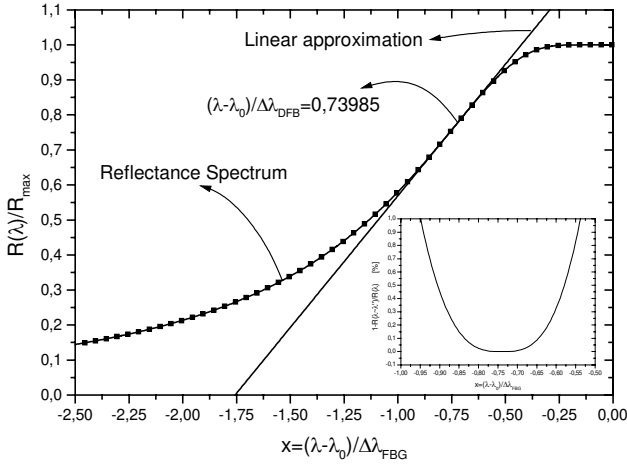


Figure 4: The linear approximation around the reflectance spectrum maximum derivative point λ'' .

A problem that arises with the use of an FBG is its dependence with applied temperature or strain. Both variables linearly changes the central grating wavelength, λ_0 ,

$$\lambda_0(Temp) = \lambda_0 + c_{Temp}[Temp - Temp'] \quad (11)$$

$$\lambda_0(Strain) = \lambda_0 + c_{Strain}Strain \quad (12)$$

where λ_0 is the undisturbed FBG central wavelength and $Temp'$ is a reference temperature. Typical values for the sensibilities are $c_{Temp} \sim 10 \text{ pm}/^\circ\text{C}$ and $c_{Strain} = 1 \text{ pm}/\mu\epsilon$.

Strain effects can be reduced placing the FBG in an almost free strain mount. Temperature effects can be diminished placing the FBG in a stabilized temperature environment.

III. STABILIZING THE WAVELENGTH OF A LASER USING THE REFLECTANCE SPECTRUM OF AN FBG

The idea behind the use of an FBG to stabilize the wavelength of a tunable laser basically consists in stabilizing the grating reflectance around a reference value, in an ideal situation $R(\lambda')$ or $R(\lambda'')$. In practice, we use the measured P_{D1} and P_{D2} values to generate an error signal that corrects the laser wavelength.

The error signal, which will control the laser wavelength, can be generated through several ways, analog division, digital division (needs both A/D and D/A conversions) or simple difference (which is very easy to be implemented, but presents some restrictions).

The reflectance of the grating for a particular laser wavelength can be measured through the ratio P_{D2}/P_{D1} ,

$$R_{EXP}(\lambda) = c_2 \frac{P_{D2}}{P_{D1}} \quad (13)$$

the error signal can be defined, for example, as

$$Error(\lambda) = R_{EXP}(\lambda) - R(\lambda'') \quad (14)$$

here, $R(\lambda'')$ is the control reference point. So, the control system will try to minimize the error, what happens when $R(\lambda'')$ is equal to R_{EXP} .

As the control will operate around λ'' , it is possible to use the linear approximation (10) to determine how the reflectance depends on a change in the laser wavelength

$$\left. \frac{\partial R(\lambda)}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=\lambda''} = R_{\max} \frac{\gamma_c}{\Delta \lambda_{FBG}} = \frac{\delta R}{\delta \lambda} \quad (15)$$

For a wavelength variation of $\delta \lambda = 0,1 \text{ pm}$ ($12,4 \text{ MHz}$ at $1,55 \mu\text{m}$) we will have a reflectance change of $\delta R \sim 0,068 \times 10^{-3}$ ($\Delta \lambda_{FBG} = 1 \text{ nm}$ and $R_{\max} = 0,9$). Then, the reflectance must be measured with a signal to noise ratio of about 82dB, calculated using,

$$SNR_R = 20 \log \left(\frac{R_{\max}}{\delta R} \right) \quad (16)$$

We can also calculate the signal to noise ratio for the detectors, SNR_D , which will guarantee the required SNR_R value,

$$SNR_D = SNR_R + 20 \log(\sqrt{2}) \quad (17)$$

so, for a $SNR_R = 82 \text{ dB}$ we must have, at least, a $SNR_D = 88 \text{ dB}$ (which could be attained with high SNR optical power detectors in conjunction with a 16bits analog to digital converter).

