



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.16.13.58-TDI

ESPALHAMENTO RAMAN EM FIBRAS ÓPTICAS COM APLICAÇÃO EM SENSORES DISTRIBUÍDOS DE TEMPERATURA

Lívia Alves Ribeiro

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Ciência e Tecnologia de Materiais e Sensores, orientada pelo Dr. Antônio Osny de Toledo, aprovada em 21 de dezembro de 2011.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BCGNC8>>

INPE
São José dos Campos
2011

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):**Presidente:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Membros:

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Vivéca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.16.13.58-TDI

ESPALHAMENTO RAMAN EM FIBRAS ÓPTICAS COM APLICAÇÃO EM SENSORES DISTRIBUÍDOS DE TEMPERATURA

Lívia Alves Ribeiro

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Engenharia e Tecnologia Espaciais/Ciência e Tecnologia de Materiais e Sensores, orientada pelo Dr. Antônio Osny de Toledo, aprovada em 21 de dezembro de 2011.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BCGNC8>>

INPE
São José dos Campos
2011

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Ribeiro, Livia Alves.

R355e Espalhamento Raman em fibras ópticas com aplicação em sensores distribuídos de temperatura / Livia Alves Ribeiro. – São José dos Campos : INPE, 2011.

xxx + 181 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.16.13.58-TDI)

Tese (Ciência e Tecnologia de Materiais e Sensores) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2011.

Orientador : Dr. Antônio Osny de Toledo.

1. espalhamento Raman espontâneo. 2. espalhamento Raman estimulado. 3. fibra óptica. 4. sensores distribuídos de temperatura. I.Título.

CDU 535.434

Copyright © 2011 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

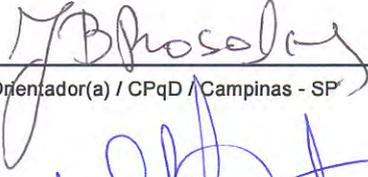
Copyright © 2011 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de Doutor(a) em
ETE/Ciência e Tecnologia de Materiais e
Sensores

Dr. Antonio Osny de Toledo

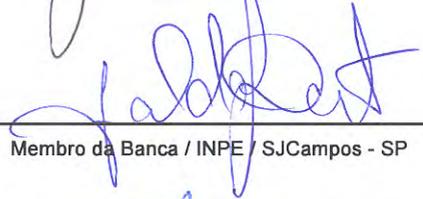
Presidente / Orientador(a) / IEAv/DCTA / SJCampos - SP

Dr. João Batista Rosolem



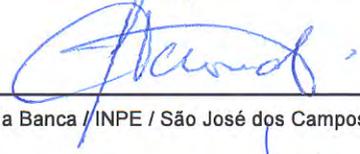
Orientador(a) / CPqD / Campinas - SP

Dr. Evaldo José Corat



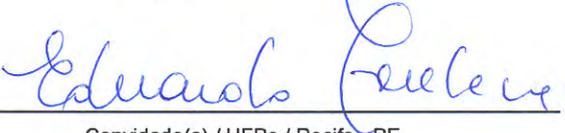
Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Leonel Fernando Perondi



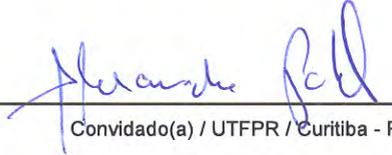
Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Eduardo Fontana



Convidado(a) / UFPe / Recife - PE

Dr. Alexandre Almeida Prado Pohl



Convidado(a) / UTFPR / Curitiba - PR

Este trabalho foi aprovado por:

() maioria simples

(X) unanimidade

Aluno (a): Livia Alves Ribeiro

São José dos Campos, 21 de dezembro de 2011

“Cada homem traz em si um mundo composto de tudo o que viu e amou, onde ele entra em permanência, ao mesmo tempo em que percorre e parece habitar um mundo estrangeiro”.

Assis Chateaubriand

A meus pais Élia e Oscar

AGRADECIMENTOS

Quero agradecer a todos os meus familiares, amigos e professores que de alguma forma contribuíram direta ou indiretamente para o êxito deste trabalho e, de modo particular gostaria de deixar aqui lembrado algumas pessoas que tiveram uma participação ímpar durante o período de desenvolvimento desta tese.

Nesse período eu tive a felicidade de trabalhar com pessoas incríveis que me ensinaram, além das “ciências naturais” a ciência da vida.

Dentre essas pessoas, ressalto o Professor Osny, orientador e também amigo. Com seu temperamento calmo e sereno, soube dosar com precisão o peso de suas opiniões nos rumos desta tese, permitindo que eu tomasse a frente das decisões e, conseqüentemente, a responsabilidade das mesmas. Logo de início acreditou na minha capacidade a tal ponto que eu mesma me tornei mais confiante a respeito das minhas atitudes. Caro professor, se hoje chegamos até aqui foi porque o senhor me fez acreditar que seria possível e isso eu jamais esquecerei! Muito obrigada por tudo.

Tive a sorte de contar com um segundo orientador, o Dr. Rosolem. Um cientista com grande habilidade experimental e uma empolgação contagiante pelo trabalho de pesquisa, que gentilmente me recebeu no CPqD possibilitando que eu aprendesse as práticas de laboratório que utilizei durante os experimentos aqui apresentados. Graças a essa colaboração boa parte das medições experimentais aqui apresentadas foram realizadas no laboratório sob sua coordenação, o LSMO. Considero o aprendizado que tive no CPqD como parte fundamental da minha formação de doutorado. Por essas razões eu gostaria de agradecer ao Rosolem por tudo o quanto me possibilitou desenvolver, sempre colaborando com muito empenho e bom humor. Muito obrigada!

Se na execução do trabalho eu tive apoio, o mesmo também não faltou em casa. De um lado eu agradeço com muito carinho a meus pais, pois eles deram asas aos meus sonhos não impondo barreiras a eles, acreditando que com esforço e determinação podemos chegar aonde quisermos. Agradeço a eles por toda segurança que sempre me deram, por compreenderem a minha ausência muitas vezes, por me darem força nos momentos difíceis e por vibrarem com as minhas vitórias.

De outro lado, e com igual importância, agradeço àquele que foi meu amigo, namorado, noivo e, agora é meu esposo, ao longo dos últimos quatro anos. Agradeço imensamente ao meu querido Márcio por seu carinho e compreensão; por ser o braço forte e o sorriso largo de todos os momentos bons ou não. Por ser o amigo sempre presente; por sua presença de espírito nos momentos mais tensos; por ser meu cúmplice na redação deste trabalho, e pelas inúmeras vezes que compartilhamos nossas ideias a respeito da ciência e de seu ofício em desvendar os “segredos da natureza”.

Agradeço também aos pesquisadores do IEAv que muitas vezes me receberam e compartilharam conhecimento e equipamentos utilizados no desenvolvimento deste trabalho, de modo especial à Carmem Barbosa por todo auxílio no laboratório do IEAv, a todos os pesquisadores da EFO-S, também ao Marcelo Destro, à Esther Sbampato, ao Gilberto Barreta e ao Nicolau.

Agradeço também ao CPqD e aos técnicos de laboratório que possibilitaram a realização das medições utilizando sua infraestrutura.

Agradeço aos amigos da hora do cafezinho, aos amigos que muitas vezes passaram horas estudando na biblioteca do ITA para as temidas provas de mecânica quântica e eletrodinâmica; vocês todos fizeram uma grande diferença na minha vida, obrigada!

Agradeço à FINEP pelo financiamento deste trabalho realizado junto ao Projeto de Sensores Inerciais e Acelerômetro (nº 01.06.117700).

Finalmente, agradeço a Deus que tem permitido coisas maravilhosas ao longo da minha vida, dentre as quais eu incluo toda a jornada percorrida no desenvolvimento deste trabalho. Muito obrigada!

RESUMO

Esta tese apresenta o desenvolvimento de um sensor distribuído de temperatura baseado em espalhamento Raman anti-Stokes, tendo como ponto de partida um estudo teórico e experimental do espalhamento Raman em fibra óptica monomodo convencional. Características do espalhamento Raman em fibra óptica foram obtidas mediante a medição do espectro Raman nos dois sentidos de propagação da fibra óptica, para as bandas Stokes e anti-Stokes, obtidas em regime de espalhamento espontâneo, estimulado. O espectro co-propagante para espalhamento Raman Stokes em cascata foi obtido com até 6 ordens do espalhamento. As bandas do espalhamento Raman foram caracterizadas com relação à densidade de potência espalhada por comprimento de onda da banda de interesse, pela integral da potência espalhada em cada banda e, pela evolução espacial da potência espalhada ao longo de um carretel de fibra óptica. Especial atenção foi dada às características particulares de cada uma das bandas envolvidas no espalhamento. Assimetrias no espectro espalhado foram observadas experimentalmente relacionadas ao sentido de propagação da onda Stokes espalhada. Através da utilização de um interrogador espacial observou-se a evolução espacial das bandas Stokes e anti-Stokes na condição de ausência de casamento de fase, ou seja, quando a evolução espacial das bandas está desacoplada. Verificou-se experimentalmente o aumento exponencial associado à intensidade da banda Stokes e a consequente depleção associada à banda anti-Stokes quando esses feixes se propagam desacoplados. A caracterização do espalhamento Raman foi finalizada através da geração e medição do espectro Raman em cascata, que é o precursor da geração de fontes de banda larga na ausência de outros efeitos não lineares. Uma vez concluída as medições experimentais do espalhamento, propôs-se a solução das equações acopladas Raman Anti-Stokes em um guia de onda onde estão presentes espalhamento Raman e Brillouin gerados pela mesma fonte de bombeamento. Finalmente, apresenta-se a construção de um sensor distribuído a fibra óptica baseado em espalhamento Raman anti-Stokes, cujos princípios de concepção são discutidos em detalhe até a demonstração de seu funcionamento. O sensor desenvolvido opera em regime de espalhamento Raman espontâneo, utilizando a banda anti-Stokes; possui faixa de operação de 10 km, com precisão de 150 m na determinação da posição e 4 °C na determinação da temperatura, para a perturbação na posição 5 km do enlace, seu funcionamento foi demonstrado no intervalo de 0 – 120 °C.

RAMAN SCATTERING IN OPTICAL FIBERS AND ITS APPLICATION ON DISTRIBUTED TEMPERATURE SENSORS

ABSTRACT

This thesis presents the development of a distributed temperature sensor based on anti-Stokes Raman scattering. Investigation starts with a theoretical review of Raman scattering in standard optical fiber and experimental results regarding their phenomenological behaviour. In order to better define the scattering, Raman spectra were taken in both direction of fiber propagation for spontaneous, stimulated scattering and also Raman cascade. Both Stokes and anti-Stokes Raman band were characterized by measuring wavelength power density, the integrated power density and also by the their spatial evolution through the fiber. Special attention was paid to the specific characteristics of each Raman band. Scattering spectrum asymmetries related with propagation direction were observed experimentally. An spatial interrogator allowed to get experimental results for the Stokes and anti-Stokes evolution when phase matching does not occur. When this happens Raman band are said decoupled so Stokes band experiences gain and the anti-Stokes band experiences loss, as it was measured. Raman basics characterization is completed by generating and measuring a Raman cascade spectrum with up to six orders in a single pass geometry. Raman cascade is a seed to generate supercontinuum fonts. Since experimental characterization of Raman scattering optical fiber is completed, it was proposed a numerical solution for the Raman Stokes–anti-Stokes coupled equation in a presence of Brillouin scattering, by considering pump depletion due both scatterings. Finally a conception of a distributed temperature sensor based on anti-Stokes Raman scattering is presented in great detail. The most important parameters for this construction are discussed based on experimental measurements. The techniques used to obtain temperature information are carefully analyzed, at the end, a sensor topology is proposed based on literature. The operational results for the sensor measurements in laboratory demonstrated that it is able to work in 10 km long optical fiber link, locating temperature perturbation with a precision of 150 m and measuring temperature in a range from 0 to 120°C within 4 °C resolution.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
Figura 2.1: Representação esquemática do sistema de propagação utilizados em sensores distribuídos que operam com 2 lasers.....	14
Figura 3.1 – Representação esquemática do espalhamento Raman a partir da transição entre níveis de energia.	25
Figura 3.2: Curva de dispersão dos modos de vibração referente à primeira zona de Brillouin, apresentando os ramos óptico e acústico	26
Figura 3.3 - Diagrama de níveis de energia do espalhamento Raman estimulado.....	33
Figura 3.4 – Curva de ganho Raman obtida por Stolen e colaboradores.....	35
Figura 3.5 – Curva de ganho Raman obtida para diferentes configurações de polarização entre o laser de bombeamento e o laser de prova.....	35
Figura 3.6 – Relação entre as susceptibilidades Raman Stokes e anti-Stokes.....	41
Figura 3.7: Evolução espacial obtida analiticamente da potência espalhada (a) Raman Stokes e (b) Brillouin Stokes.....	50
Figura 3.8: (a) Raman e (b) Brillouin Stokes em função do comprimento de fibra para o caso em que o espalhamento é sempre espontâneo.	54
Figura 3.9: (a) Raman e (b) Brillouin Stokes em função do comprimento de fibra para o caso em que o espalhamento Raman é espontâneo e Brillouin estimulado.....	55
Figura 3.10: (a) Raman e (b) Brillouin Stokes em função do comprimento de fibra, espalhamento Raman e Brillouin estimulados.....	57
Figura 3.11: Comprimento de meio no qual se observa um máximo de intensidade espalhada	58
Figura 3.12: Diagrama do efeito em cascata devido ao EREst.....	60
Figura 3.13: (a) Espectro Raman para sílica pura com os comprimentos de onda usualmente observados em sistemas convencionais; (b) Espectro Raman	

obtido para as regiões mais distantes do laser de bombeamento.....	62
Figura 3.14: Espectro ERC obtido com 6 ordens do ERC além de bandas devido a os efeitos de mistura de ondas.	64
Figura 4.1: Arranjo experimental utilizado nas medições de potência espalhada por comprimento de fibra.....	68
Figura 4.2. Medida da transmissão das portas 1480 nm e 1550 nm do acoplador multiplexador WDM.....	69
Figura 4.3: Ângulo utilizado na definição de abertura numérica.....	71
Figura 4.4: Comparação entre espectros Raman Stokes obtidos nos dois sentidos de propagação da fibra: (A) Regime espontâneo; (B) Transição entre espontâneo e estimulado e (C) Regime estimulado	73
Figura 4.5: Largura de banda obtida à meia-altura para espalhamento co-propagante e contra-propagante em função da potência aplicada	74
Figura 4.6: Potência espalhada relativa referente a comprimentos de onda de interesse dentro da banda Raman Stokes em função da potência de bombeamento.....	77
Figura 4.7 – Espectro Raman anti-Stokes e Stokes medido no sentido contra-propagante. AS: anti-Stokes; PB: pico de Bóson; RLG: espalhamento Rayleigh; STK: espalhamento Stokes.....	80
Figura 4.8 – Representação esquemática do aparato experimental utilizado para as medições de espalhamento Raman anti-Stokes.....	80
Figura 4.9 – Espectro Raman anti-Stokes, medido no sentido contra-propagante, em função da temperatura do meio.	82
Figura 4.10 – Potência Raman espalhada em função da potência incidente do laser. Para o sistema co-propagante e contra-propagante	84
Figura 4.11 – Medida da potência emitida por espalhamento Raman Stokes em função da potência de incidência. Dados obtidos para espalhamento Raman co-propagante e contra-propagante.....	86
Figura 4.12 – Medida da potência Raman Stokes espalhada em função do comprimento de fibra utilizada, para três valores fixos de potência de	

bombeamento.....	87
Figura 4.13: Potência anti-Stokes espalhada, medida no sentido contra-propagante em função da potência de incidência.....	88
Figura 4.14: Aparato experimental utilizado nos experimentos para medição do ganho Raman.....	90
Figura 4.15: Amplificação do comprimento de onda de 1550 nm, 1570 nm, 1590 nm e 1610 nm em meio Raman.....	91
Figura 4.16: Aparato experimental para medida da curva Raman-OTDR.....	92
Figura 4.17: Forma de onda Raman Stokes e anti-Stokes para potência média de incidência mais baixa, até 90 mW.....	95
Figura 4.18: Forma de onda Raman Stokes e anti-Stokes para potência média de incidência elevada, até 200 mW.....	97
Figura 4.19: Ponto de inflexão das curvas Raman apresentada na Figura 4.17 e 4.18, em função da potência de incidência.....	98
Figura 4.20: Representação esquemática do arranjo experimental utilizado nos experimentos para caracterização de ERC.....	100
Figura 4.21: Espectro referente ao ERC, com a primeira e segunda ordem do espalhamento Raman Stokes.....	101
Figura 4.22 – (a) ERC com até cinco ordens do espalhamento e (b) ERC com 6 ordens do espalhamento além de picos proveniente de mistura de ondas.....	102
Figura 4.23 – (a) ERC com até seis ordens do espalhamento e banda de fluorescência (b) ERC obtido com potência máxima de acoplamento	103
Figura 4.24: Fotografia obtida do carretel contendo cerca de 400m de extensão de fibra óptica sujeita a espalhamento Raman em cascata.....	105
Figura 4.25: Espectro do ERC em fibra óptica convencional obtido em duas condições de acoplamento distintas.....	106
Figura 4.26: Sequência de fotos obtidas da tela do monocromador mantendo-se fixo os posicionadores da lente e fibra óptica. As fotos foram tomadas com intervalo de tempo de segundos.....	108
Figura 4.27: Sequência de fotos obtidas da tela do monocromador mantendo-se	

fixo os posicionadores da lente e fibra óptica.....	109
Figura 5.1: Diagrama de blocos relativo aos componente do sensor Raman distribuído. Cada um dos blocos será detalhados na sequência.....	115
Figura 5.2: Arranjo experimental utilizado para obtenção das bandas Raman Stokes e anti-Stokes.....	117
Figura 5.3 (a): Espectro de saída do laser de bombeamento no estágio L1; (b) Espectro de emissão do amplificador à fibra dopada com Érbio (EDFA).....	119
Figura 5.4– Espectro do ER Stokes e anti-Stokes medido em P3 para uma fibra com cerca de 7 km de extensão.....	120
Figura 5.5: Espectro co- e contra-propagante quando se tem geração de espalhamento Brillouin no enlace.....	122
Figura 5.6: Representação esquemática dos carretéis utilizados na montagem do enlace.	125
Figura 5.7: Fotografia do carretel de cobre no interior da câmara e do enlace de fibras utilizada nos experimentos para obtenção das curvas de temperatura.....	126
Figura 5.8: Curva de controle de aquecimento do carretel de cobre com 370 m de fibra modo modo enrolada em uma única camada	127
Figura 5.9: Espectro da isolação obtido na saída do filtro Uniphase.....	130
Figura 5.10: (a) Espectro da isolação obtido na saída da porta anti-Stokes do filtro Uniphase; (b) e do multiplexador de bombeamento utilizado em cascata.	130
Figura 5.11: Circuito montado para detecção e amplificação do sinal óptico..	131
Figura 5.12: Arranjo esquemático utilizado para medida de resposta em frequência dos sistemas receptores montados	132
Figura 5.13: Forma de onda obtida pelos dois receptores implementados: TIA 1 e TIA 2.....	133
Figura 5.14: Resposta em frequência para os amplificadores utilizados no receptor.....	134
Figura 5.15: Curva OTDR obtida para o sinal Rayleigh incidido sobre cada um	

dos sistemas amplificador-receptor desenvolvido.....	135
Figura 5.16: Resposta em frequência do sistema amplificador-receptor para diferentes valores de resistência empregada.....	138
Figura 5.17: Largura de banda em função do resistência aplicada ao circuito amplificador.....	138
Figura 5.18: Ganho associado a cada um dos resistores de transimpedância aplicados ao receptor.....	139
Figura 5.19: (a) Pulso de luz medido no receptor operando em diferentes condições de ganho; (b) Resolução espacial estimada a partir do resultado em (a).....	142
Figura 5.20: Arranjo experimental utilizado na obtenção dos mapas de temperatura.....	148
Figura 5.21: Razão obtida pela Equação (5.1) para as curvas R-OTDR obtidas pelo receptor operando com 5 resistores diferentes de cada vez.....	149
Figura 5.22: Curva R-OTDR para a banda (a) Stokes e (b) anti-Stokes, tendo sido corrigida a perda diferencial.....	151
Figura 5.23: Razão de intensidades anti-Stokes/Stokes corrigidas, para obtenção do mapa de temperatura via técnica DART. As curvas 5.21 (a) e (b) foram utilizadas.	152
Figura 5.24: Razão entre as curva Raman-OTDR obtida para várias temperaturas para diferentes resistores.....	155
Figura 5.25: Razão entre as curva Raman-OTDR obtida para várias temperaturas utilizando o resistor 100 kW que foi o que apresentou o resultado mais adequado.....	156
Figura 5.26. Curvas Raman-OTDR para banda anti-Stokes obtidas na região de EREst.....	158
Figura 5.27: Curvas Raman-OTDR para banda anti-Stokes obtidas na região de EREst.	158
Figura 5.29: Mapa de temperatura distribuída em fibra obtida via normalização da curva anti-Stokes pela curva anti-Stokes medida previamente em	

temperatura ambiente.....	161
Figura 5.30: Curva de calibração de temperatura a partir da intensidade das curvas anti-Stokes normalizadas pelo método que utiliza curva anti-Stokes em temperatura ambiente.....	161

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
Tabela 1 - Sumário dos picos de espalhamento Raman obtidos para fibra óptica	62
Tabela 2 - Coeficiente de perda, comprimento e comprimento efetivo para efeitos não -lineares das fibras utilizadas	70
Tabela 3 - Valores dos resistores utilizados no circuito de amplificação.....	137
Tabela 4 - Largura de banda do receptor em função da largura temporal do laser empregado por diversos autores.....	141

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

ASE	Emissão espontânea amplificada
CW	Emissão contínua
DART	Termometria distribuída baseada em espalhamento Raman anti-Stokes
DFB	Distributed Feed-Back laser
EB	Espalhamento Brillouin
EC	Eletrodinâmica Clássica
EDFA	Amplificador Óptico a fibra dopada com Érbio
ER	Espalhamento Raman
ERC	Espalhamento Raman em Cascata
EREsp	Espalhamento Raman Espontâneo
EREsp-AS	Espalhamento Raman Espontâneo anti-Stokes
EREsp-S	Espalhamento Raman Stokes
EREst	Espalhamento Raman Estimulado
FPGA	Field-programable gate array
FT	Fibra em Teste
FWHM	Largura a meia altura
GP	Gerador de pulsos
LED	Diodo emissor de luz
LP	Polarização Linear
MC	Mecânica Clássica
NA	Abertura numérica
Nd:YAG	Íons de Nd ³⁺ em itrium Alumínio e garnet
NLSE	Equação não-linear de Schroedinger
OFDR	Optical Frequency Domain Reflectometry (Reflectometria Óptica no Domínio da Frequência)
OLCR	Optical Low Coherence Reflectometry (Reflectometria Óptica de baixa Coerência)

OSA	Analisador de Espectro Óptico
OTDR	Optical Time Domain Reflectometry (Reflectometria Óptica no Domínio do Tempo)
R-OTDR	Traço Raman de Reflectometria Óptica no Domínio do Tempo
RA-OTDR	Traço Raman anti-Stokes de Reflectometria Óptica no Domínio do Tempo
rms	Raiz quadrática média
RS -OTDR	Traço Raman Stokes de Reflectometria Óptica no Domínio do Tempo
SDFO	sensores distribuídos à fibra óptica
SDFO-R	sensores distribuídos à fibra óptica baseados em Espalhamento Raman
SFO	Sensor a Fibra Óptica
SMF	Fibra Óptica Monomodo
SNR	Razão sinal ruído
TIA	Amplificador elétrico transimpedância
WDM	Multiplexação em comprimento de onda

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO.....	1
1.1 Lista de Publicações.....	8
1.2 Organização da Tese.....	9
2 SENSORES DISTRIBUÍDOS À FIBRA ÓPTICA.....	11
2.1 Considerações Gerais.....	11
2.2 Mecanismos dos sensores em fibra óptica baseados em espalhamento de luz.....	14
2.3 Técnicas de medição para sensores distribuídos contra-propagantes	16
3 REVISÃO TEÓRICA DO ESPALHAMENTO RAMAN ESPONTÂNEO E ESTIMULADO.....	23
3.1 Fundamentos do Espalhamento Raman	23
3.2 Espalhamento Raman Espontâneo.....	29
3.2.1 Mecanismos de geração e seção de choque.....	29
3.3 Espalhamento Raman Estimulado.....	32
3.3.1 Conceituação.....	32
3.3.2 Ganho e seção de choque do espalhamento Raman.....	33
3.3.3 Susceptibilidade elétrica de terceira ordem e os efeitos não lineares de ordem superior.....	36
3.3.3 (A) Polarização do meio.....	36
3.3.3 (B) A susceptibilidade elétrica a partir da mecânica clássica. .	38
3.3.3 (C) Propagação da onda Raman espalhada.....	42
3.4 Solução analítica obtida para as equações acopladas.....	45
3.4.(a) Abordagem analítica da solução das equações.....	47
3.4.1 (a) Discussão da solução analítica.....	48
3.4.(b) Abordagem numérica da solução das equações.....	51
3.4.1.(b) Apresentação e discussão da solução numérica.....	52

3.5 Espalhamento Raman em Cascata.....	59
4 INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESPALHAMENTO RAMAN ESPONTÂNEO E ESTIMULADO.....	67
4.1 Caracterização espectral do espalhamento Raman espontâneo.....	68
4.1.2 Espalhamento Raman anti-Stokes.....	78
4.2 Medida da potência Raman espalhada.....	77
4.2.1 Potência espalhada por espalhamento Raman espontâneo e estimulado.....	83
4.2.2. Potência Raman espalhada em função do comprimento de fibra... ..	86
4.2.3 Medida da potência Raman anti-Stokes espalhada.....	88
4.3 Medidas experimentais da amplificação Raman.....	89
4.4 Medição da dinâmica Raman em função do comprimento de fibra.....	92
4.5 Espalhamento Raman estimulado de ordem superior.....	98
5 DESENVOLVIMENTO DE UM SENSOR DISTRIBUÍDO BASEADO NO ESPALHAMENTO RAMAN.....	111
5.1 Aspectos Históricos.....	111
5.2 Componentes utilizados na concepção do sensor distribuído Raman.....	114
5.2.1 Determinação do laser de bombeamento para geração de espalhamento Raman em fibra convencional.....	115
5.2.2 Descrição do enlace de fibra óptica.....	123
5.2.3 Desenvolvimento do receptor.....	128
5.3 Mapas de temperatura obtidos via sensoriamento Raman.....	144
5.3.1 Aspectos teóricos de sensoriamento distribuído via espalhamento Raman.....	144
5.3.2 Mapas de temperatura obtidos experimentalmente.....	146
5.3.2 (A) Método DART (Distributed anti-Stokes Ratio Thermometry).....	148
5.3.2 (B) Método de normalização por curva em temperatura ambiente.....	153

6 CONCLUSÃO.....	167
7 TRABALHOS FUTUROS.....	173
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	175
ANEXO A – Relação de Trabalhos Publicados.....	185

1 INTRODUÇÃO

“Quanto a mim, sou apenas uma criança brincando com a água do mar que atinge a areia, enquanto um vasto oceano de verdades permanece desconhecido a minha frente”

Com essas palavras um dos maiores Físicos de toda a história resume a infinita diversidade da natureza perante a pequenez do homem. O que provavelmente Sir Isaac Newton não imaginou era que suas considerações no que tangem a natureza da luz encontrariam, 200 anos mais tarde, um crítico da magnitude de Albert Einstein que, mesmo considerando a genialidade de James C. Maxwell na formulação da eletrodinâmica clássica, acrescentaria que se a luz é uma combinação de dois campos que se propagam como uma onda, é irrevogável que ela também exhibe características corpusculares. Portanto, o comportamento ondulatório que Maxwell havia observado na luz é complementar ao comportamento corpuscular que Newton já havia proposto anteriormente. Estabelecia-se assim o conceito de fóton baseando-se em argumentos da física estatística.

A natureza ondulatória da luz foi verificada muito antes através dos experimentos de Huyghens e, posteriormente, por Fresnel e Young entre outros, enquanto que a natureza corpuscular somente foi observada experimentalmente no início do século 20 a partir do efeito fotoelétrico. Ainda assim, o conceito da dualidade onda-partícula foi introduzido apenas 5 anos mais tarde pelos trabalhos de Einstein. Evidentemente, este conceito não se restringe apenas à luz, mas se estende a partículas elementares de um modo geral. Com isso, inúmeras consequências foram trazidas à ciência dos séculos 20 e 21. Como podemos ver, Newton não estava apenas na “praia” como imaginava.

Durante as duas primeiras décadas dos anos 1900, Einstein se dedicou sobremaneira às questões relacionadas à radiação de um modo geral, principalmente no que diz respeito aos fenômenos de absorção e emissão de

luz. O advento da Mecânica Quântica possibilitaria a Einstein explicar esses fenômenos utilizando os estados quantizados (ou estados estacionários) do modelo atômico de Bohr, juntamente com os quantas de Planck, satisfazendo as leis de Rayleigh e Wien.

A compreensão desenvolvida por Einstein acerca da interação da radiação com a matéria, mais precisamente os fenômenos de absorção e emissão – espontânea e estimulada – foi a base para a proposição, 35 anos mais tarde, dos sistemas MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) (TOWNES, 1964) e LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) (SCHAWLOW e TOWNES, 1958). Porém, somente em 1960 o primeiro LASER seria desenvolvido (MAIMAN, 1960).

A diversidade da natureza não é de forma alguma restritiva, de modo que um novo espectador pode sempre enxergar algo mais a respeito do mesmo objeto de estudo se observá-lo cautelosamente. Para nossa sorte, a cada geração existe um número expressivo de observadores cautelosos ou mesmo verdadeiros admiradores da natureza.

Contemporaneamente aos trabalhos de Einstein, foram iniciados os estudos acerca dos espalhamentos de luz pela matéria. O espalhamento de luz, que será longamente discutido no presente trabalho, pode ser entendido como uma condição particular dos fenômenos de absorção-emissão onde eles sempre ocorrem em sequência e com um tempo de vida característico, podendo ou não serem elásticos. O espalhamento de luz também pode se apresentar na forma estimulada. Nessa área, ressalta-se os trabalhos de C. V. Raman de 1928 (RAMAN e KRISHNAN, 1928) sobre o espalhamento em meio molecular, que é o tema central desta tese. Existem, entretanto, outros trabalhos relevantes tais como o espalhamento observado por Léon Brillouin (BRILLOUIN, 1922) e Lord Rayleigh (YOUNG, 1981).

Os primeiros trabalhos experimentais realizados para medição de espalhamento utilizavam, em geral, um meio gasoso ou líquido sobre o qual se

incidiam fontes de luz de alta potência e baixa coerência (RAMAN e KRISHNAN, 1928). No entanto, com o advento dos lasers foi possível utilizar meios cada vez mais densos ou experimentos que envolviam cada vez mais fótons. Assim, aos poucos, a óptica se tornou uma ferramenta poderosa no estudo de átomos, moléculas e suas formas estruturais, ordenadas ou não. Esses estudos renderiam o prêmio Nobel a alguns cientistas da época, como Bloembergen, Raman, entre outros.

Remontam também ao início dos anos 1900 as investigações relativas aos guias de onda. Inicialmente, o guia de onda foi concebido como uma estrutura condutora de corrente elétrica e, portanto, de ondas eletromagnéticas também. O primeiro a pensar um condutor metálico como sendo um guia de onda foi Oliver Heaviside (PACKARD, 1984), entretanto, outros pesquisadores como J.J. Thomson e J. Larmor também contribuíram para pesquisas nesse sentido (PACKARD, 1984). Contudo, foi somente em 1897, 37 anos após a publicação da teoria da eletrodinâmica, que Lord Rayleigh apresentou uma formulação que aplicava a teoria da transmissão de ondas eletromagnéticas, a partir da solução das equações de Maxwell, para simetria cilíndrica de seção circular e retangular (PACKARD, 1984).

O guia de onda resolvido por Rayleigh consiste em um problema com condições de contorno bem definidas para as quais as equações de Maxwell apresentam como solução o confinamento da onda propagante, que é função da condição de contorno previamente definida. Para que haja propagação e a estrutura se comporte como um guia, e não como uma cavidade, é necessário combinar duas condições de contorno específicas: uma que defina o confinamento do campo eletromagnético e outra que defina a evanescência deste nas regiões de fronteira. Caso contrário, o sistema se comportaria como uma antena ou como uma cavidade.

No entanto até a primeira metade do século 20 a maior parte dos trabalhos desenvolvidos nessa área eram dedicados à propagação de onda em espaço

livre – como no caso dos tubos ocos metálicos – ou através de cabos, tendo em vista a propagação de ondas de rádio.

Foi somente em 1966, perante um cenário consolidado sobre comunicação estabelecida por radiofrequência, que Charles K. Kao propôs a utilização de fibras ópticas de baixa perda para tal finalidade; motivado, certamente, pela invenção daquele momento: o laser de Rubi de Maiman (MAIMAN, 1960). Segundo Kao, o guia de onda dielétrico, transparente à luz visível, poderia apresentar baixa perda se a quantidade de impurezas oriundas de seu processo de fabricação fosse controlada (KAO e HOCKHAM, 1986). Os resultados provenientes desse trabalho publicado em 1966, constituem o marco do nascimento das comunicações por fibra óptica (KAO e HOCKHAM, 1966; KAO, 2009).

Os guias de onda seriam o meio ideal para realizar diversos experimentos nos quais se buscava alta concentração de potência confinada ao longo de uma extensão até então inimaginável. A contribuição de Kao viria agradar aos cientistas das mais diferentes áreas, ultrapassando os limites das ciências exatas para atingir a biologia e a medicina.

Se por um lado a maior contribuição dos guias de onda era justamente nas telecomunicações, desenvolviam-se também áreas correlatas cujas contribuições se somariam para que a transmissão de sinais através dos guias fosse eficiente, da maneira como a conhecemos na atualidade.

Dentre os inúmeros efeitos que ocorrem no interior de um guia de onda dielétrico, destaca-se aqui os efeitos não-lineares da interação da radiação com a matéria do guia.

Nesse contexto, compreende-se como efeitos não-lineares da radiação eletromagnética com o meio, aqueles nos quais a interação de um determinado comprimento de onda com o meio produz outros comprimentos de onda (LANDAU et al., 1984) cuja magnitude exhibe uma dependência de ordem

superior com a do campo elétrico incidente.

No contexto dos efeitos não-lineares em meio sólidos, as fibras ópticas representam o meio ideal: podendo confinar densidades de potências da ordem de *megawatts por centímetros quadrados* por centenas de metros ou até quilômetros. Assim, os efeitos não-lineares passam a ter uma intensidade significativa e a extensão do meio possibilita uma infinidade de novas aplicações, a saber: sistemas lasers, interferômetros, filtros de frequência, sensores, amplificadores, entre outros.

Cada um dos efeitos não-lineares observados na fibra óptica congrega uma imensidão de informações a respeito do meio e do efeito em si, podendo ser observado a partir de diferentes pontos de vista, de modo que é necessário realizar um minucioso estudo do assunto em questão para, na sequência, propor uma aplicação nova ou qualificar-se para uma já existente.

A rápida reflexão histórica colocada no início deste trabalho pretende apresentar a ciência como um lugar de desafio perante um conjunto de fatores da época em que cada geração está envolvida. Pretende-se também dar a dimensão da evolução que ocorreu ao longo dos últimos cem anos para que tivéssemos a área do conhecimento denominada Fotônica. Por fim, convida o leitor para uma reflexão de qual é a contribuição que cada trabalho científico dá, a seu tempo, para a sociedade.

É com este embasamento que se pretende argumentar as contribuições que o presente trabalho traz. Esta tese vem somar-se aos esforços realizados na área de sensoriamento a fibra óptica, não somente com resultados inéditos, mas também com uma abordagem original, que procura unir subáreas do conhecimento relacionadas com o tema. Para tanto, as contribuições da presente tese estão organizadas da seguinte forma:

- Primeiramente, são apresentados de forma detalhada os aspectos teóricos envolvidos na descrição do espalhamento Raman em fibra óptica. Para

isso, foi reunido um grande número de referências relevantes na revisão bibliográfica;

- Como contribuição original à descrição teórica do espalhamento Raman em fibras ópticas, propôs-se a solução das equações acopladas referentes a propagação dos campos de radiação no interior da fibra óptica, quando se tem espalhamento Raman e Brillouin ocorrendo simultaneamente, utilizando o mesmo formalismo de Smith (SMITH, 1972) e considerando a depleção causada no feixe;
- O presente trabalho também traz contribuições originais em seus resultados experimentais, com medições do espectro Raman Stokes e anti-Stokes nos sentidos co-propagante e contra-propagante ao feixe que o gerou, em regime espontâneo, estimulado e em cascata, comparando os resultados obtidos entre si e argumentando com base na literatura;
- A descrição do efeito em si é o ponto a partir do qual se propõe uma aplicação do espalhamento Raman em sensores distribuídos. Primeiro é apresentada a descrição detalhada de cada um dos elementos presentes na construção do sensor e, finalmente, na obtenção experimental das formas de onda para diferentes valores de potência de incidência; é apresentada a evolução espacial do espalhamento Raman Stokes e anti-Stokes em regime espontâneo e estimulado.
- Finalmente, são apresentados os mapas de temperatura obtidos via sensor distribuído baseado em espalhamento Raman anti-Stokes, para um enlace de 10 km, utilizando fibra monomodo. Esse é o primeiro sensor distribuído baseado em espalhamento Raman que foi totalmente desenvolvido no Brasil.

Ressaltamos que este é um trabalho que traz contribuições para o nosso país no domínio da tecnologia de sensores distribuídos à fibra óptica que utilizam espalhamento Raman.

Tomando o mesmo ponto de vista que Isaac Newton tinha perante a ciência do Iluminismo, em muitas áreas temos ainda hoje diante de nossos olhos o mesmo oceano de “verdades desconhecidas” que Newton contemplava. Assim, nos colocando diante da imensidão desse universo, as contribuições do presente trabalho pretendem ser algumas gotas de água nas mãos habilidosas de cientistas a brincar nas areias das praias brasileiras.

1. 1 Lista de Publicações

“Spontaneous Raman Scattering in Optical Fiber: Experimental Measurement”. Proceedings of AIP, São Pedro, Agosto/2008 (I WSOF – First Workshop on Specialty Optical Fiber);

“Simultaneous Brillouin Backscattering and Raman Spontaneous Distributed Fiber Sensor: Analytical and Numerical Approach”. Edinburgh, SPIE, Outubro/2009 (OFS 20 – Optical Fiber Sensor 20);

“Theoretical optimization of optical fibre Raman–Brillouin hybrid sensors”. Measurements Science and Technology 21, 094020, 2010

“Asymmetries of Spontaneous Raman Scattering in Optical Fibers for the Forward-Backward Directions” OSA Proceedings, Karlsruhe, In. Advanced Photonics: Optics & Photonics Congress, Junho/2010

“Stimulated Raman Scattering as Function of Coupled Mode in Standard Optical Fiber” OSA Proceedings, Karlsruhe, In. Advanced Photonics: Optics & Photonics Congress, Junho/2010

“Improving the dynamic range in distributed anti-Stokes Raman thermometry by means of susceptibility asymmetry”. Ottawa, SPIE, Maio/2011 (OFS 21 – Optical Fiber Sensors 21)

1.2 Organização da tese

Esta tese está organizada da seguinte forma:

O Capítulo 1 apresenta a Introdução ao assunto, fazendo sua contextualização a partir dos aspectos históricos relacionados com o tema; na Introdução buscou-se também destacar a motivação do presente trabalho, suas expectativas e contribuições para a área.

O Capítulo 2 traz os principais aspectos que tangem os sensores distribuídos baseado em fibra óptica, fazendo algumas considerações históricas, destacando os principais mecanismos de sensoriamento a fibra utilizados e apresenta também as técnicas de medição aplicadas que são de interesse desta tese.

O Capítulo 3 faz uma revisão teórica sobre o tema reunindo diversas referências que tratam dos conceitos de física básica associados ao espalhamento Raman. É nesse capítulo que se procura diferenciar o espalhamento Raman espontâneo do estimulado, assim como a banda de espalhamento Stokes da anti-Stokes. Nesse capítulo, embora seja feita uma revisão do efeito em si, são consideradas suas particularidades quando o efeito ocorre em fibra óptica. Apresenta-se também uma contribuição referente à solução das equações acopladas quando o meio está sujeito a espalhamento Raman e Brillouin.

No Capítulo 4 são apresentados os resultados experimentais provenientes das medições das principais características mais fundamentais do espalhamento, suas grandezas fundamentais. Nesse capítulo, concentram-se as principais contribuições da presente tese, onde são apresentados alguns resultados inéditos, destacados no texto. Este capítulo é o pré-requisito para a conclusão dos trabalhos da tese.

No Capítulo 5, finalmente, são apresentados todos os passos para concepção,

construção e demonstração de funcionamento do sensor distribuído à fibra óptica baseado em espalhamento Raman. É apresentada a construção deste passo a passo, ressaltando-se os pontos críticos na sua construção. Os resultados demonstram as vantagens de seu funcionamento e as limitações na utilização do espalhamento Raman estimulado para essa finalidade.

2 SENSORES DISTRIBUÍDOS À FIBRA ÓPTICA

Neste capítulo é apresentada uma visão geral sobre sensores distribuídos à fibra óptica, suas principais características, aplicações e limitações. São discutidas também as técnicas de medição mais utilizadas, suas vantagens e desvantagens.

2.1 Considerações Gerais

O sensor à fibra óptica (SFO) consiste em um dispositivo que utiliza de meios ópticos para realizar a medição de determinados parâmetros. A grandeza de interesse é quantificada a partir das alterações no campo eletromagnético guiado associadas a ela, de modo que a própria fibra óptica age como transdutor para que as alterações no campo guiado ocorram (CULSHAW, 2000). As alterações no campo eletromagnético guiado podem ocorrer em diversos dos seus parâmetros, inclusive simultaneamente, a saber: intensidade, comprimento de onda, modo de polarização e fase da onda.

Os SFO podem ser classificados como intrínsecos ou extrínsecos levando em consideração o local em que as alterações no campo eletromagnético ocorrem. O sensor será dito intrínseco se o campo eletromagnético sofre alterações enquanto guiado, e extrínseco se o campo eletromagnético sofre alterações em outro meio e é apenas transmitido pela fibra óptica. Podem, também, ser classificados como pontual, quasi-distribuído ou totalmente distribuído; dependendo da precisão com que se determina a perturbação ao longo de um enlace (de SOUZA, 1999).

Devido ao fato de os sensores intrínsecos serem constituídos por fibras ópticas, eles apresentam diversas vantagens frente a outros dispositivos dedicados a sensoriamento, dentre elas destacam-se as seguintes: por se tratar de um material dielétrico exibe boa isolamento à interferência eletromagnética de fundo, alta sensibilidade, resistência mecânica e térmica e, principalmente, a capacidade de ter sua função sensora distribuída ao longo de

todo o meio. Todas as vantagens citadas são possíveis de ser obtidas em outros dispositivos sensores eletrônicos, com exceção da isolação à interferência eletromagnética externa e da função sensora distribuída, que os torna únicos para monitoramento de grandes extensões e de ambientes agressivos (ROGERS, 1999).

Diante de todas essas vantagens dos SFO, principalmente dos sensores distribuídos à fibra óptica (SDFO), as possibilidades de aplicações são muitas e multidisciplinares, indo da biologia à geologia. Alguns exemplos de aplicações mais comuns desses sensores são: monitoramento de processos químicos através do controle de temperatura e pressão assim como controle de dispersão de substâncias que podem ser depositadas na fibra; monitoramento de temperatura em cabos de alta tensão e transformadores em geral no setor elétrico; monitoramento de estruturas de concreto e obras arquitetônicas de um modo geral; monitoramento de abalos sísmicos, entre outros (WAIT, 1996). Atualmente, estudam-se suas aplicações em ambientes agressivos às fibras ópticas mas com grande potencial para aplicação de tecnologia na área de fotônica, por exemplo: monitoração de oleodutos, gasodutos e monitoração de ambientes onde há níveis de radiação ionizante significativos (HARTOG, 2011).

A aplicação em ambiente aeroespacial vem se desenvolvendo ao longo dos últimos anos (MCKENZIE et al., 2006; KARAFOLAS et al., 2009; PIQUERAS, 2008; OTT, 2006). As fibras ópticas constituem um dispositivo bastante apropriado para aplicações naquele ambiente. Dadas as suas pequenas dimensões, o seu peso irrisório e as suas diferentes aplicações, dispositivos baseados em fibra óptica poderiam ser adequados para operação em ambientes aeroespaciais com certa facilidade. As agências espaciais européia e americana (MCKENZIE et al., 2006 e OTT, 2006) têm realizado experimentos que visam qualificar sensores e atuadores para as seguintes aplicações em ambiente aeroespacial: rede de distribuição de dados, acoplamento de fontes de luz para ser direcionado à dispositivos à bordo, sensores para o sistema de propulsão, sensores de temperatura e estiramento, rotação e aceleração, entre

outras (KARAFOLAS et al., 2009). No Brasil, o INPE em colaboração com o DCTA vem desenvolvendo sensores inerciais para a referida aplicação.

Todas essas aplicações presumem que haja ao menos um parâmetro do feixe de luz guiado que se altere perante o agente externo a ser medido. No caso dos SDFO, três critérios devem ser satisfeitos a fim de que o desempenho do sensor seja contundente: o parâmetro a ser monitorado deve perturbar as características de propagação da fibra resultando em uma alteração na propagação da luz. Além disso, as alterações produzidas no campo eletromagnético devem ser mensuráveis e passíveis de correção no caso de dois efeitos distintos provocarem o mesmo padrão de alteração (como ocorre com os sensores baseados em espalhamento Brillouin, por exemplo) e, finalmente, as alterações produzidas em determinada região da fibra óptica devem ser localizadas com precisão definida (CULSHAW, 2000).

Devido às propriedades de simetria da fibra óptica convencional, é possível guiar a luz a partir da sua incidência em qualquer uma das duas extremidades da fibra (GRATTAN e SUN, 2000). Essa característica permite duas formas de construção de sensores, conforme esquematizado na Figura 2.1. Assim, os SDFO podem operar com dois feixes orientados em regime co-propagante ou em regime contra-propagante.

O sentido de propagação dos feixes utilizados é determinada pelo tipo de efeito que se utilizará no sensor. Além disso, em geral é determinado também a técnica de detecção que será empregada.

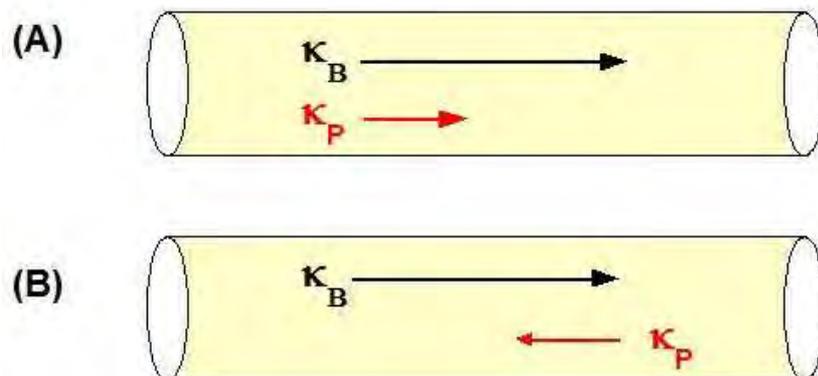


Figura 2.1 - Representação esquemática dos sistemas de propagação utilizados em sensores distribuídos que operam com 2 feixes. Sendo κ_B o vetor de onda do laser de bombeamento e κ_P o vetor de onda do laser de prova, com a indicação de sentido e magnitude: (A) SDFO operando em regime co-propagante e (B) contra-propagante.

2.2 Mecanismos dos sensores em fibra óptica baseados em espalhamento de luz

Os mecanismos de sensoriamento de parâmetros do meio externo via fibra óptica se utilizam das diferentes formas de interação da luz com o meio no qual essa se propaga.

Sensores para diversas aplicações são construídos baseados em reflexão (GIALLORENZI et al., 1982), difração (JAMES et al., 1996) ou mesmo, perda óptica (GIALLORENZI et al., 1982). Por outro lado, uma parcela significativa dos sensores à fibra óptica que utilizam fibras convencionais como meio sensor, são baseados em algum tipo de espalhamento elástico ou inelástico. O espalhamento é elástico quando a diferença de energia entre os comprimentos de onda do feixe incidente e do feixe espalhado é zero (como no caso do espalhamento Rayleigh). Por outro lado, o espalhamento é inelástico, quando a diferença de energia entre os comprimentos de onda do feixe incidente e do feixe espalhado é diferente de zero (como nos casos dos espalhamentos Raman e Brillouin).

Historicamente, o primeiro fenômeno de espalhamento a ser utilizado como mecanismo de sensoriamento foi o espalhamento Rayleigh. As características desse espalhamento o torna relativamente fácil de ser gerado: por se tratar de um espalhamento elástico e linear com o campo elétrico incidente, além de exibir seção de choque elevada; desse modo com um aparato experimental relativamente simples é possível medir suas características. Esse fenômeno é aplicado essencialmente em sensores que operam em regime contra-propagante, pois como o espalhamento Rayleigh ocorre no mesmo comprimento de onda do feixe incidente, não seria possível separá-los caso fosse aplicado em um sistema co-propagante (BARNOSKI et al.,1977).

O espalhamento de Bragg tornou-se muito utilizado devido à sua versatilidade de aplicação. As grades de Bragg são estruturas com alguns milímetros de extensão, com índice de refração do núcleo que varia periodicamente ao longo de sua extensão e que promovem a reflexão da radiação incidente, segundo a equação $\lambda = 2n\Lambda$, onde λ é o comprimento de onda refletido pela grade de período Λ e n é o índice de refração da grade. Existem diversas aplicações de sensores a grades de Bragg para medições pontuais de temperatura, estiramento e, mais recentemente, detecção de substâncias.

Nas aplicações de grades de Bragg para fins de sensoriamento, os feixes ópticos de interesse podem ser medidos tanto no sentido co-propagante quanto no sentido contra-propagante. Em ambos os casos, a intensidade do feixe proveniente da interação é relativamente elevada (se comparada com o feixe de incidência) e por isso não requerem lasers de alta potência e tampouco de alta coerência, podendo inclusive ser gerados a partir de fontes super luminescentes, tais como LEDs.

Os sensores distribuídos, por outro lado, que utilizam como mecanismo sensor os espalhamentos não-lineares Raman e Brillouin, são conhecidos por serem gerados em sistemas cuja fonte laser tem características mais específicas. Nesses casos devem-se aplicar fontes laser de alta potência (da ordem de

miliwatts), com média e alta coerência para gerar cada um dos espalhamentos, respectivamente. Ainda, deve-se considerar questões associadas à polarização da fonte, inclusive durante a propagação (AGRAWAL, 2001).

O espalhamento Brillouin (EB) é um efeito proveniente da interação da radiação com o meio, sendo proveniente da interação entre o campo eletromagnético incidente e modos de vibração da rede que constitui o material (BOYD, 2004). No espalhamento Brillouin em regime estimulado, o feixe incidente promove a criação de uma região de variação periódica de índices de refração (devido a um fenômeno denominado eletrostricção), semelhante ao caso da grade de Bragg, que se propaga ao longo do meio. Por essa razão o EB é sensível a variações de temperatura e tensão mecânica ao longo da fibra, assim como a grade de Bragg, porém com o diferencial que no caso do EB a função sensora é distribuída.

Para que seja gerado EB é necessário utilizar laser de potência, da ordem de alguns miliwatts e altíssima coerência. Já para detectá-lo são necessários sistemas de alta resolução em comprimento de onda. No que tange à aplicação em SFO, o EB é gerado tanto no ramo Stokes quanto anti-Stokes e se propaga, preferencialmente, no sentido contra-propagante e rapidamente atinge os níveis de espalhamento estimulado (KOBAYAKOV et al., 2010; BOLOGNINI et al., 2010). Embora a propagação do feixe espalhado seja contrária a da fonte de incidência, é possível construir sensores Brillouin que operam em regime co-propagante utilizando dois lasers contra propagantes (SONG et al., 2010).

Os SDFO que utilizam ER serão explicados com maiores detalhes na próxima seção.

2.3 Técnicas de medição para sensores distribuídos contra-propagantes

As técnicas de detecção mais comumente utilizadas em sistemas sensores que operam em regime contra-propagante são: OTDR, do inglês *Optical Time*

Domain Reflectometry (BARNOSKI e JENSEN, 1976), OFDR, *Optical Frequency Domain Reflectometry* (MACDONALD, 1981), OLCR (*Optical Low Coherence Reflectometry*) (GILES, 1997). Todas essas técnicas são baseadas em reflectometria da luz, como o próprio nome indica, tendo como parâmetros a serem modulados a amplitude, no caso da OTDR e, a frequência no caso da OFDR e OLCR.

A técnica OFDR é baseada no fenômeno de interferência e consiste em detectar o batimento causado por dois sinais ópticos coerentes de frequências distintas: o sinal que é refletido a partir de um determinado evento e o sinal emitido por uma fonte de referência, um oscilador local, por exemplo. A frequência de batimento proveniente da interferência entre os dois sinais ópticos é varrida linearmente, de modo que a distância entre a fonte de referência e a posição do evento é proporcional à frequência de batimento detectada. Com essa técnica, a resolução alcançada é da ordem de milímetros, pois não existe um vínculo dessa grandeza com o tempo de duração do pulso óptico do feixe de bombeamento.

No caso da técnica OLCR, a investigação se dá praticamente da mesma forma como a OFDR, com a diferença que naquele caso é utilizado como oscilador local uma fonte de baixa coerência de modo que a aplicação da técnica pode fornecer precisão da ordem de micrometros.

Cada uma dessas técnicas de detecção apresenta vantagens e desvantagens dependendo da aplicação, e podem ser mais ou menos atrativas dependendo do grau de complexidade do arranjo experimental necessário.

A técnica OTDR é, certamente, a mais utilizada e mais simples de ser implementada. No entanto, existe uma limitação referente ao nível máximo de precisão na posição (BARNOSKI e JENSEN, 1976), limitação esta que é superada pela técnica OFDR. Porém, a técnica OFDR (UTTAM e CULSHAW, 1985), por sua vez requer um arranjo experimental mais sofisticado assim como um sistema de análise de dados para atuar no sinal medido.

A técnica escolhida para realização das medições no presente trabalho foi a OTDR devido a sua ampla utilização em sensores distribuídos baseados em ER com as características do que se pretendia implementar. A técnica OTDR foi desenvolvida por Barnoski e Jensen (1970) como uma proposta para investigar a perda em enlaces de fibra óptica a partir da medição de espalhamento Rayleigh contra-propagante. Por se mostrar capaz de medir um parâmetro de grande importância em sistemas a fibra óptica – a perda óptica – a OTDR se tornou rapidamente uma técnica de medição indispensável em ambientes que empregavam a fibra óptica.