Looking to error function, (14), we see that $R(\lambda'')$ must also fulfill the SNR_R requirement, otherwise the control will try to compensate for $R(\lambda'')$ variations that not represents real changes in the laser wavelength value. In practice, $R(\lambda'')$ can be generated with far better precision than the measured reflectance R_{EXP} , through the use of voltage reference ICs or digital computation schemes.

We also must determine what are the stabilization requirements for both temperature and strain applied to the FBG. It is easy to see that

$$\left. \frac{\partial R(\lambda)}{\partial \lambda_0} \right|_{\lambda=\lambda''} = R_{\max} \frac{\gamma_c}{\Delta \lambda_{FBG}} = \frac{\delta R}{\delta \lambda_0} \quad (18)$$

as consequence, a $\delta \lambda_0$ change will have the same effect of an equal $\delta \lambda$ change. So, given a required $\delta \lambda_0$ value we can calculate, using (11) and (12), what are the required $\delta Temp$ and $\delta Strain$ values,

$$\delta Temp = \frac{\delta \lambda_0}{c_{Temp}} \quad (19)$$

$$\delta Strain = \frac{\delta \lambda_0}{c_{Strain}} \quad (20)$$

So a $\delta \lambda_0 = 0,1 \text{ pm}$ will require a $\delta Temp = 0,01^\circ\text{C}$ and a $\delta Strain = 0,1 \mu\epsilon$ (which represents a 1nm length variation over a 10mm fiber length). The temperature requirement can be easily attained with common temperature controllers. Strain really represents a problem when dealing with high dilatation coefficient material as a base to the FBG, or when the detectors frequency bandwidth is not restricted to filter acoustic vibrations.

Fulfilling temperature and strain requirements and observing the limits imposed through the detectors signal to

noise ratios we can start to deal with the laser wavelength control itself.

A common DFB laser, such as Mitsubishi ML976H11F (6mW@1,55 μ m), has a wavelength temperature coefficient such as 0,1nm/ $^{\circ}$ C (from -40° C to 85° C). Then 0,1pm wavelength stability implies in 0,001 $^{\circ}$ C laser temperature stability, which is not so easily attained with temperature controllers, even working around the ambient temperature. It must be remembered that most temperature controllers use an RTD or a thermistor as sensing devices, which have resolutions ranging from 0,01 $^{\circ}$ C to 0,1 $^{\circ}$ C.

Figure 5 shows a scheme for a simple DFB wavelength control system using the reflectance spectrum of an FBG. Caution must be taken with the divider choice, analog dividers have several restrictions mainly with the output signal to noise ratio and the overall division error.

A good alternative is to use a PIC microcontroller, which generally has two ADCs and one DAC, this also adds the flexibility of implementing digital signal processing algorithms to improve control's efficiency. In this case, care must be taken to conveniently choose both ADC and DAC bit resolutions which fulfills the required signal to noise ratios.

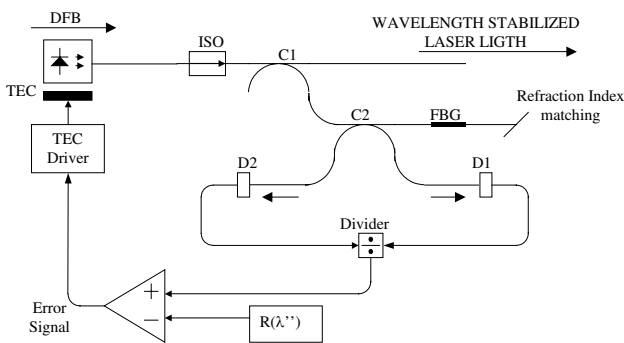


Figure 5: Simple DFB wavelength control scheme.

Figure 6 shows a graph that permit us to visualize how different issues limits the attainable performance of a simple control scheme like that of figure 5. Three main limits must be observed, first the SNR detector limit, around 105db for direct detection schemes, which restricts the optical power measurements. And second, the laser temperature stabilization limit, to attain a 0,0001 $^{\circ}$ C stability demands a significant design effort. Finally, when trying to reach $\delta\lambda < 0,1$ pm, FBG's applied strain starts to require designers attention because it becomes more difficult to be avoided.

Generally, when working with signal to noise ratios higher than 80dB, great care must be taken with systems noise sources, what makes a real challenge to reach a laser wavelength stability better than 0,05pm (6MHz@1,55 μ m).

IV. CONCLUSIONS

We had analyzed how practical issues like the detectors signal to noise ratios, the Bragg grating dependence with both strain and temperature and a DFB laser wavelength tuning

characteristics restricts the stabilization capacity of a simple wavelength control system using FBGs.

Backing to DWDM systems, the analyzed control scheme is able to stabilize, with not great design effort, the wavelength of a communication channel with a precision as good as 1pm (124MHz@1,55 μ m). As the channel spacing tends to become more close as 20GHz, this control scheme represents an alternative to monitor channels wavelength without the use of optical spectrum analyzers.

However, for fiber optic Brillouin distributed sensors, which need a 1MHz laser frequency stability, the proposed control showed itself as a poor alternative as consequence of the practical limits.

Future works will focus the experimental investigation of the proposed control scheme for DFB and ECL lasers.

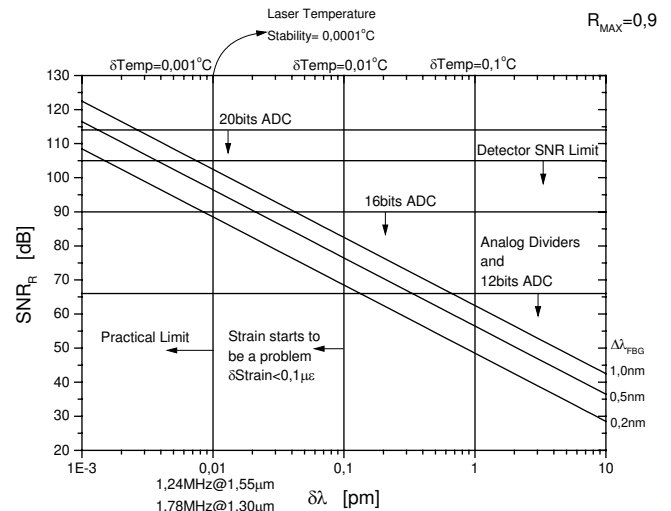


Figure 6: Wavelength stabilization limits.

V. REFERENCES

- [1] Alferness, Rod C., et. al., "The evolution of optical systems", Bell Labs Technical Journal, Jan., pp. 188-202, (2000).
- [2] BAO, X., et. al., "Combined distributed temperature and strain sensor based on Brillouin loss in an optical fiber", *Opt. Lett.*, vol. 19, p. 141, (1994)
- [3] HORIGUCHI, T., et. al., "Development of a Distributed Sensing Technique Using Brillouin Scattering", *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, pp. 1296-1302, (1995)
- [4] ROSSETTO, Jônatas F., "Distributed temperature and strain sensor using the stimulated Brillouin scattering in optical fibers", Master These, UNICAMP, (2000), (in Portuguese)
- [5] AGRAWALL, Govind P., "Nonlinear Fiber Optics", Academic Press, San Diego, (1995)
- [6] Mao et. al., "Laser wavelength stabilization using holographic filters", IEEE/LEOS Summer Topical Meeting in Optical Networks and Their Enabling Technologies, Jul., pp. 11-13, (1994).
- [6] Prohaska, John D., et. al., "Method and system for determining wavelength of light transmitted through an optical fiber", US Patent 6052179, assignee Physical Optics Corporation.
- [7] Lagerström, Bo E., "Laser wavelength control system", US Patent 5706301, assignee Telefonaktiebolaget L M Ericsson, (1998).