A técnica consiste em lançar um pulso de luz de curta duração em uma fibra óptica e medir o espalhamento Rayleigh que se propaga no sentido contrário ao feixe incidente. O espalhamento Rayleigh é responsável pela maior parcela de atenuação de feixes com comprimento de onda na faixa do óptico, incidentes em fibras convencionais, mantidas sem curvatura acentuada. Por essas razões, é possível associar a sua intensidade com o coeficiente de atenuação da fibra óptica com boa aproximação.

A potência do sinal contra-propagante (P_B) medido no receptor é calculada (Equação (2.1)) levando-se em consideração a probabilidade de ocorrer espalhamento Rayleigh; a capacidade da fibra em capturar os sinais emitidos provenientes do espalhamento, expressa pela fração de captura (S) e, a perda óptica associada (GOLD, 1985; KIKUCHI, et al., 1973),

$$P_B(t) = P_0 S \sigma_R w \exp[-\alpha v_g t], \quad (2.1)$$

em que P_0 a potência incidente na posição $z = 0$; $S = \left(\frac{NA}{n}\right)^2$ é a fração de captura do retro-espalhamento, σ_R é o coeficiente de espalhamento Rayleigh, w é a largura temporal do pulso, α é o coeficiente de atenuação da fibra, v_g é a velocidade de grupo, NA a abertura numérica e n o índice de refração. Assim tomando o logaritmo natural da Equação (2.1), obtém-se uma função linear cujo coeficiente angular da reta obtida corresponde ao coeficiente de perda do enlace.

No caso dos sensores Raman distribuídos, a técnica OTDR deve ser adaptada às particularidades desse espalhamento (KIKUCHI et al., 1988). Basicamente, deve se levar em consideração o fato de que por essa técnica são detectados fótons provenientes do espalhamento Raman espontâneo (EREsp), que se propagam nas duas direções de guiamento, e fótons provenientes do espalhamento Rayleigh contra-propagantes devido a espalhamento Raman estimulado (ERESt).

Dessa forma, a potência Raman contra-propagante medida pelo receptor é composta por duas componentes (KIKUCHI et al., 1988):

$$P_{ERE}^B(z) = e^{-\alpha z} R P_{ERE}^F(z), \quad (2.2)$$

$$P_{ERS}^B(z) = e^{-\alpha z} P_{ERS}(z), \quad (2.3)$$

em que P_{ERE}^B é a potência contra-propagante devido ao espalhamento Rayleigh proveniente de ERESt; R é a eficiência do espalhamento Rayleigh; P_{ERE}^F potência co-propagante proveniente do ERESt; P_{ERS}^B potência contra-propagante devido ao ERESp; P_{ERS} potência emitida por ERESp no sentido contra-propagante.

Assim, em regime de baixa potência, ou seja, quando o limiar do ERESt não foi atingido o sinal predominante é aquele proveniente do espalhamento espontâneo. À medida que a potência incidente aumenta ERESt torna-se predominante, de modo que as contribuições do espalhamento ERESp podem ser desprezadas.

No sinal OTDR, a perda ao longo do enlace é identificada a partir do coeficiente angular da reta obtida a partir do logaritmo da Equação (2.1).

Como ocorre em qualquer sistema de medição, o desempenho da técnica é determinado a partir de uma série de grandezas. No caso da técnica de OTDR – e também para OFDR e OLCW – três parâmetros são apontados como

grandezas-chave para caracterizá-las, a saber:

- resolução da medição;
- faixa dinâmica de operação;
- faixa de medição e
- zona morta.

A resolução espacial entre dois pontos é de fundamental importância pois ela é o fator limitante na determinação da acurácia de medição da posição referente ao ponto perturbado (GEIGER and DAKIN, 1995). A resolução espacial entre dois pontos da técnica (σ_z) é dada pela largura temporal do pulso τ e a velocidade de grupo do feixe v_g , segundo a equação

$$\sigma_z = \frac{v_g \tau}{2}. \quad (2.4)$$

A faixa dinâmica de operação, dada em unidades de potência, é definida como a diferença entre o nível de potência detectado nos primeiros metros do enlace e o nível de ruído *rms* obtido ao final. A faixa de medição por sua vez, está relacionada com a identificação de eventos e é definida como a atenuação máxima que pode ser inserida entre o ponto inicial de medição e o evento para o qual o sistema continua sendo capaz de medir com boa precisão.

As regiões denominadas de zonas mortas ocorrem sempre que um sinal contra-propagante satura o receptor do sistema OTDR. Como o receptor é lento para recuperar sua sensibilidade após essa saturação, ocorre perda de informação nos arredores dessa região. Isso resulta em um segmento de fibra coberto por um decaimento exponencial.

O problema mais fundamental em sistemas que operam via OTDR é o balanço que deve ser estabelecido entre faixa dinâmica de operação e a resolução. Isso ocorre porque a resolução desses sistemas é proporcional à potência refletida por pulso. Por essa razão, quanto menor a largura temporal do pulso menor a

potência e, quanto mais distante do início do enlace estiver o ponto a ser medido, maior será a atenuação sofrida. Portanto, deve-se procurar estabelecer uma otimização entre a máxima precisão sem que haja diminuição na faixa dinâmica, o que geraria problemas na faixa de operação do sistema.

3 REVISÃO TEÓRICA DO ESPALHAMENTO RAMAN ESPONTÂNEO E ESTIMULADO

Neste capítulo é apresentada a revisão bibliográfica do ER em fibra óptica. Descrevem-se seus fundamentos, conceito de seção de choque e ganho, a sua geração a partir da perturbação da susceptibilidade elétrica de ordem 3, a propagação da onda espalhada e sua evolução espacial. Com a apresentação desses conceitos pretende-se dar uma visão geral do espalhamento Raman espontâneo (EREsp) e estimulado (EREst) com a finalidade de embasar a discussão dos resultados obtidos. Como parte complementar da descrição teórica do espalhamento, é apresentado o espalhamento Raman em cascata (ERC), visando aplicações para esse efeito. Como contribuição da tese ao formalismo aqui descrito, é apresentada a solução das equações acopladas de propagação da onda Stokes e anti-Stokes quando se tem Brillouin presente no meio, considerando-se a depleção do feixe de bombeamento causada pelos dois efeitos. O espalhamento Brillouin é considerado nesse contexto devido a sua concorrência com espalhamento Raman em sistemas ópticos de alta coerência. No entanto, um maior aprofundamento nos fundamentos do espalhamento Brillouin não está no contexto deste trabalho.

3.1 Fundamentos do Espalhamento Raman

Dá-se o nome de espalhamento de luz ao fenômeno no qual um campo eletromagnético incidente interage com um meio, que pode ser molecular ou atômico, sendo absorvido por ele e dando origem a uma nova onda eletromagnética que emerge da interação. O espalhamento não é um evento instantâneo. O tempo de vida da interação no caso do ER é da ordem de femto-segundos (BLOW e WOOD, 1989; STOLEN et al. 1989) e a onda irradiada guarda alguma informação daquela que a originou e do meio interagente.

Os diagramas de níveis de energia são muito utilizados para descrever processos de absorção e emissão de energia de estados quânticos. A representação pretende demonstrar como se dá a transição entre níveis de energia distintos mediante a absorção, ou emissão, de um fóton.

No espalhamento de luz pela matéria (Figura 3.1), a interação ocorre entre o campo eletromagnético incidente e os momentos de dipolo do meio que, por sua vez, contribuem para o movimento coletivo das moléculas, o que dá origem aos modos vibracionais do meio. A interação Raman é um fenômeno do tipo paramétrico, responsável por gerar duas bandas de comprimentos de onda, simétricos em energia; sendo um de maior frequência denominado anti-Stokes e outro de menor frequência denominado Stokes. Esse tipo de espalhamento é um evento no qual aproximadamente uma parte em um milhão, da radiação incidente, é espalhada via Raman e cuja intensidade Stokes é algumas ordens de grandeza superior à intensidade anti-Stokes.

No célebre artigo de 1928, Raman e Krishnan apresentaram sua descoberta que consistia na observação da radiação espalhada por flutuações de estado presentes em um meio molecular, quando este era iluminado por raios de luz solar fortemente colimada. Na descrição do espalhamento dada por seus autores, verifica-se a concepção da interação entre a luz e o meio a partir da representação dos estados moleculares em níveis de energia.

Segundo os autores, uma vez que um meio molecular (na ocasião tratava-se de líquidos e vapor) é iluminado, dois tipos de espalhamento podem ocorrer: o primeiro deles é elástico e se deve às propriedades ópticas da média de estados existentes no meio; e o outro espalhamento, inelástico, é devido ao efeito das variações de estado existentes no meio.

Apesar de o ER ter sido medido primeiramente em líquidos e vapores e ter sido amplamente difundido na espectroscopia de materiais nessas fases, o tema central desta tese está contido no contexto de ER em sólidos e é nesse caso que será concentrada a discussão a partir deste ponto.

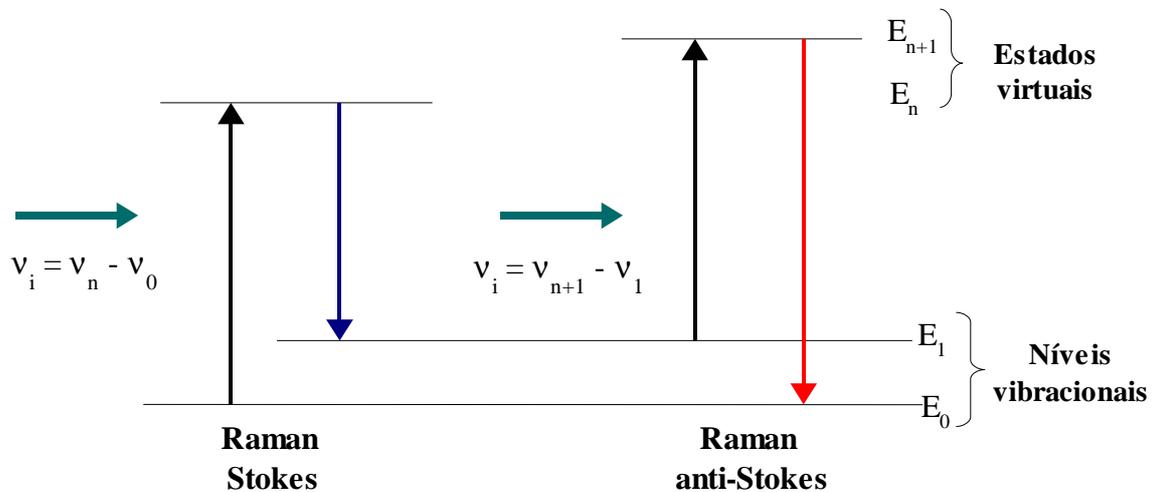


Figura 3.1 - Representação esquemática do ER a partir da transição entre níveis de energia. Como o fóton incidente que gera ER Stokes tem a mesma energia que o que gera anti-Stokes, a diferença de energia na transição é sempre a mesma, ou seja, $\nu_n - \nu_0 = \nu_{n+1} - \nu_1$.

Os átomos e moléculas que constituem um meio sólido são responsáveis por suas características térmicas a partir de vibrações em torno de suas posições de equilíbrio. No entanto, devido à forte interação entre eles, a natureza de suas vibrações são um tanto quanto complexas, tornando-se impraticável descrevê-las isoladamente. Assim, uma alternativa proposta para descrever suas propriedades consiste em considerar o movimento coletivo da estrutura (KITTEL, 2005). Essa simplificação é feita baseada no fato de que as fortes ligações possibilitam a transmissão das vibrações entre os átomos, tornando o movimento coletivo.

Segundo o modelo de Debye (KITTEL, 2005), os átomos ou moléculas que constituem um meio sólido são compreendidos como sendo conectados por molas que representam a interação. Assim, o meio pode ser compreendido como sendo constituído por osciladores harmônicos, cujos modos de vibração constituem uma base para construção das vibrações de rede. A esse movimento coletivo dá-se o nome de modos normais de vibração de rede.

Em materiais sólidos constituídos por mais de um tipo de átomo na célula unitária exibem dois tipos de modos vibracionais, denominados modos

acústicos e modos ópticos.

Os denominados modos acústicos, são provenientes do movimento espacialmente coerente de átomos vizinhos da rede a partir de suas posições de equilíbrio. Os modos acústicos exibem uma relação de dispersão aproximadamente para comprimento de onda maiores, conforme se observa na Figura 3.2.

Em geral os meios materiais usuais são constituídos de cadeias com mais de um tipo de átomo. Os modos de vibração nesse caso, podem ser também do tipo ópticos. Os modos ópticos são aqueles provenientes do movimento de átomos vizinhos fora de fase, em geral, são exibidos quando a rede é constituída por átomos que diferem em massa ou carga. Os modos ópticos tem frequência diferente de zero mas dispersão próximo de zero no centro da primeira zona de Brillouin (Figura 3.2). Isso ocorre devido ao movimento de vibração em que íons negativos e positivos de redes adjacentes estão em oposição de fase. Pode-se dizer que os modos ópticos são resultado de vibrações relativas de duas subredes. São denominados modos ópticos por serem excitados por radiação infravermelha.

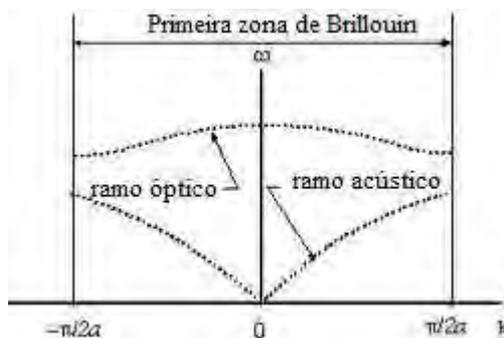


Figura 3.2: Curva de dispersão dos modos de vibração referente à primeira zona de Brillouin, apresentando os ramos óptico e acústico.

Cada modo normal de vibração é descrito em termos de sua energia e de seu momento. A teoria de pequenas vibrações demonstra que a energia de um modo normal é igual à energia de um oscilador com massa igual à massa nuclear reduzida e mesma frequência de oscilação.

Segundo as relações de de Broglie pode-se associar um comportamento ondulatório a partículas materiais, tais como nêutrons, elétrons, prótons, átomos e moléculas (COHEN-TANNOUDJI, 1973). Dessa forma, uma vez conhecida a massa e a energia associada a essas partículas é possível associar um comprimento de onda a partir da relação $\lambda = h/p$, em que h é a constante de Planck e p o módulo do momento associado à partícula. O comprimento de onda de de Broglie possibilita, entre outras coisas, estabelecer um parâmetro que justifique a abordagem de um problema em termos da mecânica clássica ou quântica. Para comprimentos de onda de de Broglie muito menores do que as dimensões do problema em questão (no presente caso, lida-se com dimensões microscópicas, pois o espalhamento Raman ocorre em nível molecular), fica estabelecido que a abordagem clássica é a mais conveniente; caso as dimensões sejam comparáveis, então a abordagem a partir da mecânica quântica é justificada (COHEN-TANNOUDJI, 1973).

No caso das vibrações de rede em um meio sólido, o comprimento de onda associado a essas vibrações, cujas frequências são da ordem de GHz a THz, justifica a abordagem do problema do ponto de vista da mecânica quântica. Dessa forma associa-se os modos normais de vibração da rede com o oscilador harmônico quantizado. Assim, a porção mínima de energia que pode ser emitida ou absorvida em um processo de vibração térmica corresponde a transição de um modo normal para um nível de energia superior, cuja diferença é $\hbar\omega$ em que \hbar é a constante de Planck normalizada. A essa porção de energia térmica de vibração de rede dá-se o nome de fônon.

Dessa maneira, as vibrações de rede e as moleculares são denominadas quanticamente fônons acústicos e ópticos, respectivamente e são de origem térmica (KITTEL, 2005).

A distribuição do número de fônons n_i presentes no meio em cada um dos níveis de energia (em que $i = 1, 2, 3...$ enumera os diversos níveis disponíveis) disponíveis é determinado pela estatística de Bose-Einstein (SALINAS, 1997):

$$n_i = \frac{1}{e^{\frac{h\Delta\nu}{K_B T}} - 1}, \quad (3.1)$$

em que, h é a constante de Planck, $\Delta\nu$ é a diferença em frequência com relação ao estado fundamental, K_B é a constante de Boltzman e T é a temperatura absoluta do meio.

Conforme apresentado de forma esquemática na Figura 3.1, o ER é um efeito de origem microscópica, compreendido como sendo proveniente da interação entre um pacote de onda (fóton) com energia conhecida e o modo óptico de vibração da molécula (fônnon); o modo acústico por sua vez, promove o espalhamento Brillouin, que não será abordado no presente trabalho. Embora o efeito em si esteja no domínio da mecânica quântica, as medições experimentais são obtidas a partir de um grande número de eventos, pois como se sabe, para cada 1 cm de meio material percorrido por um feixe de luz, cerca de 1 em 10^6 fótons sofre ER (SAUTER, 1963) portanto, os resultados experimentais obtidos para ER em fibra óptica lidam com o valor médio de N interações, justificando assim a sua abordagem no contexto da eletrodinâmica clássica. Devido a essa particularidade experimental, é usual utilizar a nomenclatura fônnon para as vibrações de rede mesmo quando tratamos do assunto no contexto da mecânica clássica.

O número de moléculas em um dado nível de energia vibracional para uma certa temperatura é facilmente calculado a partir da Equação (3.1). Além disso, uma vez que se obtém experimentalmente a banda Stokes e anti-Stokes de um material, pode-se determinar sua temperatura de forma absoluta pela razão entre o número de moléculas em cada um dos ramos.

Uma característica marcante do ER em meios amorfos é a largura de banda de seus ramos. Dado que o grau de organização do meio é mínimo, existe um número relevante de estados possíveis para que a transição Raman ocorra, o que garante uma largura de banda espectral de cerca de

20 THz (ZALLEN, 2004).

Assim como na natureza são observadas emissão espontânea e estimulada de fótons a partir da interação de um feixe com um determinado meio, o ER exhibe uma similaridade com esse fenômeno (ECKHARDT et al., 1962; HELLWARTH R. W., 1963) sendo também obtido na forma espontânea e estimulada. As características de ambas as modalidades de espalhamento são abordadas nesta tese.

3.2 Espalhamento Raman Espontâneo

3.2.1 Mecanismos de Geração e Seção de Choque

O EREsp é compreendido como um efeito proveniente da interação da radiação eletromagnética com os fônons ópticos já presentes no meio devido a agitação térmica. Diferentemente do EREst, que pode ser compreendido como sendo originado a partir de vibrações moleculares promovidas pela força elétrica devida ao campo incidente.

Dentre os parâmetros que caracterizam a interação entre radiação e matéria, ressaltamos a seção de choque como sendo a grandeza mais fundamental, pois é ela que fornece as informações referentes à probabilidade de espalhamento em determinado sentido para um dado comprimento de onda. Devido às particularidades dos guias de onda e sua simetria cilíndrica, a seção de choque na fibra óptica é caracterizada somente nas direções em que há guiamento, para todos os comprimentos de onda envolvidos no espalhamento.

Por essa razão alguns autores adotaram a descrição do processo de EREsp considerando o número de ocupação de fótons (HELLWARTH, 1963; RAYMER et al. 1981), de modo que a probabilidade de um fóton Stokes ser espalhado, por unidade de tempo, é descrita pela equação (BOYD, 2003; SAUTER, 1963)

$$\frac{dm_s}{dt} = \left(\frac{c}{n}\right) \frac{dm_s}{dz} = D m_L (m_s + 1), \quad (3.2)$$

em que m_s e m_L são os números de ocupação de fótons Stokes e do feixe de bombeamento respectivamente; c é velocidade da luz e n é o índice de refração; D é o coeficiente de proporcionalidade que depende das propriedades físicas do meio. A Equação (3.2) fornece a probabilidade no tempo (ou em z) de um fóton Stokes ser emitido, dado o número de fótons do laser e o número de fótons Stokes gerado por espalhamento espontâneo (no caso da descrição tratar de espalhamento ser estimulado)

A solução da Equação (3.2) é explorada impondo duas condições para a solução: (a) quando $m_s \ll 1$, temos a solução que descreve o EREsp; e (b) quando $m_s \gg 1$, a Equação (3.2) descreve o EREst. Ambas as soluções serão exploradas no contexto deste trabalho para m_L fixo. No caso da condição (a) a solução é trivial e evidencia o papel da seção de choque na intensidade do espalhamento:

$$m_s(z) = m_s(0) + \left(\frac{c}{n}\right)^{-1} D m_L z, \quad (3.3a)$$

$$D \propto \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial \omega}, \quad (3.3b)$$

em que D se relaciona com a seção de choque diferencial σ , a qual descreve a probabilidade de um determinado evento ocorrer por unidade de frequência óptica $\partial\omega$ e por unidade de ângulo sólido $\partial\Omega$.

A Equação (3.2) é bem geral, nela não se especifica uma simetria particular para sua solução, conforme se verifica na Equação (3.3). Da mesma forma, nessa equação, não são consideradas características próprias do efeito em si, a menos aquelas contempladas pela seção de choque. Essa abordagem remete ao formalismo utilizado por Einstein em sua teoria quântica da radiação (EINSTEIN, 1917) na qual são introduzidos os conceitos de emissão espontânea e emissão estimulada, com taxas obtidas a partir de coeficientes

determinados. Utilizando-se desse formalismo pode-se descrever diversos efeitos que serão diferenciados apenas pela constante fenomenológica D .

Apesar de sua incrível simplicidade, a Equação (3.2) fornece informações preciosas de ordem prática a respeito do espalhamento de luz como, por exemplo:

- dado o diâmetro do modo guiado por uma fibra óptica, qual a potência de incidência necessária para gerar EREst e qual o comprimento necessário de interação para que o espalhamento estimulado seja observado (SMITH, 1972);
- descreve também como a potência espalhada se desenvolve ao longo do meio, levando-se em conta que ocorre ER e que este causa depleção no feixe incidente (AUYEUNG e YARIV, 1978).
- ou ainda, pode descrever como os campos de radiação eletromagnética se desenvolvem ao longo da fibra se houver espalhamento Raman e Brillouin ocorrendo simultaneamente, e ambos causando depleção do feixe incidente (RIBEIRO et al., 2010).
- pode-se também considerar somente o efeito espontâneo, a fim de obter o perfil da intensidade gerada e como se dá a transição do regime espontâneo para o estimulado.

Esses são exemplos de alguns casos contemplados pela Equação (3.2) que demonstram como uma equação aparentemente simples, pode ser tão geral na descrição dos fenômenos relacionados ao espalhamento da radiação eletromagnética.

3.3 Espalhamento Raman Estimulado

3.3.1 Conceituação

O EREst é observado quando lasers de alta densidade de potência são incididos em meios materiais que exibem espalhamento Raman.

A Figura 3.3 ilustra o diagrama de energia quando há ocorrência de EREst. Esse espalhamento ocorre da seguinte forma: o feixe incidente interage com o meio promovendo as moléculas para níveis de energia vibracionais superiores, como o EREsp já ocorreu anteriormente, os fótons Stokes (e anti-Stokes) percorrem o meio simultaneamente ao feixe incidente, de modo que quando interagem com as moléculas em nível de energia virtual, promovem a sua desexcitação, levando a emissão de um segundo fóton Stokes idêntico ao incidente. Como consequência dessa interação, observa-se aumento exponencial do número de fótons Stokes.

A propagação simultânea dos fótons provenientes do laser de bombeamento e dos Stokes, gerados por espalhamento espontâneo, é possível devido ao tempo de relaxação do efeito Raman ser muito curto (da ordem de femtosegundos), conforme representado na Figura 3.3. Além disso, como os fótons Stokes se propagam na mesma direção dos fótons do laser de bombeamento, o casamento de fase é satisfeito, parametro esse, necessário para que haja geração de EREst.

Pode-se traçar um paralelo entre o EREst e o processo de emissão estimulada, assim como foi feito para o EREsp e a emissão espontânea na seção anterior, o EREst pode ser compreendido como um efeito decorrente de absorção seguida de emissão estimulada.

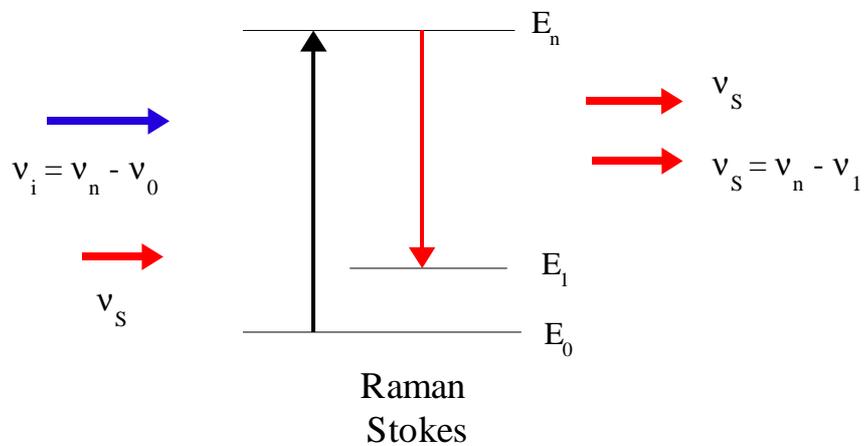


Figura 3.3 - Diagrama de níveis de energia do EREst. Na Figura, ν_i é a frequência do fóton proveniente do feixe de bombeamento; ν_n é a frequência do n -ésimo nível de energia nos estados virtuais; ν_0 é a frequência do nível de energia do estado fundamental; ν_1 a do primeiro estado excitado e ν_s do fóton Stokes

3.3.2 Ganho e Seção de Choque do Espalhamento Raman

O ganho (G) associado ao espalhamento Raman estimulado é uma das grandezas mais importantes na sua definição. Além de estar associado à probabilidade do espalhamento espontâneo ocorrer, ainda descreve o modo como a magnitude do EREst deve aumentar em função da extensão do meio percorrido e do comprimento de onda espalhado. Em geral o ganho Raman depende da composição do núcleo da fibra, do comprimento de onda incidente e do eixo de polarização do feixe de incidência com relação ao feixe Stokes.

Tomando a solução da Equação (3.2), quando $m_s \gg 1$, é possível mostrar que o coeficiente D (Equação (3.3b)) se relaciona com o ganho Raman a partir da equação

$$m_s(z) = m_s(0) e^{Gz}, \quad (3.4)$$

em que $G = \frac{D m_L}{c/n}$ é o ganho associado ao espalhamento estimulado.

Assim, a partir das Equações (3.3) e (3.4) verifica-se que a constante fenomenológica D relaciona-se tanto com o ganho do espalhamento estimulado como com a seção de choque no caso do espalhamento espontâneo. Dessa forma, é possível relacionar ganho e seção de choque,

$$G = \frac{4 \pi^3 N c^2}{\omega_s^2 \hbar \omega_L n_s^2} \left(\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \omega \partial \Omega} \right) I_L. \quad (3.5)$$

Na Equação (3.5), N é a densidade de moléculas; ω_s é a frequência óptica de emissão do ramo Stokes; ω_L é a frequência óptica do feixe de bombeamento; n_s é o índice de refração para o comprimento de onda Stokes e I_L é a intensidade do feixe incidente de bombeamento.

Em geral, no contexto da fibra óptica, mede-se o espectro de espalhamento ou a curva de ganho do efeito, pois ambas apresentam a mesma dependência funcional com o comprimento de onda espalhado. Os primeiros resultados experimentais da curva de ganho em fibra óptica (Figura 3.4) foram obtidos por Stolen e colaboradores em 1973 (STOLEN e IPPEN, 1973). Naquela ocasião foi utilizado um laser que emitia em mais de um comprimento de onda, no entanto o resultado apresentado refere-se às medições obtidas com laser operando em 1000 nm. Dessa forma, obteve-se experimentalmente o valor do ganho para o comprimento de onda mais proeminente na banda, que corresponde a $1,8 \times 10^{-11}$ cm/W, conforme mostrado na Figura 3.4.

As investigações acerca da curva de ganho do ER foram realizadas utilizando-se dois lasers (STOLEN e IPPEN, 1973; DOUHGERTY et al., 1995): um laser de bombeamento cuja densidade de potência elevada é responsável por gerar o espalhamento e, um segundo laser com baixa densidade de potência, denominado laser de prova, com comprimento de onda sintonizável de acordo com a banda de emissão Raman gerada. Os resultados obtidos pelos autores revelaram que a intensidade do ganho é função também da polarização do

feixe de prova com relação ao feixe de bombeamento (DOUGHERTY et al., 1995). Conforme apresentado na Figura 3.5, utilizando uma fibra mantenedora de polarização, a curva de ganho é obtida a partir da incidência de um laser de prova contra-propagante ao laser de bombeamento variando-se sua polarização. A dependência com relação à polarização é tão forte que no caso da polarização a 90° o ER é praticamente suprimido.

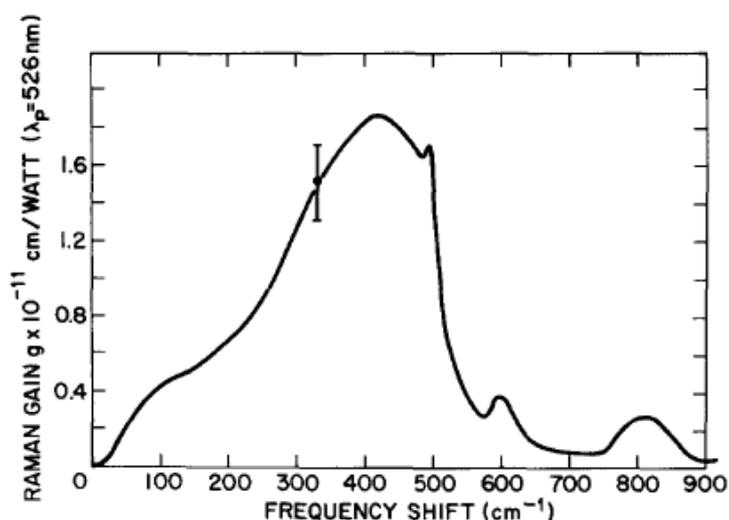


Figura 3.4 – Curva de ganho Raman obtida por Stolen e colaboradores.
Fonte: STOLEN e IPPEN, 1973

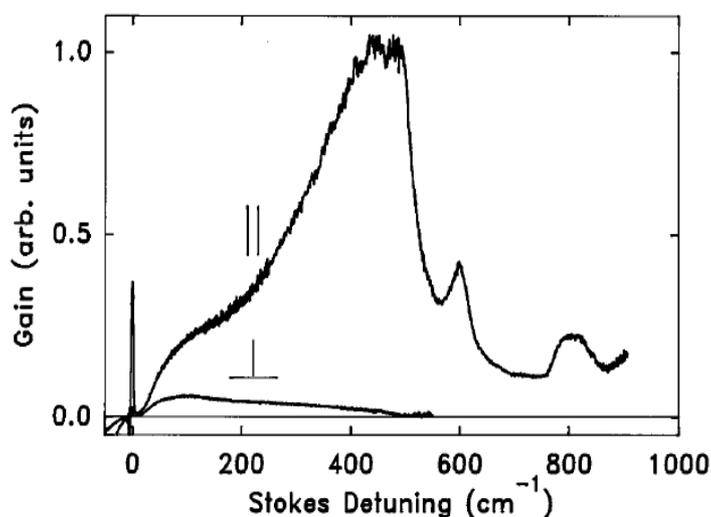


Figura 3.5: Curva de ganho Raman obtida para diferentes configurações de polarização entre o laser de bombeamento e o laser de prova.
Fonte: DOUGHERTY et al., 1995.

3.3.3. Susceptibilidade Elétrica de Terceira Ordem e os Efeitos não lineares de ordem superior

Devido à magnitude dos parâmetros que definem as características do EREst em fibra óptica, a abordagem dos mecanismos responsáveis pela sua geração mais apresentada na literatura, é feita por duas vias: pela mecânica (MC) e pela eletrodinâmica clássicas (EC).

A visão mecanicista do meio, como sendo composto por inúmeros osciladores harmônicos cujas oscilações são forçadas devido à presença da força elétrica, fornece uma intuição a respeito das grandezas que caracterizam o efeito, conforme apresentado na seção 3.3.3 (B); enquanto que a descrição via eletrodinâmica, a partir da propagação da onda espalhada no meio garantirá a descrição da dinâmica espacial e temporal dos parâmetros que descrevem o espalhamento, como será mostrado na seção 3.3.3. (C).

3.3.3 (A) Polarização do meio

Quando um meio material dielétrico está sujeito a presença de um campo elétrico externo, a ação deste faz com que os centros de cargas de moléculas (ou átomos) se orientem em função da orientação do vetor campo elétrico incidente, induzindo assim, a formação de dipolos elétricos.

Os dipolos elétricos são grandezas microscópicas definidas como sendo uma configuração de duas cargas de sinais opostos e mesma magnitude, separadas por uma distância d . Em geral, uma distribuição de cargas pode ser descrita por meio de expansão em multipolos (JACKSON, 1999). Os dipolos podem ser permanentes, como no caso das moléculas polares; ou induzido por um campo elétrico externo E . Nesse caso, os dipolos induzidos são constituídos pelos centros de cargas positivo e negativo separados por um distância determinada.

O momento de dipolo induzido (p) é função do campo elétrico incidente (GRIFFITHS, 1999),

$$\mathbf{p} = \tilde{\alpha} \mathbf{E}, \quad (3.6a)$$

$$\mathbf{p} = \left(\alpha_0 + \frac{\partial \alpha}{\partial q} q + \dots \right) \mathbf{E}, \quad (3.6b)$$

em que α é denominado tensor de polarizabilidade do meio. Em meios isotrópicos, por questões de simetria, polarizabilidade pode ser descrita como sendo uma constante de proporcionalidade.

A partir do somatório sob os momentos de dipolo induzidos em um volume V de moléculas, define-se a polarização (Equação (3.7)) que é uma grandeza macroscópica que traduz o grau de orientação dos momentos de dipolo por unidade de volume de um meio material

$$\mathbf{P} = \tilde{\chi} \mathbf{E}, \quad (3.7)$$

em que χ é denominado tensor susceptibilidade elétrica do meio. De forma análoga à definição da polarizabilidade do meio, a susceptibilidade define, de forma macroscópica, o grau de polarização de um meio material dielétrico. Assim, quanto maior a magnitude da susceptibilidade elétrica do meio, maior será a capacidade do material de se polarizar pela ação de um campo elétrico externo.

Em geral, a aproximação de que a polarização do meio é diretamente proporcional ao campo elétrico incidente é satisfatória, dado o alto valor dos campos elétricos interatômicos ser da ordem de 10^9 V/cm (JACKSON, 1999). No entanto, para materiais anisotrópicos, termos de ordem superior na dependência da susceptibilidade elétrica com o campo elétrico incidente, serão relevantes.

3.3.3 (B) A susceptibilidade elétrica a partir da mecânica clássica

A formulação apresentada nesta seção é baseada em BOYD (2003) e AGRAWAL (2001).

Considere que um meio molecular – a onda incidente somente será espalhada por ER em meios moleculares – pode ser descrito como se fosse constituído por inúmeros osciladores harmônicos (modelo de Debye) com frequência de ressonância ω_V que, quando sujeitos a uma força externa F , sofrem pequenas oscilações em torno da sua posição de equilíbrio $q_0(t)$, sendo que a distância entre os núcleos presentes é representada por q , segundo a equação do oscilador harmônico forçado,

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\gamma \frac{dq}{dt} + \omega_V^2 q = \frac{F(t)}{m}, \quad (3.8a)$$

$$F = \frac{dW}{dq} = \frac{\varepsilon}{2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q} \right) \langle E^2(z, t) \rangle, \quad (3.8b)$$

em que, γ é a constante de amortecimento, ε é a permissividade elétrica do meio, m é a massa nuclear reduzida e F é a força devido à ação do campo E elétrico incidente responsável pela oscilação forçada das moléculas. Na Equação (3.8b) define-se,

$$\langle E^2(z, t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T E^2(z, t) dt. \quad (3.8c)$$

O campo elétrico responsável por forçar o movimento vibracional das moléculas pode ser descrito em termo das amplitudes dos campos devido ao feixe laser incidente de bombeamento A_L e do feixe Stokes A_S , conforme

$$E(z, t) = A_L \exp i(k_L z - \omega_L t) + A_S \exp i(k_S z - \omega_S t) + cc, \quad (3.9)$$

em que, k_L e k_S são o módulo do vetor de onda k do feixe laser e do feixe Stokes, respectivamente e, ω_L e ω_S , a frequência de oscilação do feixe laser e

do feixe Stokes, respectivamente.

A solução da Equação (3.8a) é dada por

$$q(t) = q(\Theta) \exp[i(kz - \Theta t)], \quad (3.10a)$$

$$q(\Theta) = \frac{\left(\frac{\varepsilon}{m}\right) \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q}\right) A_L A_S}{\omega_v^2 - 2i\Theta\gamma - \Theta_v^2}, \quad (3.10b)$$

em que $q(\Theta)$ é a amplitude da vibração, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_L - \mathbf{k}_S$ e $\Theta = \omega_L - \omega_S$.

Essa abordagem, embora pareça ser bastante simples, congrega os principais conceitos envolvidos no ER e serve de ponto de partida para o formalismo exibido na mecânica quântica, ou seja, a interação da radiação com os momentos de dipolo do meio (ver por exemplo SAKURAI, 2005).

Tomando as Equações (3.6b), (3.9) e (3.10b) a polarização do meio é escrita da forma,

$$\mathbf{P}(z, t) = N \varepsilon_0 \left[\alpha_0 + \frac{\partial \alpha}{\partial q} q(z, t) \right] \mathbf{E}(z, t), \quad (3.11)$$

em que N é o número de dipolos num determinado volume e α_0 é a polarizabilidade do meio na posição de equilíbrio.

Realizando alguma álgebra a partir da (3.9) e (3.10b) em (3.11), obtém-se a polarização do meio dada por:

$$\mathbf{P}(\omega_j) = \frac{\left(N \frac{\varepsilon_0^2}{m}\right) \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q}\right)^2 |A_L|^2 A_j}{\omega_v^2 - 2i\Theta\gamma - \Theta_v^2} e^{ik_s z}, \quad (3.12)$$

em que j refere-se a qualquer um dos ramos Stokes ou anti-Stokes.

A partir das Equações (3.7) e (3.12) defini-se a susceptibilidade elétrica do meio, que é a grandeza física mais fundamental na interação Raman, pois é a partir do tensor de susceptibilidade χ que se pode conhecer as características

do meio espalhador e da onda espalhada:

$$P(\omega, t) = \chi_R(\omega_j) |A_L|^2 A_s \exp(i\omega_j t) \quad (3.13a)$$

$$\chi_R(\omega_j) = \frac{\left(\frac{N}{6m}\right) \left(\frac{\partial \alpha}{\partial q}\right)^2}{\omega_v^2 - (\omega_L - \omega_j)^2 + 2i(\omega_L - \omega_j)\gamma} \quad (3.13b)$$

A susceptibilidade elétrica é, portanto uma grandeza complexa, da forma,

$$\chi_R(\omega_j) \equiv \chi_R'(\omega_j) + i\chi_R''(\omega_j), \quad (3.14)$$

assim, a parte real se relaciona com a frequência óptica em que o feixe é espalhado, que é característico do meio e a parte imaginária se relaciona com o amplificação, ou atenuação, experimentada pela onda espalhada.

A diferença de frequências $\omega_L - \omega_v$ é denominado deslocamento Raman em frequência que para Sílica é de 13 THz.

A relação entre as susceptibilidade Raman Stokes e Raman anti-Stokes é apresentada na Figura 3.6, verifica-se que a componente real da susceptibilidade é simétrica com relação a frequência do laser de incidência (ω_L), esse comportamento tem como consequência o fato de que o deslocamento Raman Stokes e anti-Stokes sejam simétricos. A componente imaginária, no entanto, exibe uma assimetria com relação a ω_L , de modo que a susceptibilidade elétrica do Raman Stokes é o complexo conjugado do anti-Stokes. Essa característica apresentada pela susceptibilidade levará a banda Stokes a apresentar um aumento exponencial na intensidade a medida em que o feixe se propaga no meio (comportamento de ganho), enquanto a banda anti-Stokes apresentará uma diminuição na intensidade com a mesma proporção (comportamento de depleção), conforme se verifica nas Equações (3.19) e (3.20).

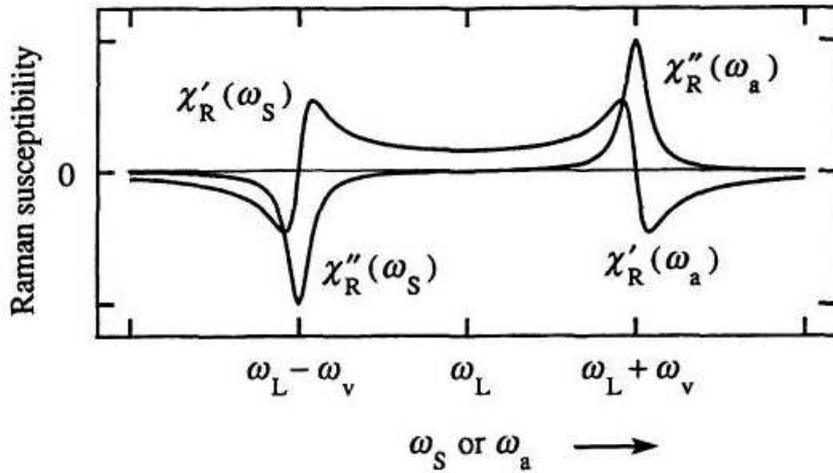


Figura 3.6: Relação entre as susceptibilidades Raman Stokes e anti-Stokes, apresentando as partes reais e imaginária para cada uma das bandas.
Fonte: BOYD, 2003

O ganho Raman é definido a partir da susceptibilidade elétrica do meio. É possível obter a relação entre a susceptibilidade e o ganho,

$$g_j = \frac{-12\pi i \omega_j}{n_j c} \chi_R(\omega_j) |A_L|^2, \quad (3.15)$$

em que n_j corresponde ao índice de refração do modo ω_j relativo ao ER

Substituindo na Equação (3.15), a susceptibilidade nas frequências de ressonância anti-Stokes e Stokes obtém-se, respectivamente, que o termo real g é negativo implicando que a amplitude dessa banda sofre atenuação à medida em que o feixe se propaga pelo meio; a frequência de ressonância do espalhamento Stokes, por sua vez, leva ao termo g real positivo, resultando em aumento exponencial da intensidade Stokes.

Uma vez que o ER foi caracterizado pela apresentação dos seus parâmetros fundamentais – a saber: seção de choque, ganho e susceptibilidade – é possível então descrever a probabilidade de sua ocorrência, em qual comprimento de onda e em qual sentido. No entanto, é interessante também apresentar como se dá a evolução do espalhamento em função da posição no meio espalhador, como será abordado na próxima seção.

3.3.3 (C) Propagação da onda Raman espalhada

A formulação apresentada nesta seção é baseada em Agrawal (2001).

Uma vez que se obteve a expressão para susceptibilidade elétrica do meio, é possível agora descrever a propagação da onda Raman através de um meio qualquer, em princípio sem uma simetria específica, a partir da equação de onda

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{-1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}, \quad (3.16)$$

em que \mathbf{E} é o vetor campo eletromagnético escrito de forma a separar a parte de variação rápida:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{i} A_j(\mathbf{r}, t) \exp(-i \omega_j t) + cc,$$

da onda que se propaga em um meio com permissividade elétrica ε . No caso da propagação da onda Raman, os termos de ordem superior da susceptibilidade irão contribuir para a polarização do meio, assim a Equação (3.7) é reescrita levando em consideração a expansão em série de Volterra da susceptibilidade elétrica do meio.

$$\mathbf{P}(z, t) = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} \vdots \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right). \quad (3.17)$$

De acordo com a Equação (3.17), a polarização do meio possui uma componente linear que está associada ao índice de refração do meio e ao espalhamento Rayleigh; uma componente de segunda ordem que só estará presente em moléculas com centro simetria (que não é o caso das moléculas de Sílica) e está associada aos efeitos do tipo geração de segundo harmônico e, finalmente, a susceptibilidade de terceira ordem que é responsável pelos efeitos ditos não-lineares em fibra óptica, como o espalhamento Raman e Brillouin, por exemplo.

Em geral, um material não é capaz de se polarizar instantaneamente em resposta ao campo elétrico aplicado, de modo que, uma formulação mais geral da polarização é apresentada em função do tempo,

$$\mathbf{P}(t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^t \chi(t-t') \mathbf{E}(t') dt' . \quad (3.18)$$

A Equação (3.16) pode ser resolvida para simetria cilíndrica. A solução da equação radial fornece os modos do guia de onda. A solução em z é obtida considerando os termos referentes à dispersão (derivadas de ordem superior no tempo) e recai na forma da equação não-linear de Schroedinger (NLSE), que fornece a propagação do campo Stokes, levando-se em consideração também as informações espectrais da banda Raman. A solução da NLSE é obtida somente computacionalmente, e traz informações relevantes a respeito dos efeitos de dispersão e outros efeitos não-lineares do tipo Kerr. No presente trabalho, a NLSE não foi abordada porque trabalhou-se com feixes de emissão contínua (CW) e feixes pulsados com baixa frequência sendo incididos em comprimentos de fibra tais que os valores de dispersão podiam ser desprezados.

Dessa forma a Equação (3.16) pode ser resolvida utilizando o campo elétrico definido em (3.9), a polarização do meio definida através das Equações (3.7), (3.12) e (3.17) e fazendo a suposição de onda lenta, ou seja, os termos com derivadas de segunda ordem no tempo são muito menores do que os termos com derivadas de primeira ordem. Essa aproximação é feita esperando-se que a amplitude do sinal varie lentamente, assim obtém-se as equações acopladas Stokes–anti-Stokes do EREst (BOYD, 2003),

$$\frac{dA_s}{dz} = -\alpha_s A_s + \kappa_s A_a \exp(i \Delta k z) \quad (3.19)$$

$$\frac{dA_a}{dz} = -\alpha_a A_a + \kappa_a A_s \exp(i \Delta k z) \quad (3.20)$$

sendo,

$$\alpha_j = \frac{-12\pi i \omega_j}{n_j c} \chi_R(\omega_j) |A_L|^2 \quad (3.21a)$$

$$\kappa_j = \frac{-6\pi i \omega_j}{n_j c} \chi_F(\omega_j) A_L^2 \quad j = S, a \quad (3.21b)$$

A_s e A_a se referem as amplitudes do campo elétrico Stokes e anti-Stokes; α_s e α_a são os coeficientes não-lineares do ER referente aos ramos Stokes e anti-Stokes e os coeficientes κ_s e κ_a são relacionados com o casamento de fase do vetor de onda. Os índices F e R indicam mistura de quatro ondas e ER, respectivamente.

Na situação em que a frequência espalhada é exatamente a de ressonância do ER, a susceptibilidade é positiva e imaginária. Neste caso, o ramo Stokes experimenta um crescimento exponencial da intensidade do campo elétrico associado. O coeficiente relacionado ao ramo anti-Stokes, por sua vez, é positivo resultando em um decréscimo da amplitude do espalhamento nessa região de comprimento de onda. Assim, nas Equações (3.19) e (3.20) o ganho Stokes está associado ao coeficiente α_s e a atenuação anti-Stokes com α_a . Por essa razão, é sabido que a intensidade do espalhamento Stokes cresce exponencialmente com relação ao comprimento do meio e o inverso ocorre com o espalhamento anti-Stokes a menos que os vetores de onda estejam em perfeito casamento de fase, ou seja

$$\Delta \mathbf{k} = (2\mathbf{k}_L - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_a) \cdot \hat{\mathbf{z}} = 0. \quad (3.22)$$

Na resolução da Equação (3.16) apresentada até aqui, uma série de simplificações foram realizadas a fim de se obter a descrição da variação da amplitude dos campos Stokes e anti-Stokes na propagação em um meio infinito e não-dispersivo para o comprimento de onda mais provável na banda Raman. Essas simplificações levam à Equação (3.16) coincidir com as equações de taxas propostas por Smith (SMITH, 1972) desenvolvidas a partir da teoria da

radiação, introduzida por Einstein (EINSTEIN, 1917). Apesar dessas simplificações, o conjunto de equações acopladas descreve com certa precisão o comportamento das amplitudes Stokes e anti-Stokes em um meio extenso.

A formulação baseada nas equações de taxa foi bastante explorada na literatura de fibra óptica para abordar os efeitos não lineares (SMITH, 1972; AUYEUNG e YARIV 1978) e tornou possível a determinação de parâmetros que caracterizam o ER e que são largamente utilizados atualmente. Um exemplo disso é o cálculo da potência crítica (P_{cr}) acima da qual o EREst é gerado (Equação (3.24)) e, o comprimento de fibra efetivo (Equação (3.23)) que consiste no comprimento sobre o qual o sinal se propagaria através da fibra se tivesse amplitude constante naquela extensão e amplitude zero nas outras.

$$L_{eff} = \frac{(1 - e^{-\alpha L})}{\alpha}, \quad (3.23)$$

em que α é a perda óptica referente ao feixe de bombeamento e L é o comprimento de fibra utilizado.

Para feixes gaussianos se propagando em um meio contínuo o comprimento efetivo corresponde ao comprimento de coerência do feixe (também chamado comprimento de Rayleigh) e é limitado pela perda óptica (TOULOUSE, 2005; AGRAWAL, 2001).

$$P_{cr} = 16 \frac{A_{ef}}{g L_{eff}}, \quad (3.24)$$

A_{ef} é o resultado da integral de sobreposição do modo acoplado, g é o coeficiente de ganho Raman e L_{eff} é dado pela Equação (3.23).

3.4 Solução analítica obtida para as equações acopladas.

Como parte do trabalho de doutorado, foi feita uma abordagem das Equações (3.19) e (3.20) tomando como ponto de partida as soluções propostas por Smith, (1972) e AuYeung, (1978), para o caso de $\Delta k > 0$.

Ambos os autores trabalharam na solução das equações acopladas a fim de propor um método para cálculo de parâmetros de interesse para prever o EREst. No entanto, Smith (1972) propôs em seu artigo que a depleção causada no feixe de bombeamento, devido à geração de espalhamento Raman em Brillouin, podia ser desprezível frente à perda óptica, que é cerca de 8 ordens de grandeza maior do que o ganho Raman e 6 ordens de grandeza maior do que o ganho Brillouin. Os resultados obtidos por ele são de grande relevância e têm sido amplamente utilizados até a atualidade e verificados experimentalmente, ver por exemplo, Agrawal (2001) – Capítulo 8.

Cerca de dez anos mais tarde, AuYeung (1978) publicou uma releitura do trabalho de Smith, propondo que fosse considerada a perda óptica devido a ER, sem, porém considerar valores distintos para perda nos comprimentos de onda Raman e Brillouin (cuja diferença de frequências é de aproximadamente 13 THz).

No presente trabalho, desejava-se apresentar a solução das equações acopladas em um meio com espalhamento Raman e Brillouin ocorrendo simultaneamente, considerando a depleção do feixe de bombeamento causada pelos dois tipos de espalhamento, além de estabelecer os valores de perda óptica adequados para cada um dos comprimentos de onda envolvidos. Ainda, são supostas três situações distintas para a solução das equações:

- a) Espalhamento Raman e Brillouin espontâneos;
- b) Espalhamento Raman espontâneo e Brillouin estimulado e,
- c) Espalhamento Raman e Brillouin estimulados.

A ordem apresentada acima obedece uma evolução do nível de potência de incidência na fibra necessária para causar tais efeitos. A solução das equações é obtida de forma analítica e numérica, dependendo do caso. Os resultados obtidos e toda a discussão envolvida foram publicados em periódico da área (RIBEIRO et al., 2010).

3.4.(a) Abordagem analítica da solução das equações

As equações acopladas que descrevem a evolução espacial das ondas espalhadas podem ser resolvidas analiticamente desde que sejam feitas as seguintes aproximações: o coeficiente de ganho Raman e Brillouin são constantes dentro de toda a largura de banda do espalhamento para cada um dos efeitos envolvidos e, os coeficientes de perda óptica também são considerados constantes ao longo de toda a banda de espalhamento, para cada caso (AUYEUNG e YARIV, 1978).

É suposto que o espalhamento Raman e Brillouin sejam causados por uma mesma fonte de bombeamento, que é depletada devido à geração e consequente evolução de ambos os efeitos. Assim, a equação diferencial que governa o número de fótons da fonte de bombeamento é dada por

$$\frac{dn_P}{dz} = -(\alpha_P + \gamma_R + \gamma_B)n_P, \quad (3.25)$$

em que, n_P é número de fótons do feixe de bombeamento, α_P é o coeficiente de perda da fibra e γ_R e γ_B são a seção de choque do espalhamento Raman e Brillouin, respectivamente. Dessa forma, o número de fótons do feixe de bombeamento varia ao longo da fibra segundo a igualdade

$$n_P = n_0 \exp\left[-(\alpha_P + \gamma_R + \gamma_B)z\right], \quad (3.26)$$

O número de fótons provenientes do espalhamento Raman (n_R) e Brillouin (n_B) espontâneos é dado por

$$\frac{dn_R}{dz} = -\alpha_R n_R + \gamma_R n_P, \quad (3.27)$$

$$\frac{dn_B}{dz} = -\alpha_B n_B + \gamma_B n_P. \quad (3.28)$$

Supõe-se que apenas um modo de cada espalhamento esteja ocorrendo e,

para que as equações possam ser solucionadas de forma analítica e simultânea, admite-se que $\alpha_P = \alpha_S = \alpha_B = \alpha$, uma vez que o coeficiente de perda encontra-se no seu mínimo para comprimentos de onda próximos de 1550 nm.

Assim, substituindo a Equação (3.26) nas Equações (3.27) e (3.28) e resolvendo as equações diferenciais, obtém-se

$$n_R(z) = \frac{\gamma_R}{\gamma_B + \gamma_R} n_0 e^{-\alpha z} \left(1 - e^{(-\gamma_B + \gamma_R)z} \right), \quad (3.29)$$

$$n_B(z) = \frac{\gamma_B}{\gamma_B + \gamma_R} n_0 e^{-\alpha z} \left(1 - e^{(-\gamma_B + \gamma_R)z} \right). \quad (3.30)$$

A partir das Equações (3.29) e (3.30) conclui-se que uma vez suposto que a perda óptica é constante na região entre os comprimentos de onda dos espalhamentos Raman e Brillouin, a dependência funcional do número de fótons com o parâmetro de comprimento da fibra (z) é a mesma para ambos os efeitos, sendo apenas as magnitudes que os diferem.

3.4.1 (a) Discussão da solução analítica

O desempenho de um sensor distribuído híbrido baseado nos espalhamentos Raman e Brillouin espontâneos é realizado considerando-se uma fibra óptica padrão monomodo cujo diâmetro do núcleo é de 8 μm e o coeficiente de perda óptica $0,16 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$. A potência óptica é acoplada à fibra no ponto $z=0$, em uma fibra supostamente com comprimento de 20 km.