Brillouin Gain Width Measurement in an Optical Fiber using a beating technique

Jônatas F. Rossetto¹, Ôsni Lisboa², Elnatan C. Ferreira¹

¹UNICAMP/FEEC/DEMIC, CXP6101, CEP13081-970, Campinas, SP, Brazil

²CTA/IEAv/EFO, CXP6044, CEP12231-970, S. J. dos Campos, SP, Brazil

Abstract — Brillouin scattering is a main nonlinear effect occurring in optical fibers. This paper presents a new setup to measure the Brillouin gain width, which is based in the optical beating of two beams generated with the help of an Bragg cell. The results allow to determine the acoustic phonons lifetime and give rise to new studies concerning the dependence of the Brillouin linewidth with the pump laser power.

Keywords — nonlinear optical effects, spontaneous Brillouin scattering, optical fibers.

I. INTRODUCTION

Spontaneous Brillouin scattering (SBS) is a nonlinear process that can occur in optical fibers at input low power levels [1]. It manifests through the generation of a backward-propagating Stokes wave that carries most of the input energy, once the Brillouin threshold is reached.

The Brillouin light scattering may be classically described as a parametric interaction between an optical pump field, an optical probe field (called Stokes field) and an acoustic field [1]-[5]. Through the electrostriction phenomenon [3], the pump field interacts with the acoustic waves (termically generated), the acoustic field causes a periodic modulation in the refraction index of the propagation medium. This induced refraction index grating scatters the pump light through the Bragg diffraction. The back-scattered light, or the Stokes light, has its optical frequency shifted as consequence of the Doppler effect associated with the diffraction grating movement, which dislocates with the velocity of the ultrasonic waves in the medium where the effect occurs.

Since the Brillouin threshold can be quite low ($\sim 1\text{mW}$, $L=20\text{km}$) for $1.55\mu\text{m}$ optical communications systems employing low-loss optical fibers ($\alpha \sim 0.2\text{dB/Km}$), SBS can be detrimental to optical communications [1].

If the average power transmitted through the fiber link exceeds Brillouin threshold, a significant part of it is converted to the Stokes radiation propagating in the backward direction. The principal effect of this depletion process is that the signal power at the receiver can become much lower than the expected in the absence of SBS.

Therefore it is essential to keep the optical fiber injected transmitter power, below the Brillouin threshold. All the schemes proposed to raise the Brillouin threshold rely on increasing the effective spectral width of the input light so that the Brillouin gain is reduced [1].

The Brillouin gain has a Lorentzian spectral profile given by

$$g_B(\nu) = \frac{(\Delta\nu_B/2)^2}{(\nu - \nu_B)^2 + (\Delta\nu_B/2)^2} g_B(\nu_B) \quad (1)$$

where ν_B is the Brillouin frequency shift and $\Delta\nu_B$ is the full width at half maximum and is related to the acoustic phonons lifetime $\Delta\nu_B = (\pi T_B)^{-1}$, [1]. The peak value of the Brillouin-gain coefficient occurring at $\nu = \nu_B$ is given by

$$g_B(\nu_B) = \frac{2\pi n^7 p_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho_0 v_A \Delta\nu_B} \quad (2)$$

where p_{12} is the longitudinal elasto-optic coefficient, ρ_0 is the material density, v_A is the acoustic wave velocity, n is the medium refraction index, and λ_p is the pump wavelength.

In the specific case of a pump field having a Lorentzian spectral profile of width (FWHM) $\Delta\nu_P$, Brillouin gain spectrum is still given by equation (1) but with a peak gain

$$\tilde{g}_B(\nu) = \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_B + \Delta\nu_P} g_B(\nu_B) \quad (3)$$

Thus, the Brillouin gain is reduced by a factor $\Delta\nu_P / \Delta\nu_B$ for $\Delta\nu_P \gg \Delta\nu_B$ [1].

So modulating the optical signal in a way that its spectral width is enlarged to comprise the $\Delta\nu_P \gg \Delta\nu_B$ condition, it is possible to reduce the signal depletion effect due to spontaneous Brillouin scattering.

Now, it is evident the importance to know the Brillouin gain width, since it will give useful information about how much must be the signal field spectral width which could cause a significant reduction in the Brillouin gain maximum.

Instead the importance of the Brillouin gain width to optical communications, its determination is also important to fiber optic characterization (since it gives

information about the acoustic phonons lifetime) and to fiber optic distributed sensors using the stimulated Brillouin scattering (where the spatial resolution is related to $\Delta\nu_B$) [6],[7].

This paper describe a simple setup to measure the Brillouin gain width, without the need of a wide band spectrum analyzer or a wide band FFT oscilloscope. The presented results allow to determine the acoustic phonons lifetime and give rise to new studies concerning the dependence of the Brillouin linewidth with the pump laser power.

II. EXPERIMENTAL SETUP

The figure 1 presents the experimental setup used to observe and measure the linewidth of the spontaneous Brillouin back-scattering light.

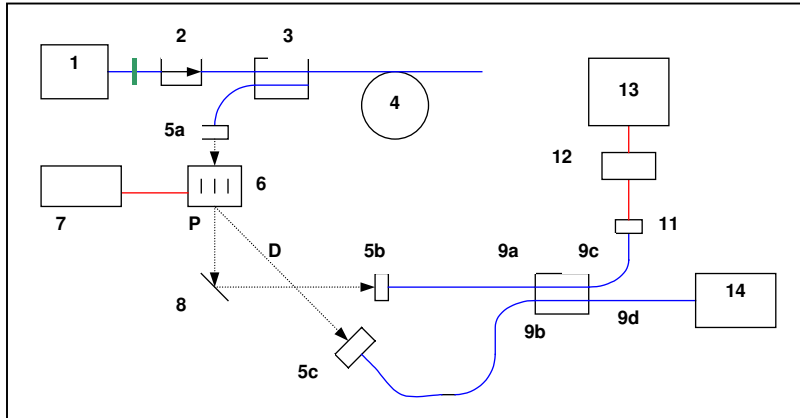


Fig. 1: Experimental Setup.

The pump laser light (1), goes through an optical isolator (2) and through a 10:90 directional coupler (3) stimulating the Brillouin scattering at the fiber roll (4). The back-scattered light goes back through the coupler (3) and then collimated by the lens (5a) so it passes through a Bragg Cell (6), IntraAction AOM-40N. The main beam, (P), do not suffers a frequency shift and is reflected by a mirror (8), and then refocused into the fiber by the lens (5b) getting in the (9a) arm of a 50:50 directional coupler (9). When the Bragg cell is excited with an RF electrical signal generated by the IntraAction ME-40 Driver (7), we will see an diffracted bean, (D), with a small frequency shift (40Mhz). The beam (D) is refocused by the lens (5c) and mixed, through the (9b) arm, with the (P) beam. Both beams will be present at the (9c) arm and will be observed by a wideband optical detector (11), NewFocus 1434, (B=25GHz). The detected electrical signal is amplified by (12), High Frequency Amplifier Melles Griot 13AMP007 (B=400MHz), and then its spectra is measured with the help of an RF spectrum analyzer (13), Anritsu MS2601B (B=2GHz).