O ganho Raman e Brillouin são $1 \times 10^{-13} \text{ m W}^{-1}$ e $1 \times 10^{-11} \text{ mW}^{-1}$ (AGRAWAL, 2004), respectivamente.

As Equações (3.25), (3.27) e (3.28) foram reescritas em termos da potência de incidência com a finalidade de se comparar os resultados aqui obtidos com resultados experimentais. A solução é apresentada na Figura 3.7.

De acordo com a Figura 3.7 os espalhamentos Raman e Brillouin espontâneos apresentam a mesma dependência funcional com o comprimento de fibra percorrido. Entretanto, é marcante a diferença de amplitudes entre os dois eventos: as amplitudes devido a EB são de até 2 ordens de grandeza maiores do que no caso da espalhamento Raman.

Devido à dependência funcional dos espalhamentos serem iguais, os pontos de máximo das curvas que descrevem a região onde a intensidade do espalhamento é máxima, ocorrem todos para um mesmo z , independente da potência de incidência e independente da natureza do espalhamento. Dessa forma, é possível determinar um comprimento de máximo espalhamento que maximize os efeitos Raman e Brillouin espontâneos, simultaneamente.

Esta situação é um caso particular em que se considerou a perda óptica como sendo constante na banda de comprimentos de onda que compreende o espalhamento Raman e Brillouin.

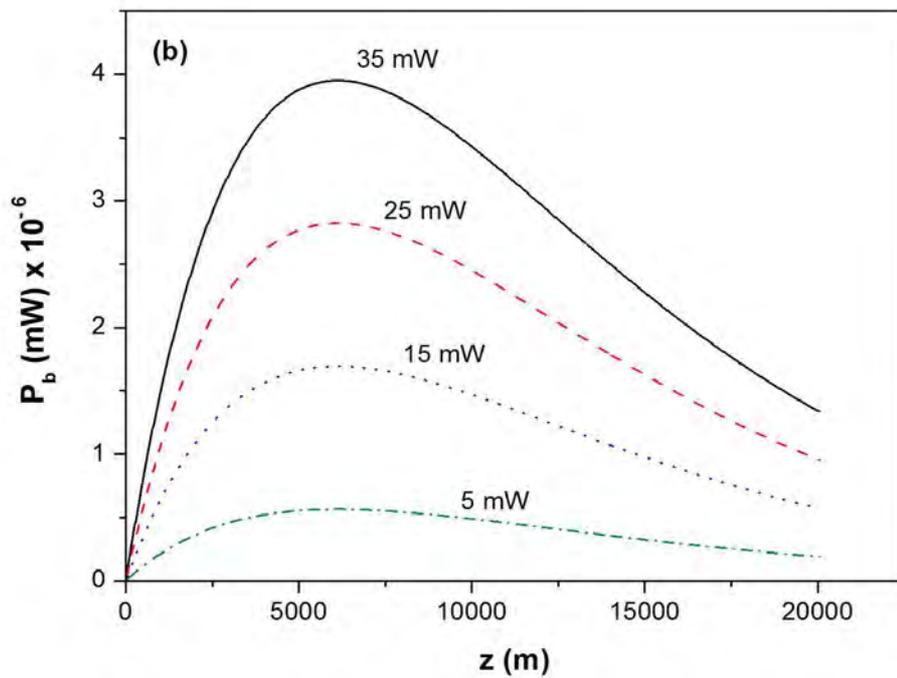
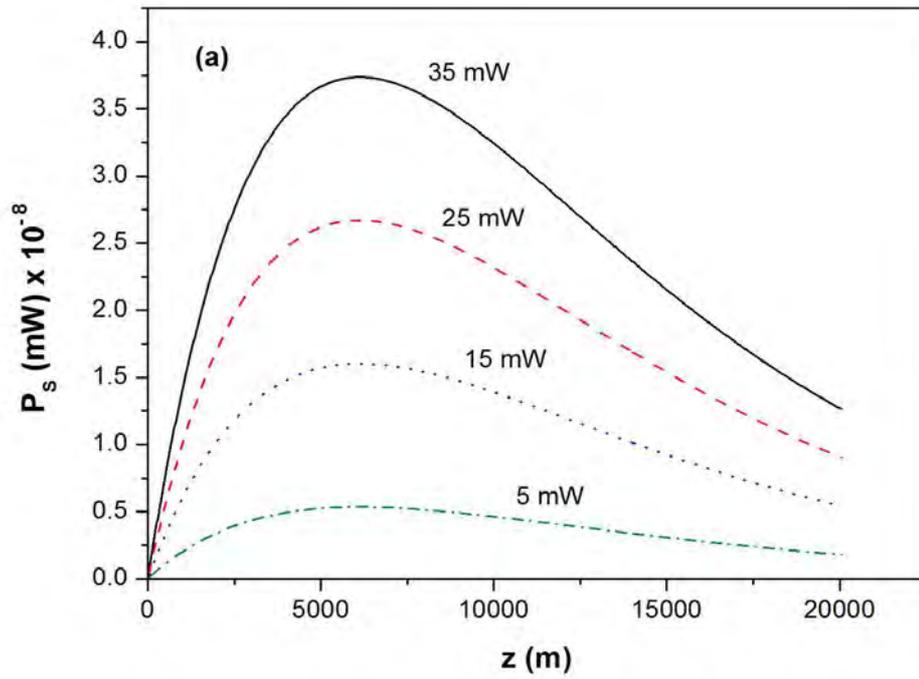


Figura 3.7 – Evolução espacial obtida analiticamente da potência espalhada (a) Raman Stokes e (b) Brillouin Stokes; em um sistema sujeito a ambos os espalhamentos simultaneamente espontâneos.

3.4.(b) Abordagem numérica da solução das equações

A abordagem numérica da solução das equações acopladas é desenvolvida com a finalidade de resolver as Equações (3.22), (3.24) e (3.25) sem a necessidade de realizar as aproximações citadas no item 3.4.(a). A solução dessas equações auxilia na compreensão de medições realizadas em laboratório. A intensidade do espalhamento é determinada, entre outros fatores, pela intensidade do feixe de incidência (diretamente relacionada a n_P). Dessa forma, a solução das equações acopladas contempla as três situações, listadas anteriormente, em ordem crescente de potência, possíveis de serem obtidas do ponto de vista prático:

(a) O caso trivial da solução ocorre quando os espalhamentos estão todos em regime espontâneo, conforme Equações (3.22), (3.24) e (3.25) ; entretanto, a solução numérica é obtida nesse caso levando-se em consideração as variações do coeficiente de perda óptica em cada um dos espalhamentos.

(b) Em um segundo caso, as Equações (3.22), (3.24) e (3.25) são resolvidas para a situação em que se tem o EB estimulado e o EREsp.

$$\frac{dn_P}{dz} = -(\alpha_P + \gamma_R)n_P - \gamma_B n_P (n_B + 1), \quad (3.28)$$

$$\frac{dn_B}{dz} = -\alpha_B n_P + \gamma_B n_P (n_B + 1), \quad (3.29)$$

$$\frac{dn_R}{dz} = -\alpha_R n_R + \gamma_R n_P. \quad (3.30)$$

(c) Finalmente, uma terceira configuração de potência de incidência é proposta. Nesse caso supõe-se que os dois espalhamentos ocorrem na forma estimulada. O conjunto de equações acopladas para esse caso é

$$\frac{dn_P}{dz} = -\alpha_P n_P - \gamma_B n_P (n_B + 1) - \gamma_R n_P (n_R + 1), \quad (3.31)$$

$$\frac{dn_B}{dz} = -\alpha_B n_P + \gamma_B n_P (n_B + 1), \quad (3.32)$$

$$\frac{dn_R}{dz} = -\alpha_R n_P + \gamma_R n_P (n_R + 1). \quad (3.33)$$

3.4.1.(b) Apresentação e discussão da solução numérica

Com o objetivo de se apresentar uma solução mais realista, as equações acopladas foram solucionadas numericamente sem que se impusesse qualquer aproximação, além disso, foram propostas soluções para três configurações distintas com relação aos níveis de potência de incidência, que são comuns na prática.

Os parâmetros relativos ao coeficiente de perda óptica e de ganho são estipulados a partir do comprimento de onda de incidência (bombeamento), o qual é suposto ser de 1550 nm. O valor da constante de ganho, segundo Agrawal (2001), do EB é de $1 \times 10^{-7} \text{ Wm}^{-1}$ para os comprimentos de onda anti-Stokes, enquanto que para Raman Stokes, o valor é $1 \times 10^{-9} \text{ mW}^{-1}$ considerando-se a fração de captura do feixe contra-propagante. Já os valores de perda óptica utilizados para a solução (AGRAWAL, 2001) foram: $\alpha_p = \alpha_b = 4,6 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$; $\alpha_R = 6,9 \times 10^{-5} \text{ m}^{-1}$. No caso dessa simulação, a largura de linha do ER é considerada tão estreita quanto do EB. A solução apresentada até este ponto admite que a potência de incidência limite para o surgimento de efeitos não lineares está acima de 35 mW.

As soluções numéricas foram obtidas a partir do método Runge-Kutta. O primeiro caso resolvido consiste em um ajuste de potência de incidência tal que

seja gerado espalhamento Raman e Brillouin espontâneos, de modo análogo ao que foi resolvido analiticamente, porém com diferentes valores de perda associados, a solução apresentada na Figura 3.8 foi obtida numericamente, sem que se impusesse as simplificações anteriores.

A solução numérica das Equações (3.22), (3.24) e (3.25) (Figura 3.10) difere da solução analítica (Figura 3.7) somente pelo fato de se admitir a perda óptica como sendo diferente para cada um dos comprimentos de onda envolvidos no espalhamento.

Observou-se que a dinâmica da intensidade espalhada apresenta-se diferente principalmente com relação à depleção e, no caso do EB a curva não mais apresenta um ponto de máximo. Uma vez que a simplificação da perda foi removida e as equações foram solucionadas simultaneamente, é de se esperar que essa solução seja mais fiel ao comportamento real, observado experimentalmente, dos feixes Raman e Brillouin.

O segundo caso resolvido numericamente consiste em uma configuração em que espalhamento Raman é espontâneo e Brillouin estimulado. Os resultados são apresentados na Figura 3.9.

A configuração em que se tem o EB estimulado, enquanto o espalhamento Raman ainda é espontâneo, se deve ao fato de que a seção de choque daquele espalhamento ser 3 ordens de grandeza maior do que este. Sendo assim, dadas as condições necessárias de coerência da fonte para geração de Brillouin, é de se esperar que ele atinja níveis de espalhamento estimulado em potências muito inferiores às necessárias para que o mesmo ocorra com o ER.

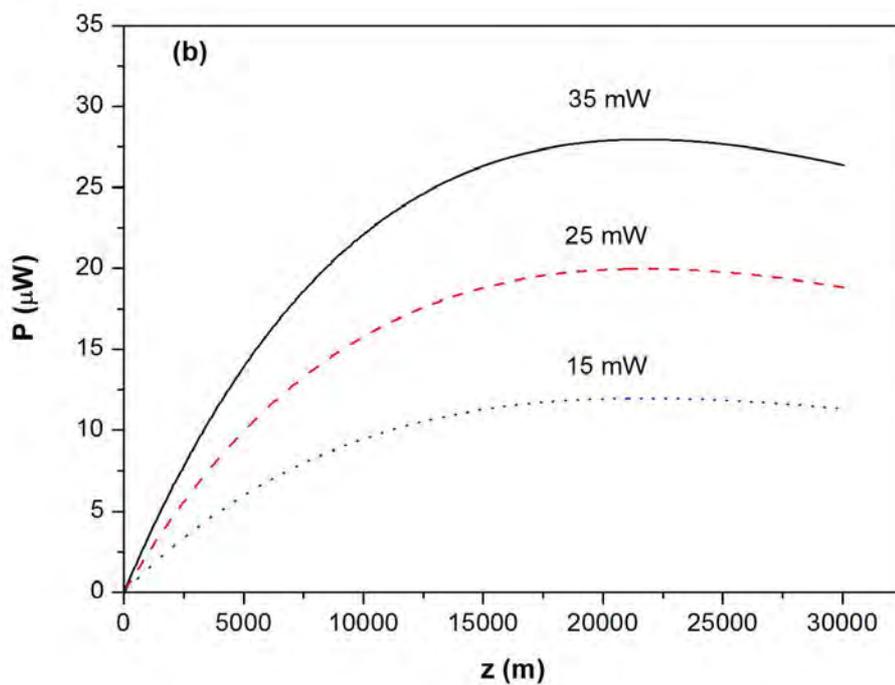
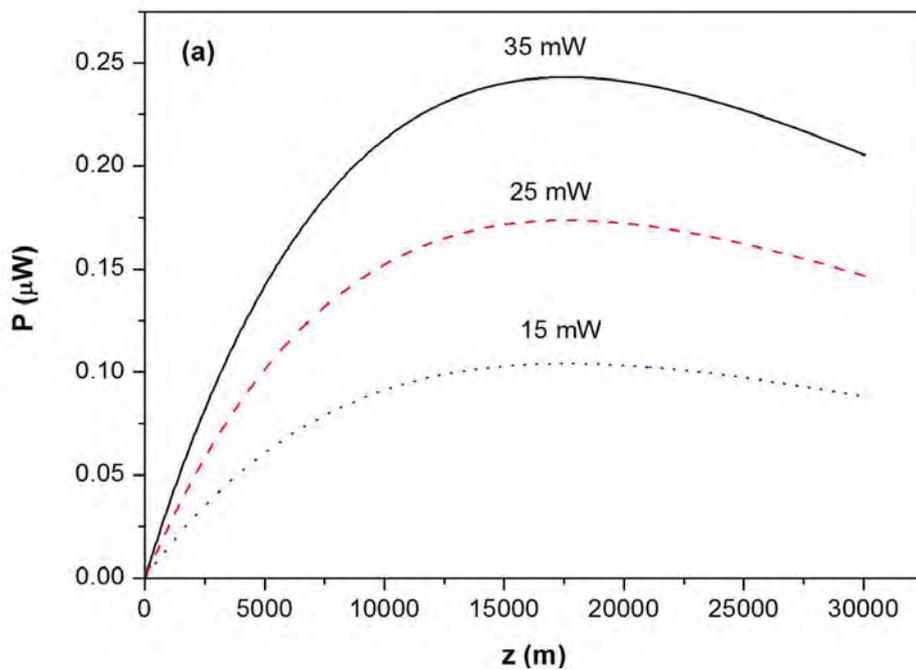


Figura 3.8 – (a) Raman e (b) Brillouin Stokes em função do comprimento de fibra para o caso em que o espalhamento é sempre espontâneo.

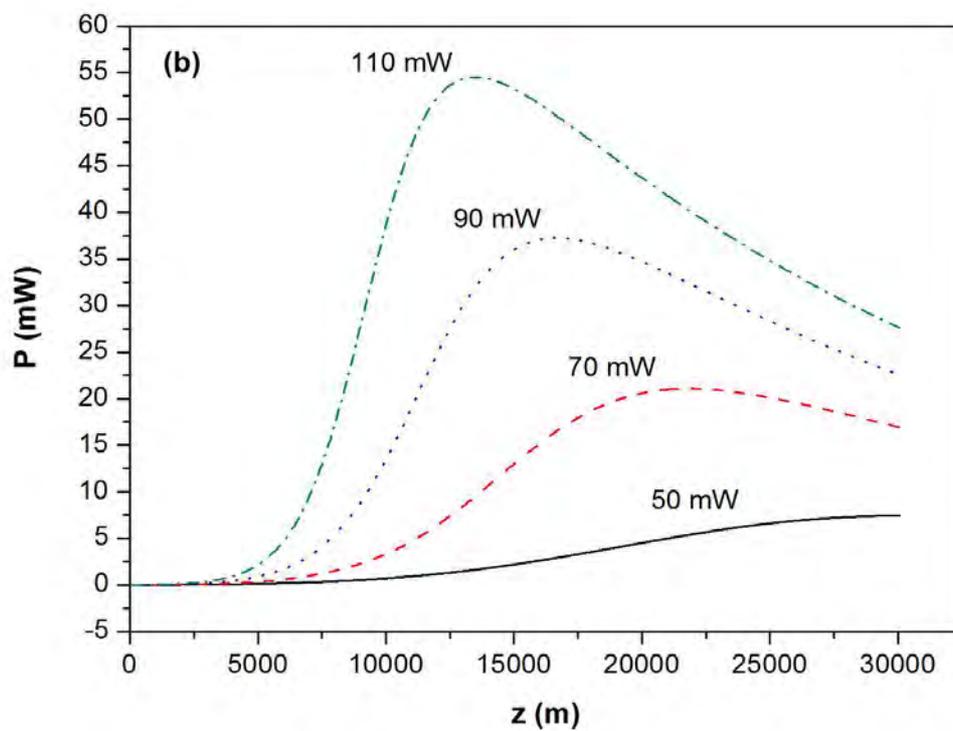
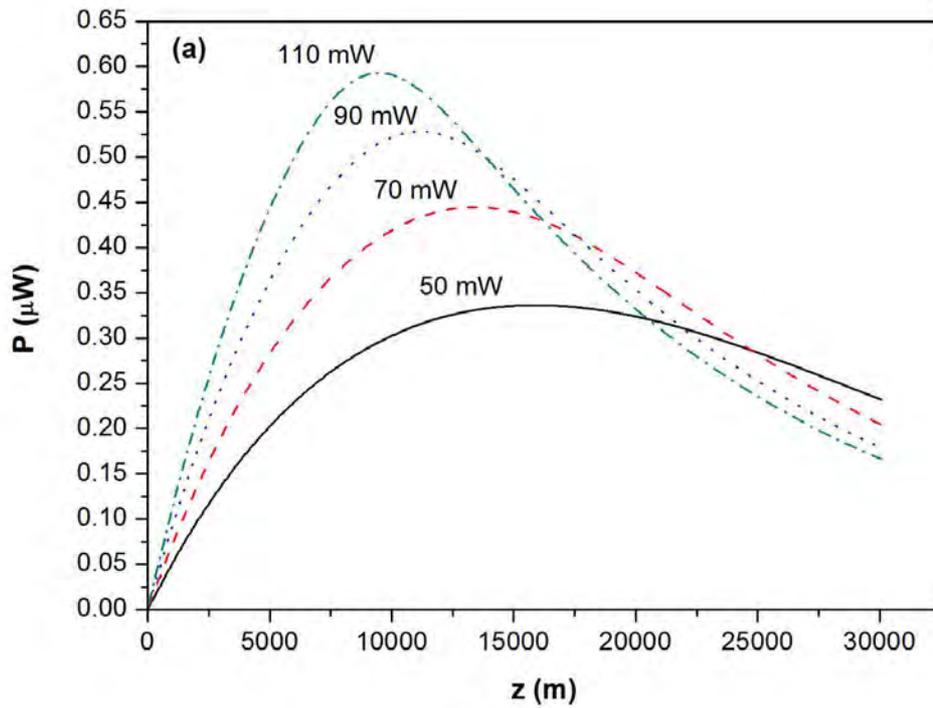


Figura 3.9 – (a) Raman e (b) Brillouin Stokes em função do comprimento de fibra para o caso em que o espalhamento Raman é espontâneo e Brillouin estimulado

Observou-se que o EB estimulado causa uma depleção acentuada na intensidade do feixe de bombeamento, por consequência, é causada uma maior depleção também no feixe Raman, conforme mostra a Figura 3.9, além disso, verificou-se um máximo de intensidade na curva (b) da mesma figura. Devido ao fato de se tratar de um fenômeno estimulado, a componente de ganho é predominante perante a componente de perda nos primeiros quilômetros da fibra, até a intensidade exibir um máximo; a partir desse ponto a componente de perda para a dominar e a curva apresenta uma atenuação. Em princípio, o ponto de máxima intensidade do EB não está relacionado com o ponto de máximo observado na curva que descreve o ER, pois no primeiro caso, tem-se espalhamento espontâneo e no último, espalhamento estimulado .

Finalmente, é proposta uma configuração de potência tal que EB e ER ocorrem de forma estimulada, devido à incidência de potências de bombeamento maiores. Nesse caso trata-se da solução das Equações (3.31), (3.32) e (3.33). Os resultados estão apresentados na Figura 3.10. Nesse caso, ocorre um comportamento análogo ao apresentado na Figura 3.8, do ponto de vista que a dependência funcional de ambos espalhamentos com o comprimento de fibra é a mesma entre os efeitos, embora tenham sido admitidos diferentes valores de perda óptica para cada um dos comprimentos de onda envolvidos.

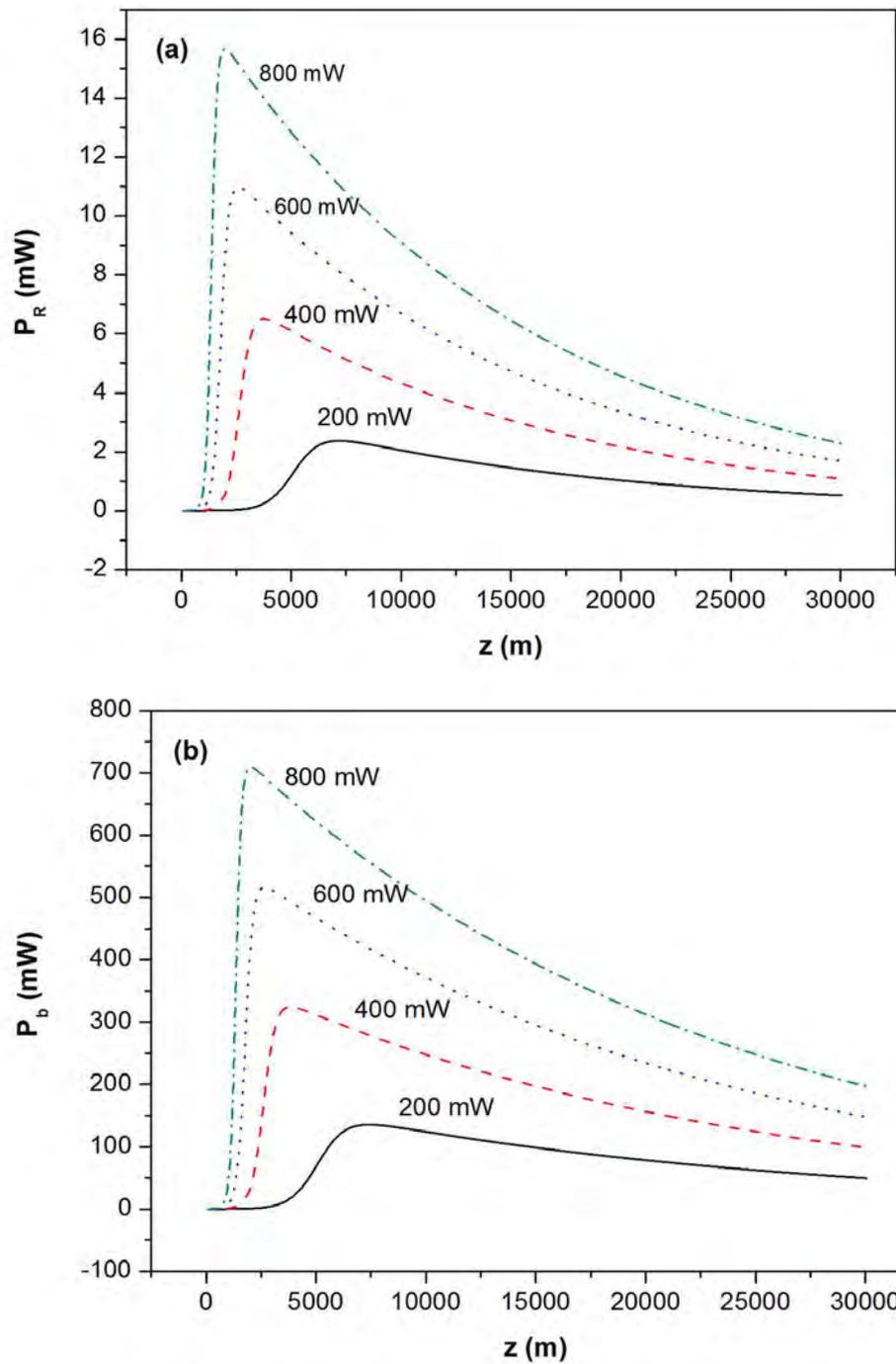


Figura 3.10: (a) Raman e (b) Brillouin Stokes em função do comprimento de fibra para o caso em que o espalhamento Raman e Brillouin são estimulados

Determina-se um ponto de máxima intensidade, o qual também apresenta uma dependência com a potência de incidente, conforme se verifica na Figura 3.11. De forma análoga ao comprimento efetivo, o comprimento de máximo no presente caso é definido como sendo o comprimento do meio no qual se intensidade espalhada é máxima. Apesar da analogia, esses dois parâmetros, comprimento efetivo e comprimento de máximo, não são semelhantes naquilo que representam.

Devido a esse comportamento apresentado nas Figuras 3.10 e 3.11, o comprimento do meio pode ser escolhido de modo a maximizar os dois efeitos simultaneamente.

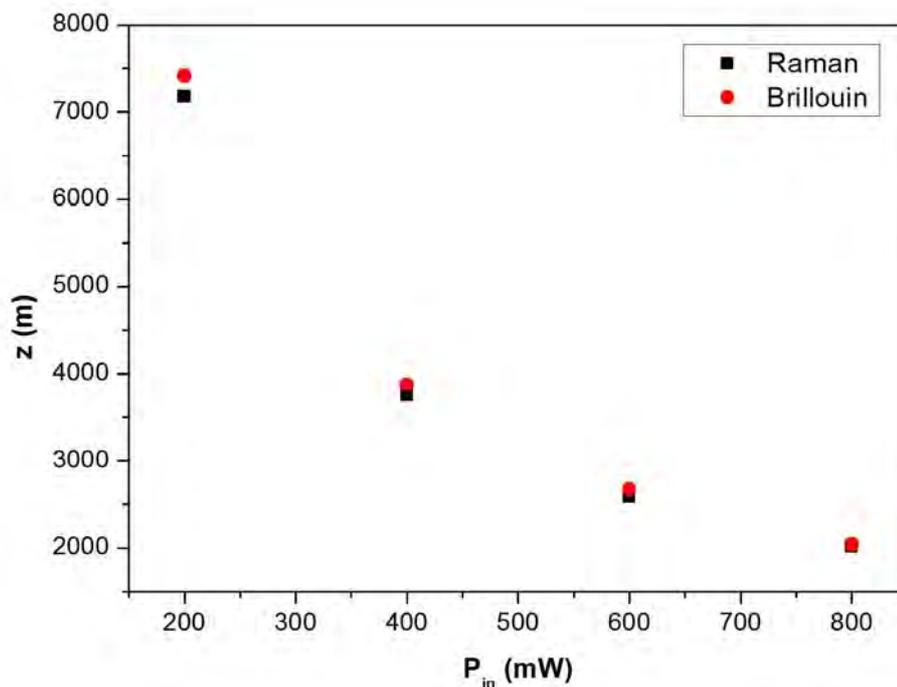


Figura 3.11 – Comprimento de meio no qual se observa um máximo de intensidade espalhada, quando os espalhamentos Raman e Brillouin são estimulados, em função da potência de incidente.

As soluções apresentadas nesta seção foram obtidas levando em consideração a depleção causada na fonte de bombeamento, devido à geração de novos comprimentos de onda. Comparando os resultados apresentados no presente trabalho com os da literatura (SMITH, 1972; AUYEUNG e YARIV, 1978), verificou-se que alterações na depleção causada na fonte pode modificar a atenuação dos feixes espalhados, uma vez que a potência desses é função da potência do laser de bombeamento ao longo do meio.