To certify the occurrence of the Brillouin effect we measure the optical spectra of the back-scattered

light with the aid of an optical spectrum analyzer (14), Advantest Q8347.

The pump light is generated by an CW Nd:YAG non planar ring laser, Lightwave 125-1319-150, with an wavelength near 1319nm, and a 5kHz linewidth. The output power could controlled and may be adjusted in the range of 11mW to 151mW. The fiber roll consists of a single mode 2.7km length silica fiber with an attenuation $\alpha=0.73\text{dB/Km}$, its termination is clived to maximize the pump light end reflection increasing the Rayleigh scattering power.

The proposed setup use a Bragg cell to generate two backscattered light beams with a small frequency difference, making possible the observation of the beams beating spectra with the aid of a low bandwidth RF spectrum analyzer. It is important to note that the beams (P) and (D) are compound beams, with two spectral lines, the Rayleigh light (with the same wavelength of the pump light) and the spontaneous Brillouin line (with a wavelength shifted by an amount equal $\nu_B \sim 12\text{GHz}$).

As the Brillouin linewidth ($\sim 10\text{MHz}$) is greater than the Rayleigh linewidth ($\sim 5\text{kHz}$), the beating spectra of the beams (P) and (D) will show a signal, centered at the Bragg cell excitation frequency, but with a linewidth equal to the Brillouin linewidth.

As the Bragg cell excitation frequency is low, 40MHz, the beating signal spectra could be retrieved by an low bandwidth RF spectrum analyzer. This setup avoids the use of wide bandwidth spectrum analyzers, which is often used to measure the beating signal of the Rayleigh and Brillouin backscattered light directly (with a center frequency $\sim 12\text{GHz}$).

This setup has a limitation, since the measured backscattered light has only 10% of its effective power (because of the use of an 10:90 directional coupler) demanding the use o large pump powers. This limitation could be avoided with the replacement of the 10:90 coupler by an optical circulator, doing this will also permit the exclusion of the optical isolator (2) since the optical circulator already provides optical isolation.

Also, this setup represents a simplification to other setups which use fiber Mach-Zender interferometers to measure the coherence length of the Brillouin scattering light [6].

III. EXPERIMENTAL RESULTS

The figure 2 presents backscattered optical spectra measured using the optical spectrum analyzer, 14, not exciting the Bragg cell, and using a pump power $P_p=149\text{mW}$. We could see both the Rayleigh

($\lambda_{\text{RAYL}}=1319.194\text{nm}$) and Brillouin ($\lambda_{\text{BRIL}}=1319.268\text{nm}$) scattered light. The Brillouin frequency shift is 12.75GHz, and as

$$v_B \sim \frac{2nv_A}{\lambda_P} \quad (4)$$

using $n=1.46$, the acoustic wave velocity is $v_A \sim 5.7\text{km/s}$.

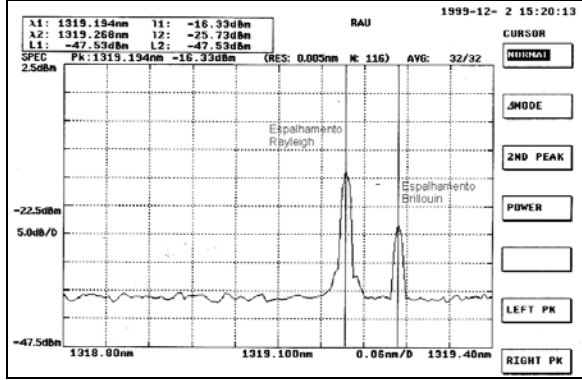


Fig. 2: Backscattered light optical spectra.

Turning on the Bragg cell excitation, we could measure the beating spectra of the diffracted and main beams. Figure 3, shows the measured spectrum for the beating signal of P and D, and for the individual background spectrum relative to P beam and to the D beam. The individuals background spectrum are necessary to isolate only the contribution of the beating spectrum

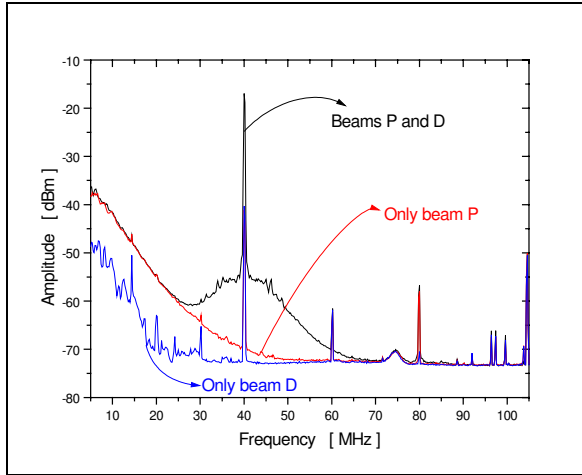


Fig. 3: Measured electrical signal spectrum.

The figure 4 shows the linear spectrum of the beating signal discounting the background individual contribution of the P and the D beams and discounting the 40MHz RF interference (cause by the Bragg cell driver). It also shows two fitting procedures for the data points, the first using a Lorentz distribution function, the second using a Gauss distribution function.

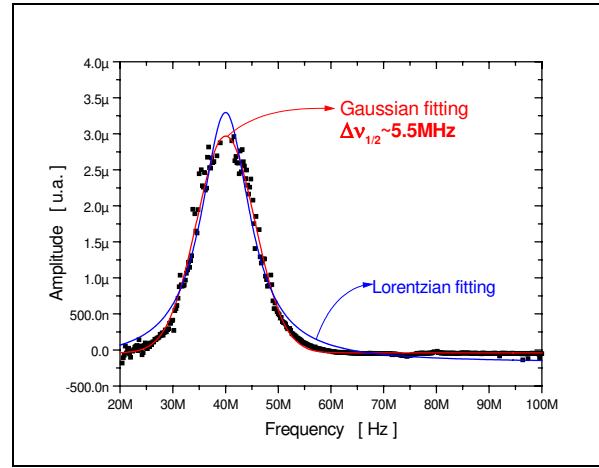


Fig. 4: Linear beating spectrum.

Although the Brillouin gain profile, given by equation (1), has the form of Lorentz distribution, we could see in figure 4, that the data points profile are better described by an Gauss distribution.

IV. RESULTS ANALYSIS

In the absence of pump depletion, the Stokes intensity, at the beginning of the fiber is given by, [1]:

$$I_S(0) = I_S(L) \exp\{g_b(\nu)I_P(0)L_{eff} - \alpha L\} \quad (5)$$

where L is the fiber length, I_S is the Stokes intensity, I_P is the pump intensity, and L_{eff} is effective Brillouin interaction length.

$$L_{eff} = \alpha^{-1}[1 - \exp(-\alpha L)] \quad (6)$$

Assuming $G = g_b(\nu_B)I_P(0)L_{eff}$ and using equation (1) we could rewrite equation (5) as

$$I_S(0) = I_S(L)e^{-\alpha L} \exp\left[G\left(1 + \frac{4(\nu - \nu_B)^2}{\Delta\nu_B^2}\right)^{-1}\right] \quad (7)$$

When $G \gg 1$, what occurs when the pump power is larger than the Brillouin threshold, it is possible to show that

$$I_S(0) \sim I_S(L)e^{-\alpha L} e^G \exp\left(\frac{-4G(\nu - \nu_B)^2}{\Delta\nu_B^2}\right) \quad (8)$$

which is similar to a Gauss distribution function [6],[8]. So, denoting $\Delta\nu_{1/2}$ as the half width of the measured beating spectrum, the Brillouin gain width will be given by

$$\Delta\nu_B = \left(\frac{4G}{\ln(2)}\right)^{1/2} \nu_{1/2} \quad (9)$$

where $G \sim 21$ for the pump power equals the Brillouin threshold power.