3.5 Espalhamento Raman em Cascata

O espalhamento Raman em cascata (ERC) é um fenômeno que consiste na geração de ordens subsequentes de comprimentos de onda relativas a primeira ordem do ERESt Stokes. Pode ser compreendido como sendo originado a partir de sistemas de alta potência, que possibilita à primeira ordem Stokes do ERESt servir como fonte de bombeamento para ordens subsequentes (Figura 3.12), em um processo em cascata no qual o casamento de fase dos feixes envolvidos é automaticamente satisfeito.

A Figura 3.12 (a) apresenta um diagrama de como a interação pode se dar. Observe que a frequência gerada na primeira ordem é responsável pela transição da ordem subsequente, assim como a que foi gerada na segunda é responsável pela transição da terceira, e assim por diante.

Já a Figura 3.12 (b) representa uma segunda possibilidade para geração do ERC, que ocorre quando os níveis de potência de bombeamento envolvidos são tais que possibilitam a transição Raman Stokes para um estado final cuja energia vem a ser um múltiplo inteiro (nv_s) da primeira ordem (v_s).

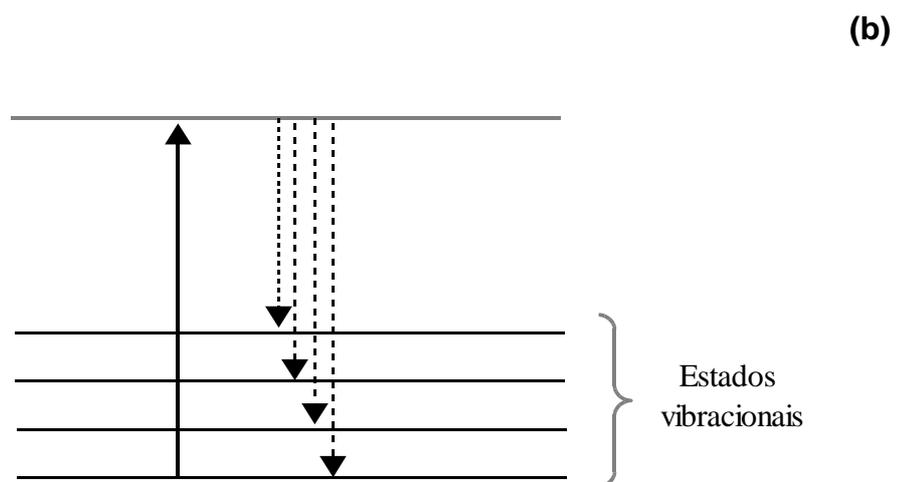
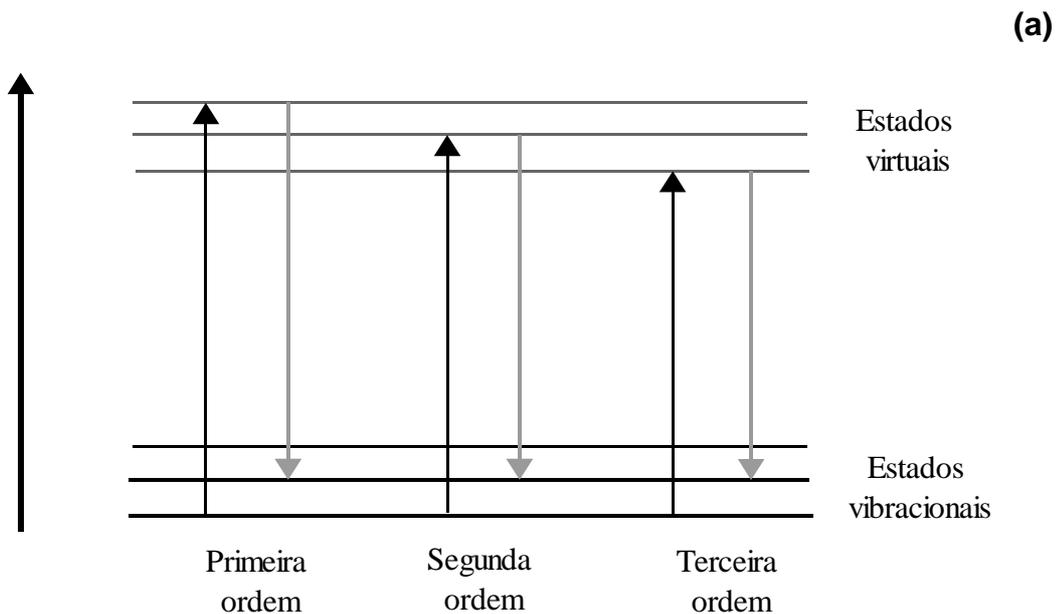


Figura 3.12 - Diagrama do efeito em cascata devido ao EREst (a) Transições de ordem superior devido ao bombeamento Stokes; (b) Transições possíveis de serem observadas em sistemas muito intensos.

O favorecimento de um efeito não-linear em cascata no guia de onda, se deve ao fato de que a potência de luz emitida pelo laser uma vez colimada no foco de uma lente (ou por um colimador a fibra), é propagada ao longo do guia e sua a densidade de potência mantém-se aproximadamente constante. Isso faz com que o limiar de geração dos efeitos seja facilmente atingido.

A eficiência de um efeito não linear em um meio qualquer é dada pelo produto da intensidade óptica (I) com o comprimento efetivo da região de interação IL_{ef} . Se a luz com potência (P) é focalizada com um diâmetro do foco (ω_0), obtém-se a intensidade óptica relacionada a área determinada pelo diâmetro do foco (AGRAWAL, 2001).

Em uma fibra óptica monomodo, o diâmetro do foco é determinado pelo raio do núcleo. Uma vez que em um guia de onda o diâmetro do feixe se mantém ao longo da extensão de fibra, é possível obter um fator de correspondência (u), dado pela Equação (3.34) (PEI-JUAN et al., 1981), a partir do qual se estabelece uma comparação entre os níveis de potência necessários para se gerar ERESt em um meio qualquer, com aqueles necessários para obtê-lo em um guia de onda

$$u = \left(\frac{\lambda}{\pi \omega_0^2} \right) \left(\frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \right). \quad (3.34)$$

Substituindo-se na Equação (3.34) os seguintes valores, para efeito de comparação: comprimento de onda (λ) = 532 nm; o diâmetro modal (ω_0) para cerca de $2 \mu\text{m}^2$ e a perda óptica usual para fibra multimodo $\alpha = 2 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$; verifica-se que a potência óptica necessária para gerar efeitos não lineares em fibra óptica é cerca de 7 ordens de grandeza menor em comparação com aquela requerida para gerar os mesmos efeitos em um meio convencional.

O espalhamento Raman em cascata possibilita a realização de uma espectroscopia fina dos constituintes da estrutura que compõe a fibra, incluindo seus defeitos, um exemplo dessa aplicação é apresentado por Lan et al. (1981). A extensão de fibra, somada à baixa perda e ao alto confinamento de energia no núcleo, possibilitam medições que de outra maneira seriam impraticáveis. A Figura 3.13 apresenta os resultados obtidos naquele trabalho, utilizando como fontes de bombeio lasers de He e Ar. A tabela 1 sumariza os principais resultados dos autores.

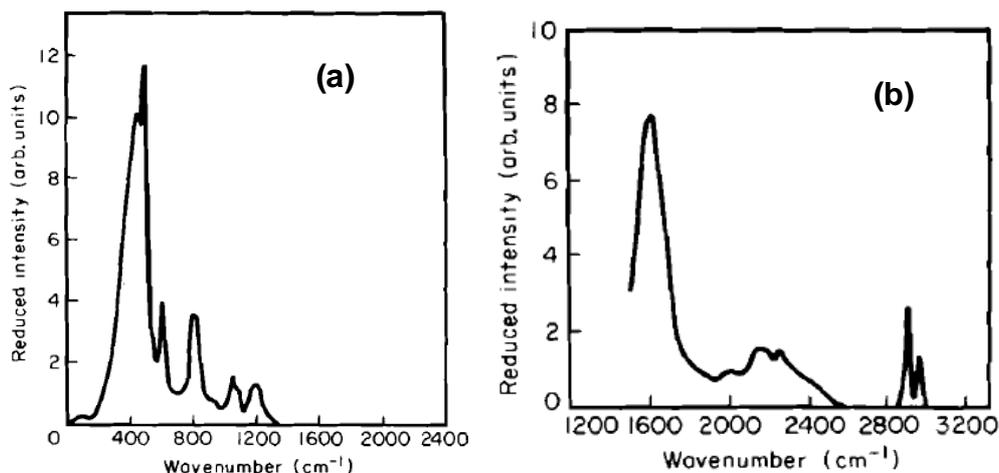


Figura 3.13: (a) Espectro Raman para sílica pura com os comprimentos de onda usualmente observados em sistemas convencionais; (b) Espectro Raman obtido para as regiões mais distantes do laser de bombeamento. Em (a) e (b) as abscissas são a intensidade reduzida em unidades arbitrárias e as ordenadas o número de onda.
Fonte: LAN et al. (1981).

Tabela 1: Sumário dos picos de espalhamento Raman obtidos para fibra óptica

Picos	Descrição	Deslocamento Raman (cm ⁻¹)
1	Vibração SiO ₄	450
2	Defeitos	491
3	Defeitos	604
4	Vibração SiO ₄	800
5	Si-OH alongamento da ligação	970
6	Vibração SiO ₄	1055
7	Vibração SiO ₄	1195
8	Espalhamento de 2a. ordem	1610
9	Espalhamento de 2a. ordem	2028
10	Espalhamento de 2a. ordem	2130
11	Espalhamento de 2a. ordem	2247
12	Espalhamento de 2a. ordem	2390
13	Raman da casca	2909
14	Raman da casca	2971
15	OH alongamento	3690

Fonte: LAN et al. (1981)

Nos resultados da tabela 1 verifica-se que o espectro Raman proveniente da fibra óptica é afetado pela presença de defeitos, dentre eles os mais relevantes são: a difusão de água, a presença de impurezas metálicas e de dopantes introduzidos intencionalmente e, a irradiação por nêutrons. Além disso, os Picos 13 e 14, descritos como sendo correspondente ao material polimérico da casca, levam a concluir que há uma parcela significativa da intensidade do feixe na região do campo evanescente. A presença de cada um dos defeitos mencionados influenciam de forma marcante o desempenho da transmissão óptica através da fibra. A expressiva quantidade de bandas de emissão apresentadas pelos autores ainda chama a atenção por demonstrar a capacidade espectroscópica dessa técnica.

Ainda, com relação às aplicações do espalhamento Raman em cascata utilizado para fins de espectroscopia, a sequência das bandas provenientes do ER Stokes permitem calcular as constantes de anarmonicidade e as frequências dos correspondentes modos de vibração do material investigado. Trabalhos encontrados na literatura (NESTEROVA et al., 2005) demonstraram que o ERC pode ser uma poderosa técnica para estudos microestruturais do vidro tornando visíveis grupos de defeitos e vibração de dopantes (ALEXANDROV et al., 1994).

Dados obtidos por Nesterova et al. (2005) utilizando Nd:YAG em 532 nm com 35 ps de largura temporal, apresentam os modos fundamentais de vibração Raman da Sílica e algumas das suas sobreposições (Figura 3.14).

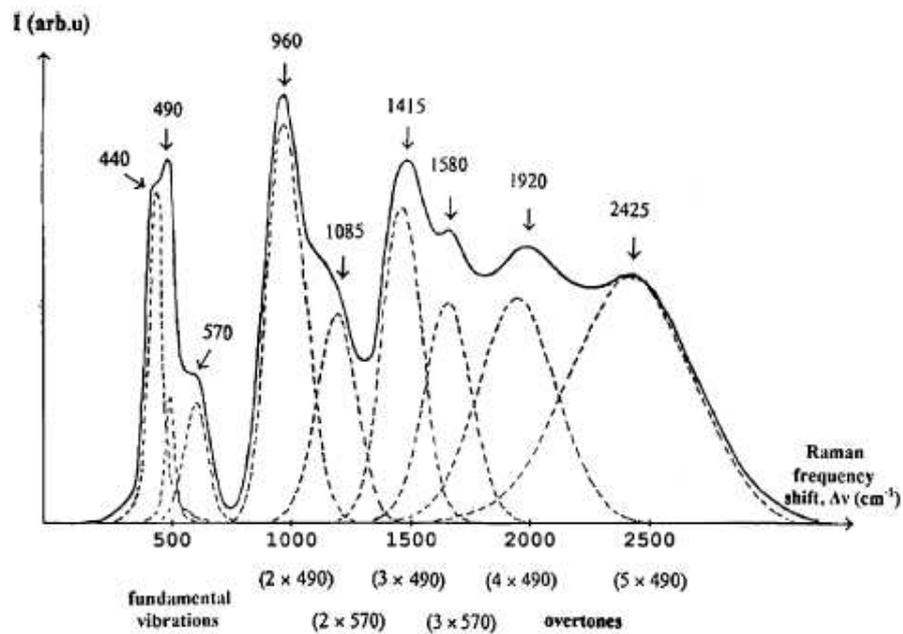


Figura 3.14: Espectro ERC obtido com 6 ordens do ERC além de bandas devido a os efeitos de mistura de ondas.
 Fonte: NESTEROVA et al. (2005).

O espectro apresentado na Figura 3.13 se diferencia daquele apresentado na Figura 3.14 pelo fato de que os primeiros autores estavam mais concentrados nos constituintes do material que compõe a fibra; os segundos autores, por sua vez, se preocuparam em apresentar o espectro Raman em função da densidade de potência de incidência disponível. Nesse sentido, os resultados obtidos por Nesterova et al., (2005) apresentam não somente o espectro Raman proveniente dos modos vibracionais fundamentais, atribuídos ao dióxido de silício, como também, a intensa combinação desses modos. Dessa forma, foi possível aos autores calcularem as constantes de anarmonicidade, incluindo bandas proibidas pela regra de seleção do espalhamento Raman espontâneo, tais como a de 570 cm^{-1} .

As fontes ópticas de banda larga, denominadas fontes supercontínuas têm sido um outro assunto amplamente investigado na literatura nesta última década (ALFANO, 2006), principalmente no que se refere a fibras especiais, devido às

inúmeras aplicações possíveis desses dispositivos. No entanto, experimentos realizados em fibra convencional demonstraram (MUSSOT et al., 2003) que a geração de emissão em bandas tão largas quanto 400 nm também pode ocorrer nesse caso.

A geração de fontes supercontínuas em fibras especiais decorre de processos bastante complexos de conversão de frequências ópticas envolvendo a combinação de diversos fenômenos não-lineares, a saber: auto-modulação de fase, mistura de quatro ondas, EREst, sólitons. Esses efeitos possuem graus de relevância na formação de fontes de banda larga que são definidos por meio das características do pulso óptico que os gerou e da dispersão da fibra. No entanto, é conhecido que a utilização de fontes de bombeamento com comprimento de onda próximo àquele que sofre dispersão nula na fibra, apresentam vantagens na geração desses efeitos, os quais requerem casamento de fase (MUSSOT et al., 2003).

Entretanto, em fibra convencional a geração de supercontínuo se deve a EREsp somado aos efeitos de casamento de fase.

Ilev et al. (1996) e Mussot et al. (2003) realizaram experimentos observando a geração de supercontínuos em fibras convencionais, utilizando um arranjo experimental bastante similar ao que será apresentado neste trabalho, (ver Figura 4.20). No caso do primeiro trabalho, foi utilizado um feixe laser com largura temporal de 0,4 ns e um carretel de fibra óptica com 2,8 μm de raio do núcleo. A presença de dopantes como Germânia (GeO_2) no núcleo também favoreceu o surgimento das primeiras ordens do ER, levando à geração de uma banda que se estendeu por 1200 nm. Já no caso do segundo autor, a largura de linha do feixe de bombeamento foi o parâmetro que favoreceu a geração de um feixe de luz, cuja largura de banda atinge 300 nm de extensão. Nesse caso o autor utilizou dois feixes laser co-propagantes, de modo a promover não somente o EREst mas também outros efeitos não lineares, como auto-modulação de fase e mistura de quatro ondas. Ambos autores também

observaram que os diferentes comprimentos de onda que constituem essa banda são guiados em diferentes modos no interior da fibra.

4 Investigação Experimental do espalhamento Raman espontâneo e estimulado

Conforme descrito nas seções 3.2.1 e 3.3, um parâmetro mais fundamental na descrição do ER é a seção de choque, uma vez que a partir dela é definido o ganho do espalhamento e pode-se associá-la à susceptibilidade elétrica do meio material. No entanto, os resultados experimentais são obtidos através do espectro de espalhamento, ou seja, mede-se a seção de choque indiretamente.

Em geral a seção de choque é medida em função do ângulo em que a onda é espalhada e da frequência óptica em que o espalhamento ocorre. No caso do presente trabalho foi medido da seguinte forma: primeiramente pela análise da potência emitida por comprimento de onda da banda Raman, ou seja, uma análise espectral. Depois, através da medição da potência integrada em toda banda emitida em função do ângulo de espalhamento.

Os ângulos de espalhamento da luz no interior da fibra óptica são definidos pela sua abertura numérica (Equação (4.1)). Devido à simetria cilíndrica da fibra óptica, a abertura numérica é constante para os dois sentidos de propagação possíveis. Dadas as dimensões da fibra, pode-se fazer a aproximação de que os ângulos de espalhamento são apenas dois: co-propagante e contra propagante ao feixe incidente.

As seções que seguem apresentam os resultados experimentais obtidos nessa caracterização e a discussão dos deles.

4.1 Caracterização espectral do espalhamento Raman Stokes espontâneo

Na descrição do EREsp, uma medição preliminar a se fazer é a do espectro. Da literatura, é conhecido que o espectro Raman apresenta duas bandas ao redor do espalhamento Rayleigh (ou do feixe transmitido), a banda anti-Stokes, de maior energia, e a banda Stokes de menor energia. Sabe-se também, que a intensidade da banda anti-Stokes é cerca de duas ordens de grandeza menor do que a intensidade da banda Stokes. Essa por sua vez, é cerca de três ordens de grandeza menor do que a intensidade do feixe principal.

No intuito de obter espectros Raman que contemplassem todos os graus de liberdade presentes no problema, os experimentos foram organizados de modo a medir o espalhamento espontâneo e estimulado, nas duas direções possíveis de propagação, para diferentes valores de potência de bombeamento, assim como para diversos comprimentos de fibra.

O aparato experimental utilizado para realizar essa medição contava com um laser a fibra emitindo em 1480 nm, com potência máxima de 3 W, operando em regime de emissão contínua. O sistema de medição, ilustrado na Figura 4.1, foi utilizado com um total de 12 carretéis de fibra monomodo com comprimentos diferentes. As características dessas fibras estão apresentadas na tabela 2.

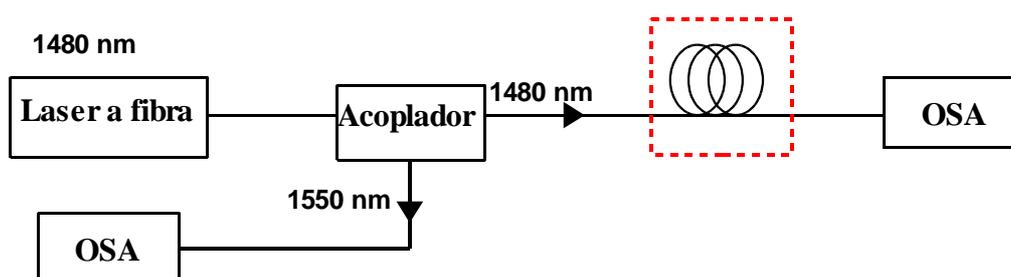


Figura 4.1 – Arranjo experimental utilizado nas medições de potência espalhada por comprimento de fibra. A região apresentada em destaque é o ponto no qual os diversos carretéis de fibra podiam ser substituídos.

Com o auxílio de um acoplador (1480/1550 nm) foi possível realizar as medições do feixe espalhado no sentido co-propagante (porta 1480 nm) e contra-propagante (porta 1550 nm). Os espectros provenientes de ER forma obtidos utilizando um analisador de espectro óptico (OSA), conforme indicado na Figura 4.1.

A Figura 4.2 apresenta o espectro de transmissão de cada uma das portas do acoplador (1480/1550 nm) utilizado, obtido experimentalmente a partir da incidência de uma fonte de luz branca na porta comum do acoplador.

A utilização desse acoplador é de fundamental importância para atenuar os comprimentos de onda provenientes de espalhamento Rayleigh contra-propagante. Além disso, trata-se de um dispositivo adequado a sistemas que operam com alta potência óptica, pois possui limiar de potência de dano de cerca de 2 W, permitindo que a investigação espectral possa ser realizada em uma faixa ampla de potência incidente.

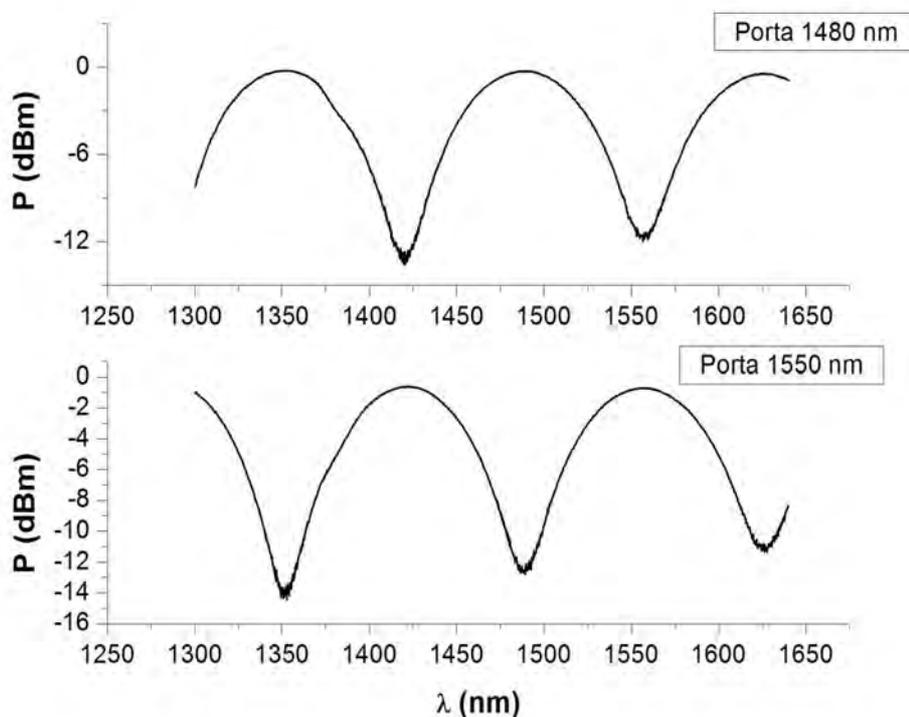


Figura 4.2 – Medida da transmissão de potência através das portas 1480 nm e 1550 nm do acoplador multiplexador WDM.

Tabela 2. Coeficiente de perda, comprimento e comprimento efetivo para efeitos não-lineares (Equação (3.20)) das fibras utilizadas.

Fibra	α (dB/km)	L (km)	L_{eff} (km)
1	0,204	1,917	1,833
2	0,209	3,928	3,579
3	0,199	5,067	4,528
4	0,332	6,265	4,978
5	0,188	6,840	5,920
6	0,276	7,895	6,207
7	0,187	8,850	7,359
8	0,222	10,062	7,867
9	0,193	26,698	15,632
10	0,197	39,886	18,435
11	0,200	49,997	19,543

Os dados de perda óptica apresentados na Tabela 2, foram obtidos por meio de um medidor OTDR comercial da marca Anritsu© . Todas as fibras utilizadas eram monomodo (SMF 128).

Segundo a literatura (SUSHCHINSKII, 2000), os fótons provenientes do EREsp emergem em todas as direções de forma isotrópica. Essa descrição é dada a partir da observação do espalhamento em um meio concebido como sendo contínuo e infinito, o *bulk*. No caso do espalhamento em fibras ópticas existem duas diferenças que devem ser consideradas: o nível de organização do meio e a geometria da fibra óptica. A primeira consideração deve-se ao fato de que em um sistema amorfo a onda espalhada por ER apresentará um número significativo de estados possíveis e, conseqüentemente uma banda larga de espalhamento proveniente dessa distribuição de estados.

A geometria da fibra, por sua vez, garante ao meio algumas propriedades particulares devido a sua simetria e condição de guiamento. Em princípio, uma onda eletromagnética é guiada através de um guia de onda desde que satisfaça as condições de contorno (AGRAWAL, 2001) e, também, esteja

dentro da região definida pela abertura numérica do guia, conforme ilustrado na Figura 4.3, dada por

$$NA = n_0 \text{sen } \theta = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (4.1)$$

sendo n_1 , n_2 e n_0 são os índices de refração do núcleo, da casca e do ar, respectivamente.

Em relação ao fenômeno de espalhamento, a capacidade que uma fibra óptica possui de capturar e guiar uma onda eletromagnética, no sentido contra-propagante ao feixe, é denominada a fração de captura da fibra. Tratando-se do ER, foi demonstrado que a fração de captura (f_c) se relaciona com a seção de choque do EREsp, assim como o ganho no EREst se relaciona com a área efetiva. Portanto a fração (f_c) de captura pode ser definida em função da área efetiva (A_{eff}) da fibra óptica (STOLEN, 2002), uma vez que o ganho e seção de choque são grandezas relacionadas, na forma

$$f_c = \frac{3\lambda^2}{8\pi n^2} \frac{1}{A_{eff}}, \quad (4.2)$$

em que λ é o comprimento de onda da onda espalhada e n é o índice de refração do meio.

A fração de captura é definida dessa forma para o EREsp, que ocorre em ambas as direções, o que não se observa com o EREst que é gerado apenas no sentido de propagação do feixe incidente.

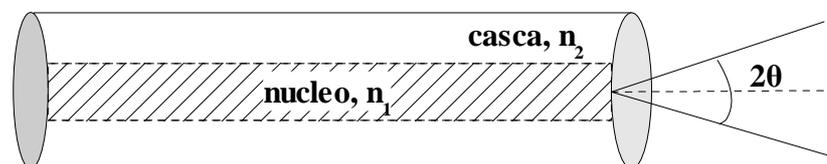


Figura 4.3: Ângulo de aceitação utilizado na definição de abertura numérica

Os dados obtidos nos sentidos co- e contra-propagantes são apresentados de forma normalizada com relação ao valor máximo de cada um, para efeito de comparação.

Os espectros apresentados na Figura 4.4 foram obtidos através do arranjo apresentado na Figura 4.1, utilizando o carretel de fibras ópticas de 50 km. Os dados foram comparados a partir do sentido de propagação do feixe espalhado com relação ao feixe incidente.

A Figura 4.4 (a) apresenta o caso de baixa potência de incidência, próximo aos valores mínimos de potência necessários para a observação experimental do EREsp em ambos os sentidos. Verifica-se que para esse caso a largura a meia altura é praticamente a mesma para ambos os espectros, fato esse que está mais claramente apresentado na Figura 4.5. No entanto, a distribuição de intensidades por frequência Raman é bastante diferente, indicando que alguns comprimentos de onda são espalhados preferencialmente no sentido contra-propagante ao feixe de bombeamento.

Observa-se, a partir das Figuras 4.4 (b) e (c) e Figura 4.5, que à medida em que a potência de incidência aumenta, o espectro referente ao sentido co-propagante se estreita devido à geração da segunda ordem do espalhamento (CHANG et al., 1997). O estreitamento observado acaba por levar aos comprimentos de onda mais prováveis de ocorrer o espalhamento, cuja frequência de deslocamento Raman é de 14 THz para ambos os sentidos de propagação. Esse comportamento atinge seu limite quando a potência de incidência é máxima, conforme Figura 4.4 (c).