Using the measure value for $\Delta\nu_{1/2}$, 5.5MHz, the Brillouin gain width could be estimated as $\Delta\nu_B \sim 60.55\text{MHz}$.

The acoustic phonons lifetime is given by

$$T_B = \frac{1}{\pi \Delta \nu_B} \quad (10)$$

So, using the calculated values, $T_B \sim 5\text{ns}$, which is in agree with the literature values for silica fibers [1],[6].

V. CONCLUSION

In this paper we described a new setup to measure the spontaneous Brillouin scattering linewidth, we also presented a theoretical discussion about the behavior of the measured Brillouin linewidth as function of the pump power.

We also showed a way to determine the Brillouin gain width, what maid possible the determination of the acoustic phonons lifetime.

Although the main importance of the characterization of the Brillouin gain width is clearly for optical communication, our work was motivated by a research being doing by the authors in the field of fiber optic distributed sensors using the stimulated Brillouin scattering, [9]-[14], where the full characterization of the Brillouin effect in optical fibers is also of extremely importance.

Future work will investigate the dependence of the Brillouin scattering linewidth with the pump power. In the near future we will be working in a new setup configuration which will diminish the actual setup limitations. Also, we are doing some experiences to determine the Brillouin gain profile using a two laser pump/probe setup, using the Brillouin amplification.

VI. ACKNOWLEDGMENTS

This work was partially supported by the **Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo – FAPESP, Grant 00/09731-8.**

VII. REFERENCES

- [1] Govind P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, 2nd ed., San Diego, (1995).
- [2] Tang, C. L., "Saturation and Spectral characteristics of the Stokes emission in the Stimulated Brillouin Process", *J. Appl. Phys.*, vol. 37, pp. 2945-2955, (1966).
- [3] Amnon Yariv, *Optical Electronics*, Saunders College Publishing, 4th ed., San Diego, (1991).
- [4] Y. R. Shen, *Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York, (1984).
- [5] Kroll, N. M., "Excitation of hypersonic vibrations by means of photoelastic coupling of high-intensity light waves to elastic waves", *J. Appl. Phys.*, vol. 36, pp. 34-43, (1965).
- [6] Wait, P. C., et al, "Measurement of Brillouin scattering coherence length as a function of pump power to determine Brillouin linewidth", *Opt. Comm.*, vol. 117, pp. 142-146, (1995).
- [7] Bao, X., et. al., "Characterization of the Brillouin loss spectrum of single mode fibers by use of very short (<10ns) pulses", *Opt. Lett.*, vol. 24, pp.510-512, (1999).
- [8] Boyd, R. W., et. al., "Noise initiation of stimulated Brillouin scattering", *Phys. Rev. A.*, vol. 42, no. 9, pp.5514-5521, (1990).
- [9] Culverhouse, D., et. al., "Potential of stimulated Brillouin scattering as sensing mechanism for distributed temperature sensor", *Electron. Lett.*, vol. 25, 913-915, (1989).
- [10] Bao, X., et. al., "22-Km distributed temperature sensor using Brillouin gain in an optical fiber", *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 552-554, (1993).
- [11] Bao, X., et. al., "32 km distributed temperature sensor based on Brillouin loss in an optical fiber", *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 1561-1563, (1993).
- [12] Bao, X., et. al., "Experimental and theoretical studies on a distributed temperature sensor based on Brillouin scattering", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 13, pp. 1340-1348, (1995).
- [13] Horiguchi, T., et. al., "BOTDA - Nondestructive measurement of single-mode optical fiber attenuation characteristics using Brillouin interaction: Theory", *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, pp. 1170-1176, (1989).
- [14] Horiguchi, T., et. al., "Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers", *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 1038-1040, (1990).