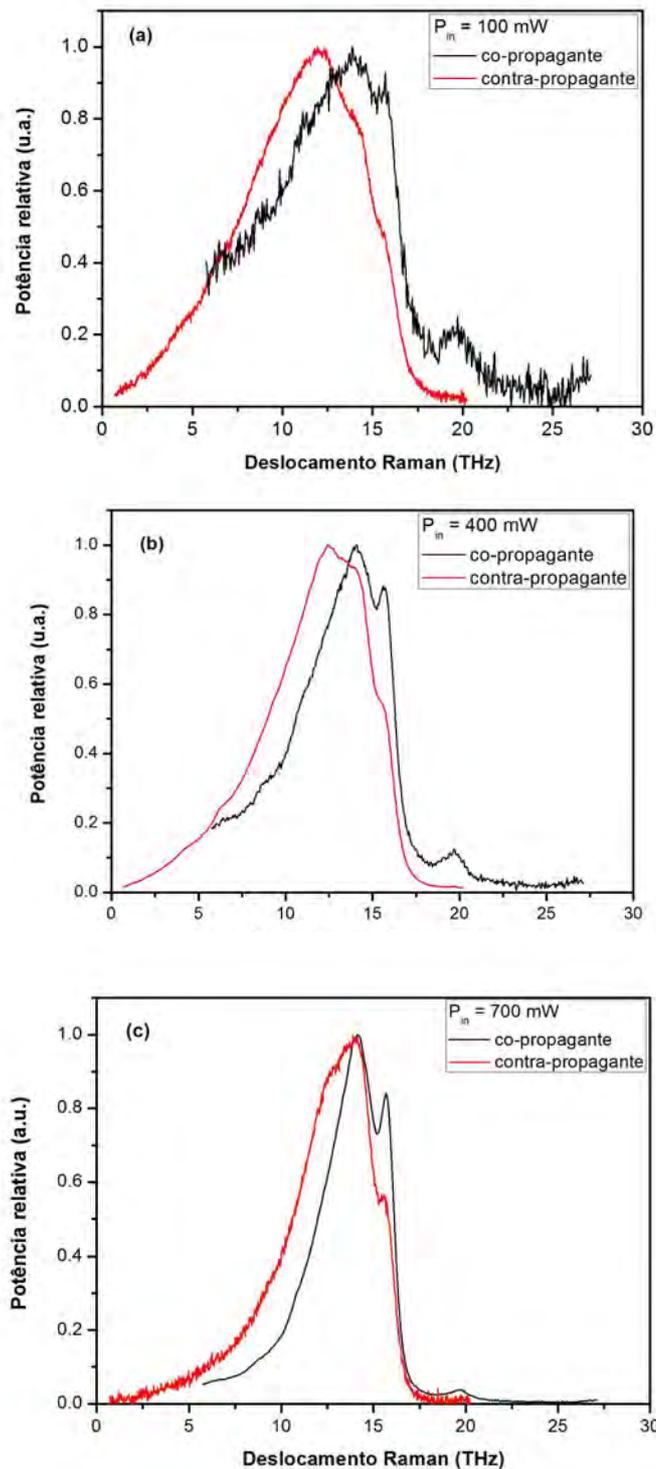


Figura 4.4 – Comparação entre espectros Raman Stokes obtidos nos dois sentidos de propagação da fibra, para três valores de potência de incidência distintas: (a) Regime espontâneo; (b) Transição entre espontâneo e estimulado e (c) Regime estimulado (RIBEIRO et al., 2010a).

Em regime de alta potência, conforme o que foi utilizado para obter os dados da Figura 4.4 (c), ocorre geração de espalhamento Raman em regime estimulado no sentido co-propagante. Uma vez que a potência Raman gerada é significativa, esse feixe passa a contribuir também com o espalhamento Rayleigh nos dois sentidos de propagação, levando ao aumento de intensidade de alguns comprimentos de onda no sentido contra-propagante, como ocorre com os dados em 14 THz e 16 THz, por exemplo. Observa-se, no entanto, uma banda espectral de menor frequência que está presente somente no sentido contra-propagante.

Na Figura 4.5, a FWHM (da sigla em inglês para largura a meia altura) é apresentada em função da potência incidente. Verificou-se que para valores de potência de incidência mais baixos o espectro Raman Stokes apresenta-se bastante largo devido às flutuações do ruído e a estrutura amorfa da Sílica.

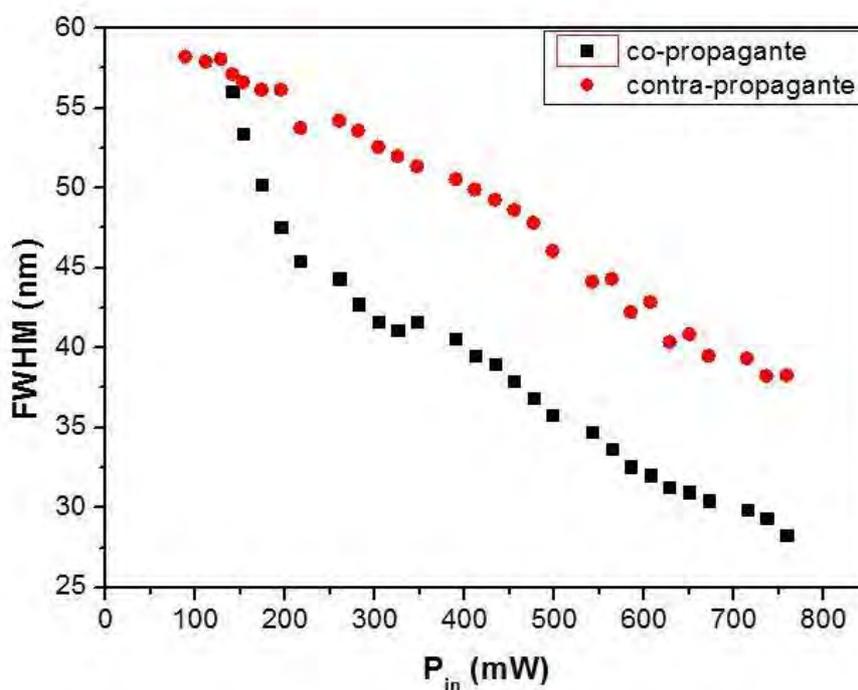


Figura 4.5 – Largura de banda obtida à meia-altura para espalhamento co-propagante e contra-propagante em função da potência aplicada (RIBEIRO et al., 2010a).

A diminuição da FWHM resulta da perda de energia do feixe espalhado de primeira ordem para gerar a segunda ordem; verifica-se nos experimentos que envolvem geração de ER de ordem superior, que o espectro Raman Stokes é significativamente mais estreito devido à alta potência incidente e a geração das ordens subsequentes de espalhamento (ver seção 4.5). Esse fenômeno é potencializado pelo perfeito casamento de fase entre o feixe incidente e a onda Stokes co-propagante, o que não ocorre no sentido oposto. No entanto, o estreitamento observado na curva Raman Stokes contra-propagante se deve ao fato de que o aumento da potência de incidência promove algum tipo de organização no meio que é verificado nos dois sentidos em que as medições foram realizadas, sendo mais pronunciado no sentido co-propagante.

Naturalmente, o comprimento de onda que experimenta uma maior amplificação durante o EREst é aquele correspondente ao ponto de máximo na banda Raman espontâneo, ou seja, o comprimento de onda mais provável para o ER. Logo, sua contribuição para o feixe Raman no sentido contra-propagante via espalhamento Rayleigh será maximizada.

Verifica-se, em sistemas ópticos operando com mais de um sinal ou com um sinal cuja a banda é larga, que à medida em que os níveis de potência incidente variam os comprimentos de onda dessas bandas interagem via propriedades do meio, geralmente descritas pela susceptibilidade. Essa interação é de tal forma que determinadas regiões de comprimento de onda intrabanda (ou entre raias independentes) perdem energia em detrimento de outras, que ganham tal energia na mesma taxa. Esse tipo de comportamento pode ser utilizado para justificar o estreitamento apresentado na Figura 4.5 do espectro Stokes. O comportamento descrito acima é denominado diafonia (do inglês, crosstalk), no presente caso consiste em uma troca de energia entre comprimentos de onda pertencentes à banda Raman, em função do aumento da potência incidente. A diafonia observada nesse experimento é apresentado nas Figuras 4.6 (a) e (b) a partir das quais pode-se verificar como ele ocorre entre 4 comprimentos de onda distintos, para cada um dos sentidos de

guiamento possível na fibra.

Observe que os dados na Figura 4.6 estão apresentados referentes à potência relativa ao ponto de máximo P_λ/P_{max} para cada valor de potência de incidente. Pretende-se com essa abordagem esclarecer com qual proporção as amplitudes se distribuem entre os comprimentos de onda envolvidos e como essa distribuição evolui em função da potência de incidência aplicada, que é justamente o crosstalk.

Quatro comprimentos de onda de interesse foram monitorados, dois deles cujos deslocamentos Raman eram de 14 THz e 15.6 THz, apresentam um aumento de intensidade tendendo a um valor constante em função da potência incidente. O comprimento de onda referente ao deslocamento de 12.8 THz foi escolhido por ser o mais proeminente no sentido contra-propagante em regime de baixa potência, tendo sua energia transferida para o de 13.9 THz à medida que o espectro evolui em potência, conforme Figura 4.6.

Essa análise comparativa é importante pois demonstra que o ER exhibe características específicas dependendo do sentido de propagação, o que muitas vezes não é levado em conta nas pesquisas em fibra óptica, pois espera-se que os espectros sejam simétricos.

Anomalias desse tipo na simetria do ER foram muito estudadas para o caso estimulado do espalhamento em meios sólidos, mas que não constituíam um guia de onda. Em alguns casos, os autores perceberam que o sentido no qual o espalhamento ocorre pode ser relacionada com a orientação do vetor campo elétrico e com a baixa coerência do campo eletromagnético espalhado (SUSHCHINSKII, 1997). No entanto, a extensão do meio e as condições de guiamento do presente caso não encontram um paralelo na literatura.

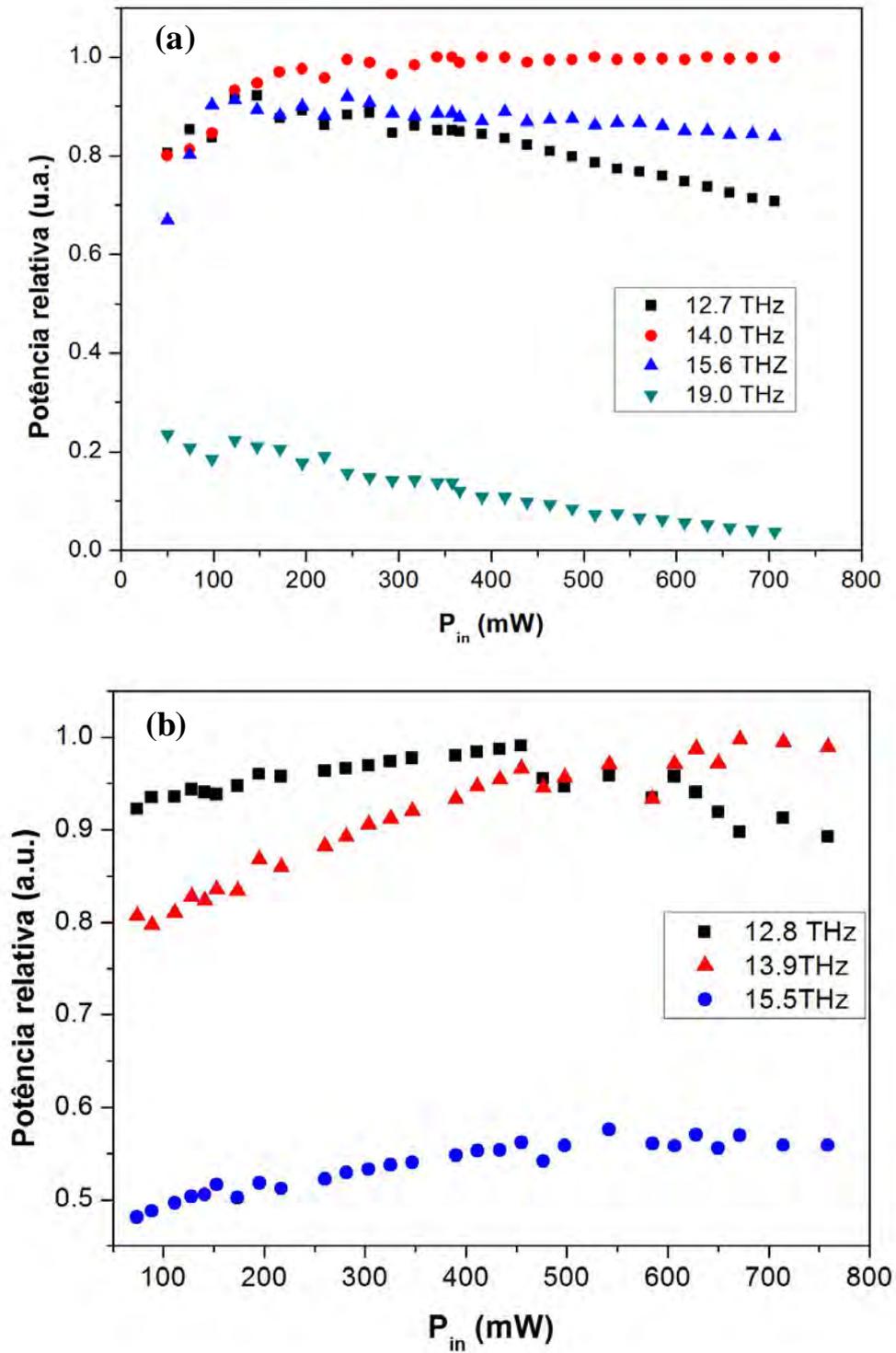


Figura 4.6 – Potência espalhada relativa referente a comprimentos de onda de interesse dentro da banda Raman Stokes em função da potência de bombeamento (a) ER co-propagante, (b) ER contra-propagante.

Foram feitas inúmeras medições do espectro Raman na condição de espalhamento espontâneo contra-propagante para fibras com diversos comprimentos utilizados e verificou-se que os comprimentos de onda envolvidos e o espectro de espalhamento contra-propagante são sempre muito semelhantes entre si.

4.1.2 Espalhamento Raman Espontâneo anti-Stokes

Existem poucos trabalhos na literatura de ER em fibra óptica que se dediquem à investigação do espalhamento Raman espontâneo anti-Stokes (EREsp-AS). A pesquisa bibliográfica referente a esse assunto recai quase sempre nos mesmos autores (BOYD, 2003; SUSHCHINSKII, 2000) e pouco é relatado a respeito de suas particularidades, com exceção do ganho atribuído ao ramo Stokes e depleção ao ramo anti-Stokes, em regime estimulado. Até mesmo registros de espectros Raman anti-Stokes são difíceis de ser encontrados.

De fato, toda a introdução teórica realizada nas seções 3.1 e 3.2 explica o fenômeno de ER como um todo, e não somente o ramo Stokes. Entretanto, existe uma grandeza fundamental na descrição do espalhamento, que é a susceptibilidade elétrica do meio, a qual exhibe uma assimetria na sua magnitude com relação ao comprimento de onda que a gerou – conforme verificado experimentalmente por Newbury (2002) e apresentado por Robert Boyd (2003) e Agrawal (2001) – essa assimetria garante propriedades bastante distintas entre os dois ramos gerados no espalhamento que são explorados nessa seção e na seção 4.4.

Dentre essas propriedades, a mais comentada na literatura de fibra óptica é a diferença de potência existente entre as duas bandas de energia: cerca de 20 a 30 dB. Além disso, diferentemente do que ocorre com a banda Stokes, no caso do ramo anti-Stokes não foi verificada uma variação espectral em função da potência de incidência assim como também não se verificou qualquer tipo de

diafonia entre os comprimentos de onda dessa banda. É interessante notar que as bandas do espectro Raman – medidas no presente trabalho e também por Zhang e colaboradores (2009) – não são perfeitamente simétricas. Isso é causado possivelmente pelo fato de se tratar de um material com pouca organização estrutural e, conseqüentemente, assimétrico.

Apesar de um aparente desinteresse pelo ramo anti-Stokes do espalhamento, pode-se dizer que EREsp-AS está para a pesquisa em sensores a fibra óptica assim como o espalhamento Raman Stokes (EREsp-S) está para a pesquisa de amplificadores, ou seja, é o principal foco de medição.

A medição do espectro anti-Stokes foi realizada também com o arranjo experimental da Figura 4.1 e para os 12 carretéis de fibra óptica disponíveis.

A Figura 4.7 representa um espectro típico de ER em meios amorfos, como é o caso da fibra. O espectro caracteriza-se por conter informações referentes a três efeitos distintos, são eles:

- (a) espalhamento Rayleigh, que consiste no comprimento de onda central do espectro, caracterizado por um banda estreita e de mesmo comprimento de onda do feixe incidente;
- (b) ER, caracterizado por duas regiões espectrais de bandas largas, simétricas com relação ao pico central, deslocadas de cerca de 13 THz do espalhamento Rayleigh que correspondem ao espalhamento Stokes e anti-Stokes e,
- (c) os picos de Bóson (BLANKS, 1997) que são caracterizados por uma banda larga, simétrica como relação ao espalhamento Rayleigh, deslocadas de cerca de 2 THz. Inúmeros trabalhos tem sido realizados nos últimos anos tentando relacionar o comportamento dessa região com algumas propriedades térmicas apresentadas por materiais amorfos na região de baixa energia, no entanto, a fonte dos modos existentes no pico de Bose ainda é um problema em aberto (BLANKS, 1997).

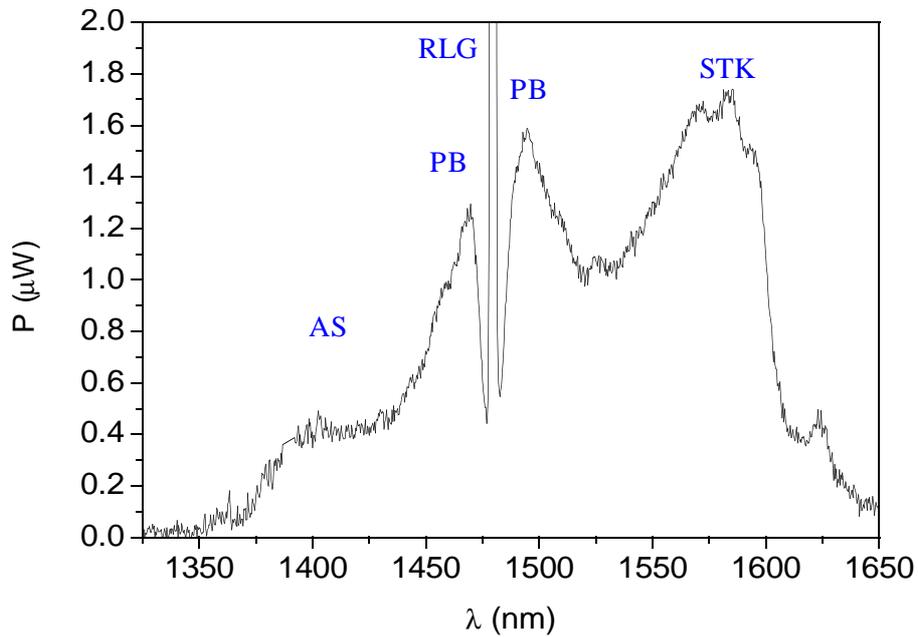


Figura 4.7 – Espectro Raman anti-Stokes e Stokes medido no sentido contra-propagante. AS: espalhamento anti-Stokes; PB: pico de Bóson; RLG: espalhamento Rayleigh; STK: espalhamento Stokes.

Uma vez obtido o espectro Raman anti-Stokes, foi feita uma investigação acerca da variação de sua intensidade com relação ao aumento da temperatura do meio e da potência incidente (discutido na próxima seção). O aparato experimental utilizado para realização dessa medição está esquematizado na Figura 4.8.

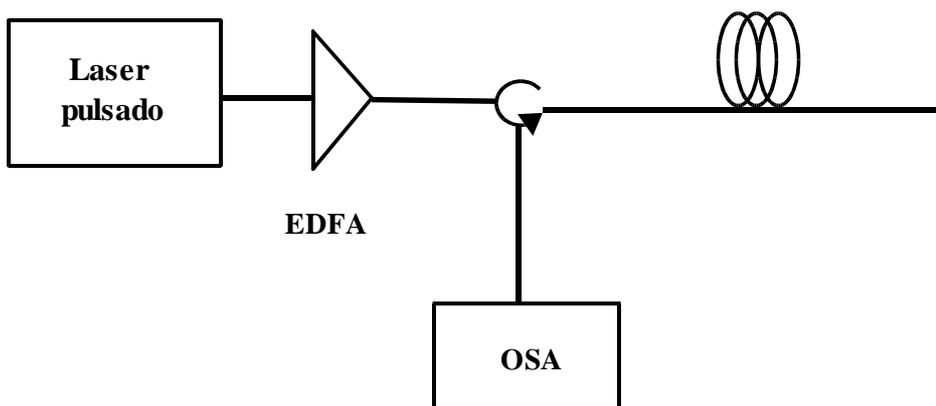


Figura 4.8 – Representação esquemática do aparato experimental utilizado para as medições de espalhamento Raman anti-Stokes (vide texto para detalhes)

O arranjo experimental utilizado (Figura 4.8) consistiu de um laser pulsado emitindo em 1547 nm, com largura de pulso de 200 ns e taxa de repetição de 15 kHz, cuja potência óptica de saída era amplificada por meio de um amplificador a fibra dopada com Érbio até cerca de 100 mW. A potência óptica era incidida em uma fibra padrão monomodo com 4700 m por meio de um circulador óptico. O sinal proveniente do espalhamento Raman contra-propagante foi medido utilizando um analisador de espectro óptico.

O espectro Raman apresentado na Figura 4.9 foi obtido com potência média de 60 mW. Como os valores de potência envolvidos nesse caso são muito maiores por se tratar de laser pulsado, o espectro apresentado na Figura 4.9 é bastante diferente daquele apresentado na Figura 4.7.

A distribuição das moléculas em seus respectivos níveis vibracionais é função da temperatura do meio no qual essas moléculas se encontram (Equação (3.1)). Conforme descrito no capítulo 3, a quantidade de moléculas em cada um dos níveis vibracionais disponíveis obedece a distribuição de Bose-Einstein, de modo que o estado fundamental é sempre o nível mais populado.

Por essa razão, quando se aumenta a temperatura do meio promovem-se transições do estado fundamental para o primeiro estado excitado, através da cessão de energia térmica. Dessa forma, os níveis de energia com um número menor de moléculas vão sendo populados e a intensidade de espalhamento medida é função da temperatura. Portanto, a medição da intensidade da banda anti-Stokes em função do aumento de temperatura constitui-se um mecanismo sensor muito interessante, pois torna o meio todo capaz de mensurar a temperatura através de toda a sua extensão, de forma inequívoca, levando-se em conta que o ER é um efeito localizado.

Não somente a intensidade para os comprimentos de onda do pico de Bóson sofrem algum tipo de influência térmica, mas toda a banda anti-Stokes, como pode ser visto na Figura 4.9. A região destacada chama a atenção para variação monotônica da intensidade anti-Stokes à medida que a temperatura

do meio aumenta.

Na transição de moléculas que passam do estado fundamental de vibração para o primeiro estado excitado é evidente que se satisfaz a conservação do número total de moléculas, entretanto, o aumento de intensidade observado experimentalmente na banda anti-Stokes não tem um correspondente decréscimo na banda Stokes. Isso se deve ao fato de a maior parte das moléculas encontrarem-se no estado fundamental, mesmo quando a temperatura é elevada de cerca de 70°C, conforme se observa na Figura 4.9. Portanto, o número de moléculas que são levadas a um nível superior de energia devido ao aquecimento não provoca uma diminuição significativa na intensidade do espalhamento Stokes segundo as condições de medição aplicadas nesses experimentos, diferentemente do que se observa no caso do ramo anti-Stokes.

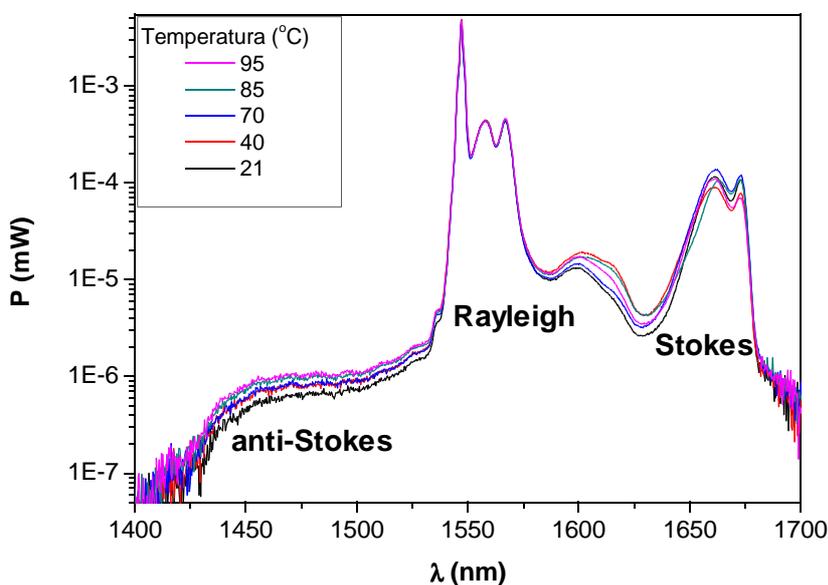


Figura 4.9 – Espectro Raman, medido no sentido contra-propagante, em função da temperatura do meio.

4.2 Medida da potência Raman espalhada

Nesta seção trataremos da análise da seção de choque do espalhamento a partir das medições de potência espalhada em função da potência incidente e do comprimento do meio, para as duas direções de propagação existentes na fibra óptica.

4.2.1 Potência espalhada por espalhamento Raman espontâneo e estimulado

O primeiro aparato experimental utilizado para medição de potência Raman espalhada consistiu de um sistema de bombeamento composto por dois lasers de diodo de até 300 mW cada. Devido às perdas envolvidas no acoplamento das fibras a potência máxima obtida na saída foi de 290 mW. A saída dos lasers foi acoplada ao multiplexador de sinal óptico, fornecendo um feixe composto de dois comprimentos de onda: 1480 nm e 1500 nm. A esse laser foi conectado um carretel de fibra óptica com 50 km de extensão.

O sistema se mostrou instável em baixas potências dificultando as medições nessa região, no entanto, esse problema não ocorreu quando a potência do laser foi aumentada acima de 50 mW.

A potência Stokes espalhada (Figura 4.10) foi calculada a partir da área sob os espectros, os quais foram obtidos com um analisador de espectro óptico da marca Anritsu, cuja resolução máxima era de 0,07 nm. As medições, no entanto, foram realizadas com resolução de 1 nm.

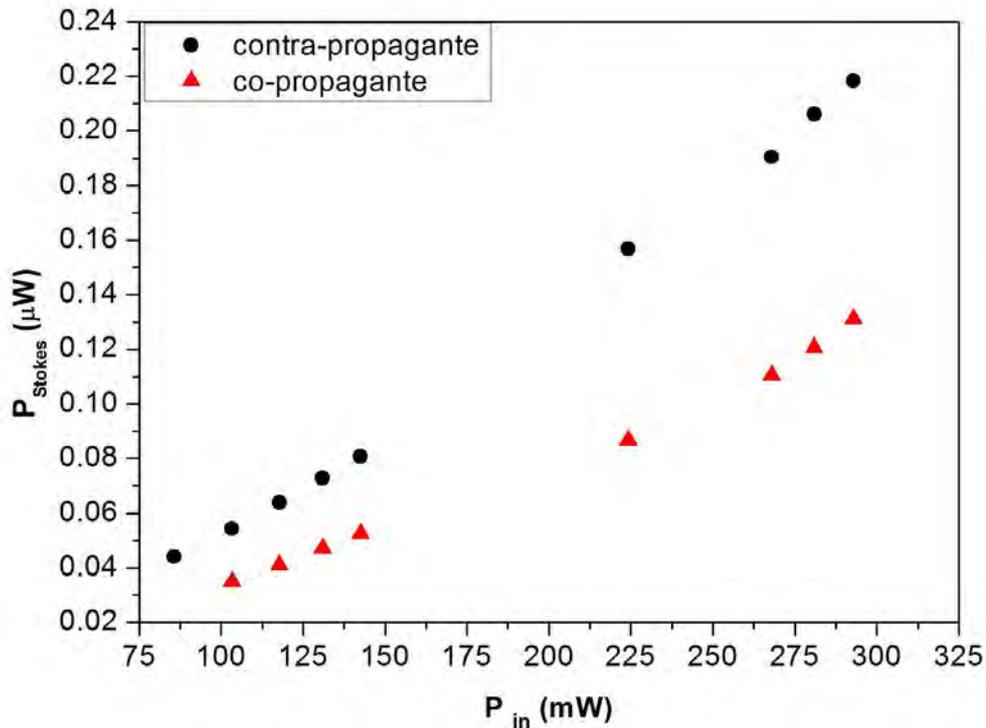


Figura 4.10 – Potência Raman espalhada (P_{Stokes}) em função da potência incidente do laser. Para o sistema co-propagante (P_{forward}) e contra-propagante (P_{back}). A potência Raman foi obtida através da integral sob a curva espectral.

A partir dessa série de medições, observou-se que a potência de incidência mínima necessária para que se possa medir EREsp para os diversos carretéis de fibra disponíveis era cerca de 10 a 20 mW de potência de bombeamento.

Foi verificado também que o EREsp no sentido contrário ao da propagação do laser de bombeamento é sempre mais intenso, para qualquer valor de potência aplicada à fibra. Embora a fração de captura definida na Equação (4.2) demonstre que apenas uma pequena parte do feixe retro-espalhado seja guiado, a experiência mostra que mesmo assim o ER medido no sentido contra-propagante é sempre mais intenso. Isso ocorre porque além de a intensidade do ER ser função da potência incidente no meio, ela também é função do comprimento do meio, ou seja, é necessário considerar as perdas envolvidas e o número de eventos que ocorrem. Assim, as medições realizadas no retorno são beneficiadas por serem obtidas mais próximas a uma região em que o feixe incidente tem maior potência e o feixe espalhado sofre menor

perda, uma vez que percorre um caminho de fibra menor até atingir o fotodetector.

Com base na Figura 4.10 verifica-se experimentalmente que as medições foram realizadas na escala de potências de bombeamento que compreende o EREsp, pois conforme pode ser visto na curva correspondente ao espalhamento co-propagante, não é observada nenhuma variação abrupta da potência espalhada.

O aumento da potência espalhada devido a EREst ocorre para valores de potência incidente mais elevados, e foi obtido utilizando o sistema operando com laser que emitia até 1 W em 1480 nm, conforme representado na Figura 4.11. Por meio dessa figura é possível identificar o valor da potência de bombeamento a partir da qual o ER torna-se estimulado: 500mW. Na medição de potência espalhada não fica evidente a existência de um comprimento de fibra necessário para início do efeito. Isso aparece de modo mais claro nas medições da dinâmica espacial do espalhamento, conforme será discutido posteriormente (seção 4.4).

No caso da intensidade do espalhamento devido ao EREst, o comprimento do meio é importante no sentido que quanto mais extenso o meio, maior o número de moléculas disponíveis para interação e, portanto, maior a intensidade espalhada; por outro lado, o feixe sofre perda de energia devido à perda óptica que também é função do extensão do meio.

O coeficiente de ER pode ser estimado a partir do coeficiente de ganho, que é da ordem de 10^{-7} m W^{-1} (AUYEUNG e YARIV, 1978) enquanto o coeficiente de perda óptica é da ordem de 10^{-5} m^{-1} . A magnitude dos coeficientes determina qual efeito será predominante. Desse modo, esses dois efeitos se combinam tal que a intensidade emitida por EREsp total aumenta em função da extensão do meio devido ao número de interações e decresce também em função do comprimento do meio devido à perda óptica.

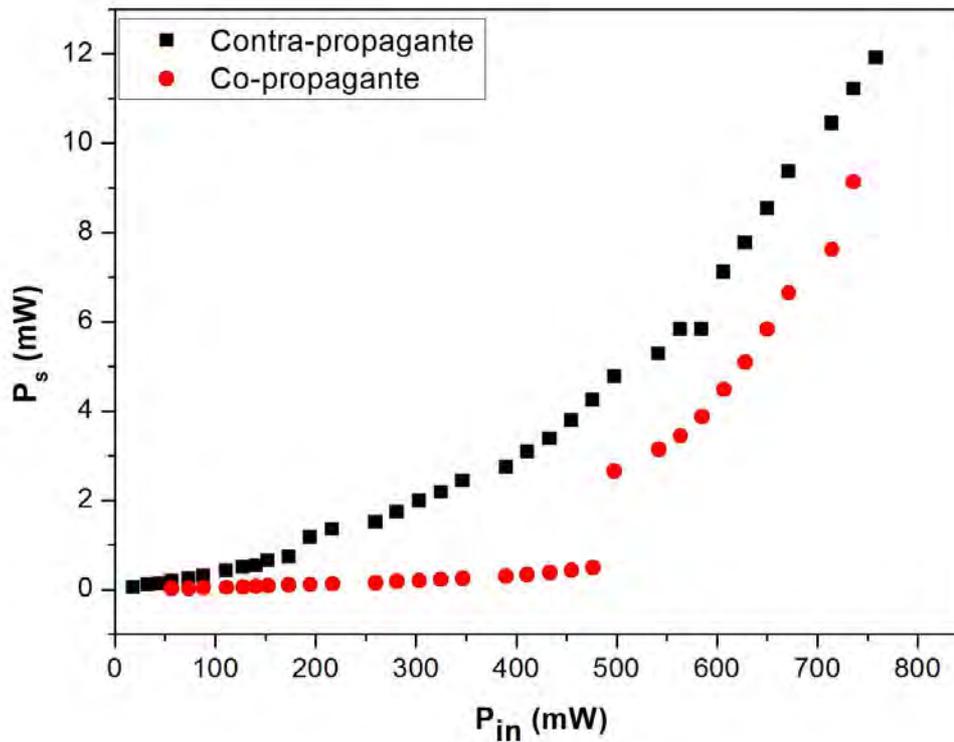


Figura 4.11 – Medida da potência emitida por espalhamento Raman Stokes em função da potência incidente. Dados obtidos para espalhamento Raman co-propagante e contra-propagante. $L = 50$ km.

4.2.2 Potência Raman em função do comprimento de fibra

As medições apresentadas na Figura 4.11 foram realizadas com o objetivo de determinar a dependência da intensidade Stokes com a potência de incidente. Para isso, esse parâmetro foi variado mantendo-se comprimento de fibra fixo. Em uma segunda abordagem, manteve-se a potência incidente fixa e variou-se o comprimento de fibra utilizada (Figura 4.12).

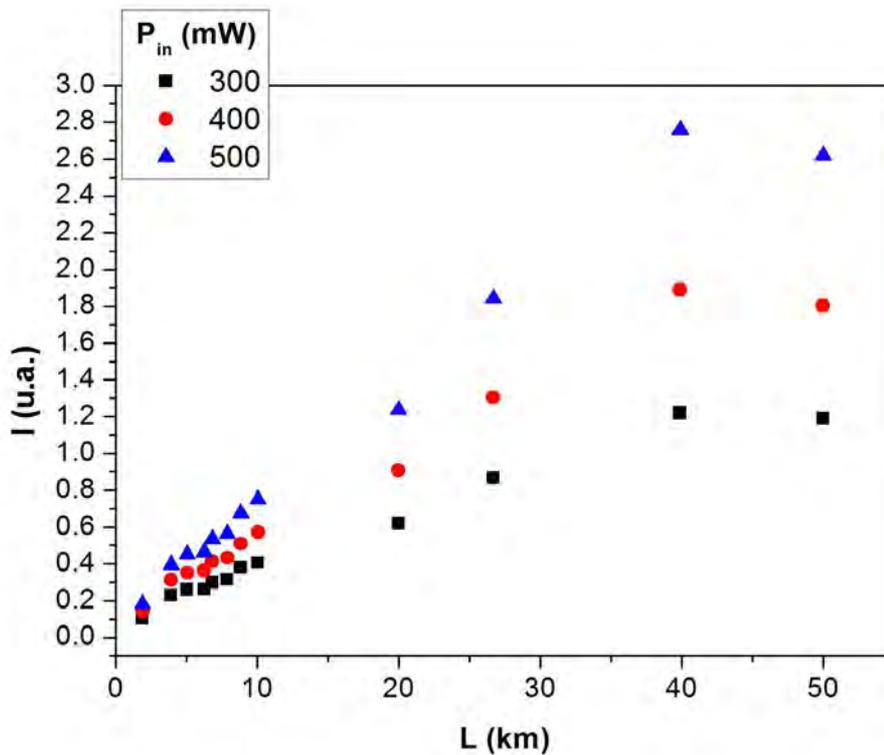


Figura 4.12: Medida da potência Raman Stokes espalhada medida no sentido contra-propagante em função do comprimento de fibra utilizada, para três valores fixos de potência de bombeamento.

Os dados apresentados na Figura 4.12 demonstram que apesar das perdas em cada um dos carretéis serem diferentes, é possível correlacioná-los. Assim, observa-se que a intensidade espalhada medida no sentido contra-propagante aumenta até um determinado comprimento de fibra em virtude do aumento de centros espalhadores, no entanto, ela começa a diminuir quando o valor da perda óptica relacionada passa a ser significativo, isso ocorre para comprimentos maiores uma vez que mediu-se a potência integrada ao longo da fibra.

4.2.3 Medida da potência anti-Stokes espalhada

A medição da potência Raman anti-Stokes foi realizada de modo análogo ao apresentado na seção 4.2.1. Utilizando-se do mesmo aparato experimental apresentado na Figura 4.1, verificou-se que o efeito passa a ser mensurável para potências incidente de cerca de 40 mW

Foi feita uma análise de potência anti-Stokes espalhada em função da potência incidente, a partir da área sobre a curva espectral obtida com o analisador de espectro óptico. Para realização dessas medições, utilizou-se os carretéis de 40 km e 26 km medindo a potência espalhada no sentido contra-propagante através da área sob a curva espectral (Figura 4.13).

Conforme se verifica na Figura 4.13 o EREsp-AS aumenta em pequena taxa em função da potência incidente. O EREsp-AS não sofre amplificação como é o caso do espalhamento Stokes. Medições realizadas referentes à dinâmica do espalhamento em função do comprimento de fibra demonstram o comportamento de perda, à medida que o espalhamento passa a ser estimulado (ver seção 4.4). No entanto, essa perda não é evidenciada a partir da medição da potência integrada ao longo de toda a fibra, conforme apresentado na Figura 4.13.

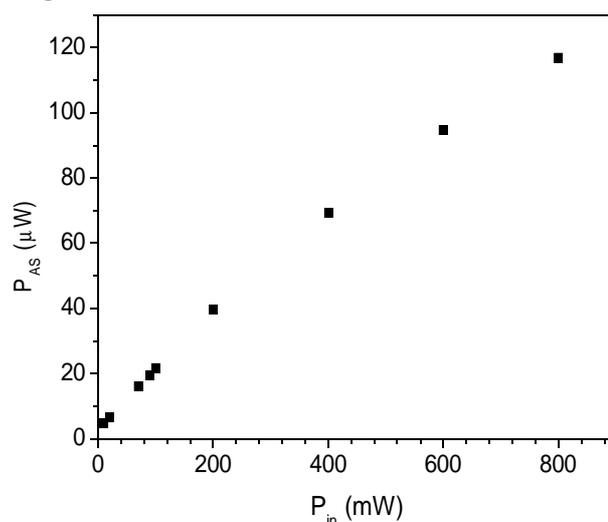


Figura 4.13 – Potência anti-Stokes espalhada, medida no sentido contra-propagante em função da potência de incidente.

4.3 Medidas experimentais da amplificação Raman Stokes

O fenômeno de amplificação Raman consiste em gerar de modo “artificial” o espalhamento estimulado. Para isso são utilizados dois lasers que podem se propagar em sentidos opostos, ou no mesmo sentido no interior da fibra.

Para que o ganho seja obtido é necessário que os lasers utilizados tenham comprimentos de onda específicos, da seguinte forma: o laser de bombeamento deverá gerar ER em regime de baixa potência a fim de que o feixe de bombeamento não seja depletado e o sistema todo prejudicado. O comprimento de onda do laser semente, que sofrerá a amplificação, deve ser tal que coincida com um daqueles pertencentes à banda Raman Stokes gerada. O meio, uma vez sujeito ao espalhamento, age no sentido de intermediar a interação entre os fótons Stokes gerados pelo feixe de bombeamento e aqueles provenientes do laser semente, promovendo um aumento exponencial de intensidade no comprimento de onda correspondente ao do laser semente. Assim, é possível simular a mesma situação que se tem quando se opera com um único laser de alta potência.

O aparato experimental desenvolvido para essa medição, figura 4.14, consistiu de uma fonte laser de emissão contínua, cujo comprimento de onda do feixe é de 1480 nm, com largura de linha com cerca de 1 nm e potência de saída variando de 0,1 W até 2 W. O feixe laser era incidido no meio através de conectores ópticos apropriados. O meio consistia em um carretel de fibra óptica de 50 km de comprimento. Utilizando um multiplexador de 1480 nm, foi possível injetar diversos comprimentos de onda no sentido co-propagante à fonte de bombeamento, como também no sentido contra-propagante. Ao todo, cinco comprimentos de onda foram utilizados, que corresponde ao deslocamento Raman, apresentado entre parênteses, com relação ao feixe de bombeamento: 1530 nm (7 THz), 1550 nm (10 THz), 1570 nm (12 THz), 1590 nm (15 THz) e 1610 nm (18 THz). Os espectros referentes à medição dos feixes contra-propagantes foram obtidos utilizando um OSA na porta 3 e os

para as medições no sentido co-propagante, o OSA era utilizado na posição 4 do enlace.

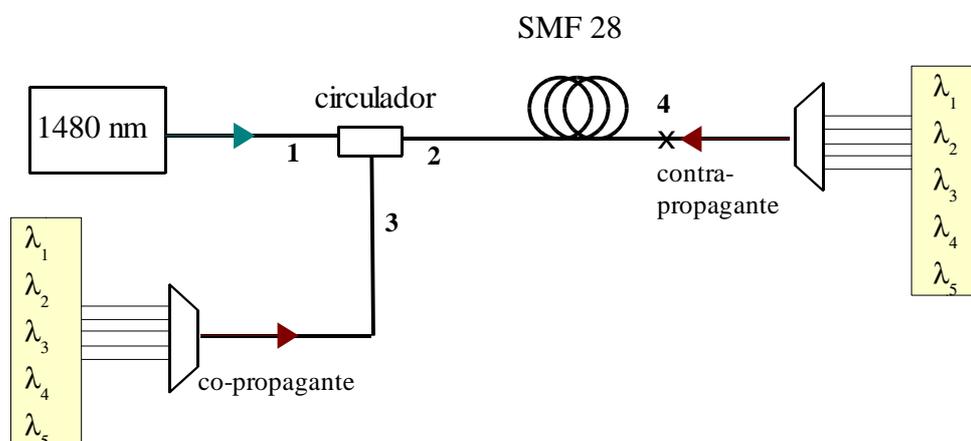


Figura 4.14 – Aparato experimental utilizado nos experimentos para medição do ganho Raman (vide texto para maior explicação dos componentes utilizados).

A partir da Figura 4.15, infere-se que a amplificação é simétrica com relação ao plano de incidência da onda, o que está de acordo com a literatura, embora o espectro Raman espontâneo não o seja. De fato, a amplificação Raman é um fenômeno muito mais intenso do que o EREsp, assim sendo em um regime em que o EREst é estabelecido, ainda que seja de forma artificial, a amplificação ocorre em toda a banda disponível. O comprimento de onda em 1610 nm é uma exceção, pois a maior amplificação ocorre quando as duas fontes estão no mesmo sentido de propagação. Novamente verificamos que este resultado está em concordância com os espectros das Figuras de 4.4 (a) – (c), de acordo com as quais não é possível medir o pico referente ao comprimento de onda em 1610 nm no sentido contra-propagante. No entanto, a pequena amplificação mostrada na Figura 4.5 (d) leva a crer que esse modo vibracional pode ser excitado, porém com baixa intensidade.

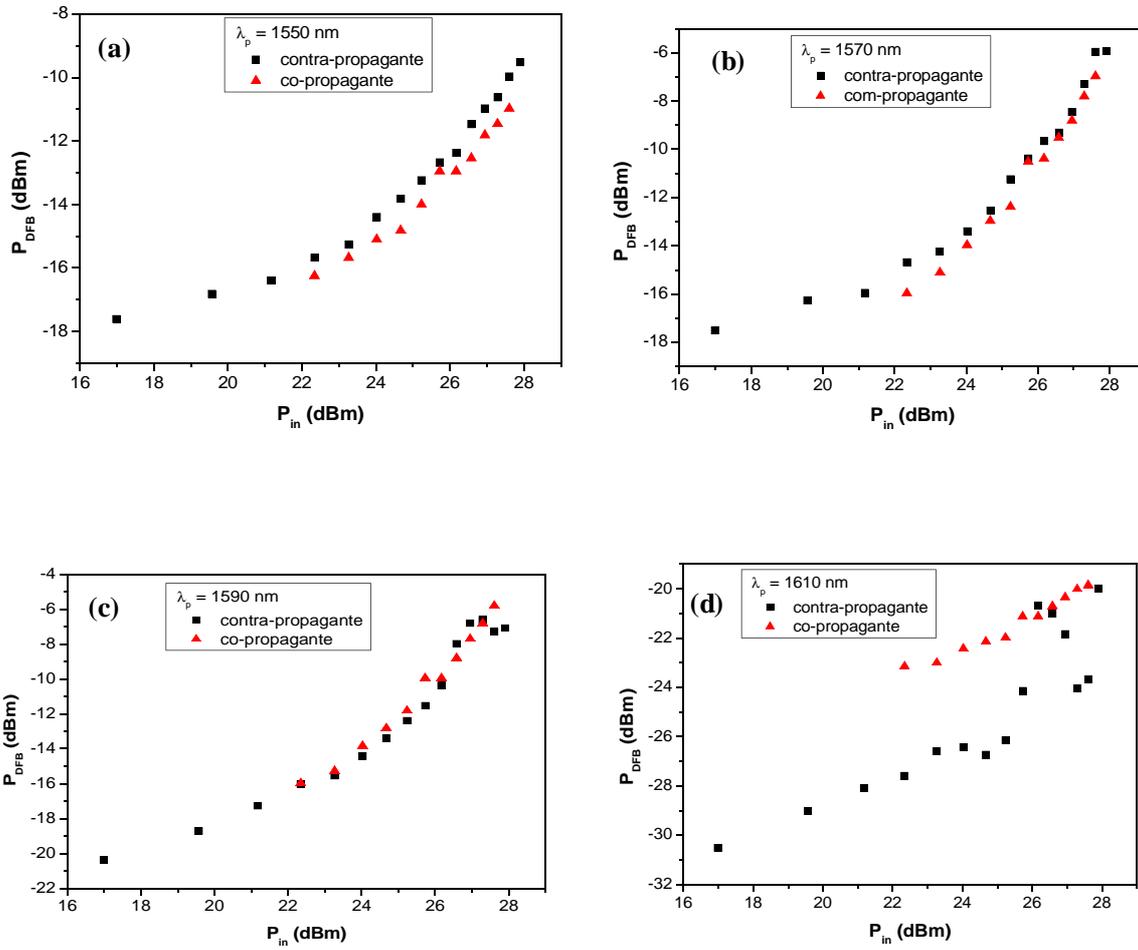


Figura 4.15: Amplificação do comprimento de onda de (a) 1550 nm, (b) 1570 nm, (c) 1590 nm e (d) 1610 nm em meio Raman.

4.4 Medição da dinâmica Raman em função do comprimento de fibra

A medição da dinâmica do ER em função da posição onde esse ocorreu consiste em uma das caracterizações mais importantes do efeito, pois através dela é possível observar como a intensidade (potência) espalhada evolui à medida em que percorre o meio, no caso, a fibra óptica.

Essa medição consiste em implementar um sistema de reflectometria óptica no domínio do tempo dedicado às medições de intensidade do ER, conforme apresentado na Figura 4.16.

O aparato apresentado na Figura 4.16 consiste de um laser DFB passível de modulação direta, com comprimento de onda centrado em 1547 nm. Esse laser, denominado laser de bombeamento é de baixa potência, 1 mW medido quando operado em regime CW, e por isso tem sua potência aumentada através do uso de um amplificador óptico do tipo EDFA. A potência média emitida pelo conjunto laser de bombeamento e amplificador óptico é de, no máximo, 300 mW.

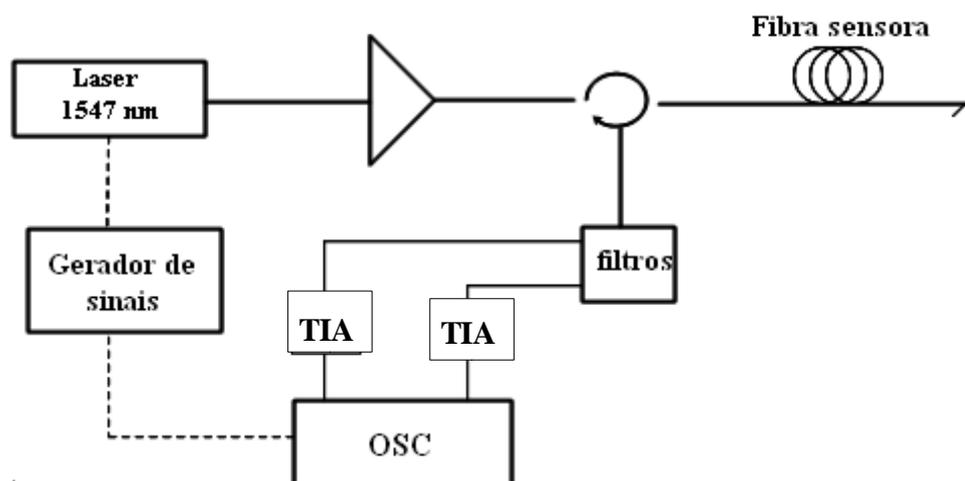


Figura 4.16: Aparato experimental para medição da curva Raman-OTDR. Para detalhes do aparato vide explicação no texto.

O feixe gerado na saída do amplificador a fibra dopada com Érbio é acoplado na fibra teste através de um circulador óptico, o qual desempenha também a função de isolador, a fim de proteger o sistema laser. O ER proveniente da fibra teste é medido no sentido contra propagante a partir da porta 3 do circulador óptico; no entanto, além das componentes provenientes do ER, é detectada a componente do espalhamento Rayleigh. Devido a alta potência proveniente do espalhamento Rayleigh, são necessários filtros ópticos com razão de extinção de, no mínimo, 35 dB. Os filtros ópticos, além de eliminar a componente Rayleigh, são utilizados também com a finalidade de separar a banda Stokes da banda anti-Stokes. Neste experimento foram utilizados dois conjuntos de filtros, com perdas de inserção de 2 dB cada. O primeiro filtro empregado separa as bandas do ER e o segundo elimina o espalhamento Rayleigh ainda existente em uma das bandas. A curva de transmissão dos filtros utilizados é apresentada nas Figuras 5.8 e 5.9. Feito isso, os feixes foram detectados por um fotodetector associado a um amplificador transimpedância com resposta em frequência e amplificação adequadas para cada banda de interesse. O sinal é finalmente convertido de analógico para digital através de um osciloscópio sintonizado na mesma taxa de emissão dos pulsos laser.

Os resultados referentes à dinâmica do ER em função do comprimento do meio são apresentados mediante a obtenção de dados experimentais obtidos a partir do arranjo esquemático da Figura 4.16.

Foi desenvolvido um sistema de aquisição independente para as duas bandas do espalhamento pudessem ser medidas simultaneamente. Os dados referentes às formas de onda da banda Stokes e anti-Stokes, para a mesma potência de incidente, estão apresentados na Figura 4.17 e 4.18.

As formas de onda obtidas foram tratadas por um programa em Labview™ que fez a aquisição dos dados e permitiu realizar a média temporal a fim de se melhorar a razão sinal-ruído para a forma de onda recebida.

Enquanto o espalhamento gerado está no nível de potência referente ao caso espontâneo, observa-se apenas a curva de atenuação exponencial referente à perda por absorção tradicionalmente medida em sistemas OTDR, conforme pode ser observado na curva anti-Stokes na Figura 4.17 referente à potência de 50 mW e nas demais curvas para os primeiros quilômetros da fibra. Isso ocorre porque o espalhamento espontâneo, tanto Stokes quanto anti-Stokes, uma vez gerado é atenuado a medida em que se propaga pelo meio.

Entretanto, quando os níveis de potência de bombeamento são muito elevados ou a extensão do meio é tal que supera o comprimento efetivo, observa-se um comportamento de ganho para o ER Stokes e de perda para a banda anti-Stokes, conforme pode ser observado nos últimos quilômetros de fibra apresentados na Figura 4.17 e, de modo mais enfático, na Figura 4.18.

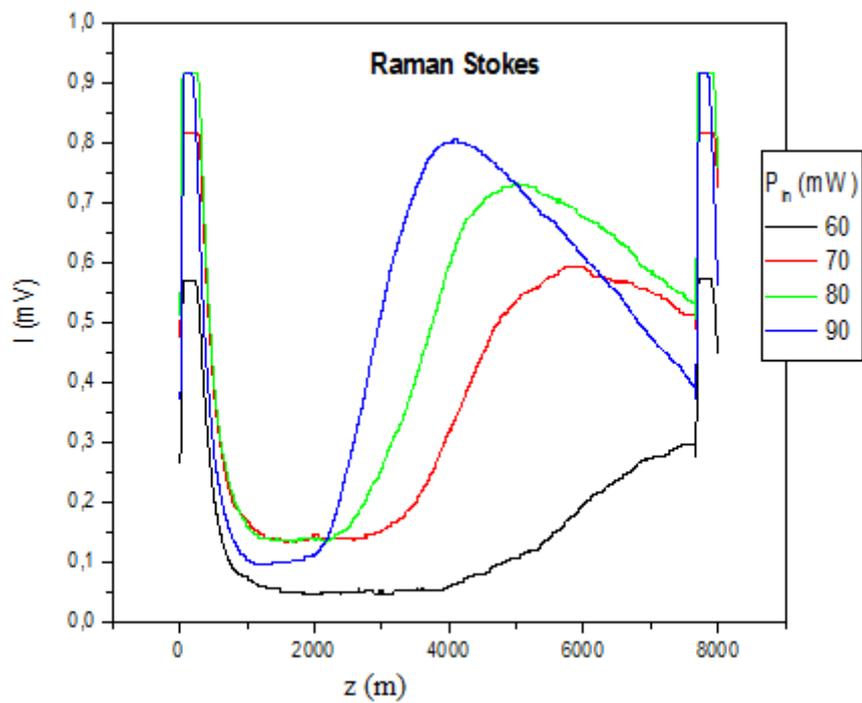
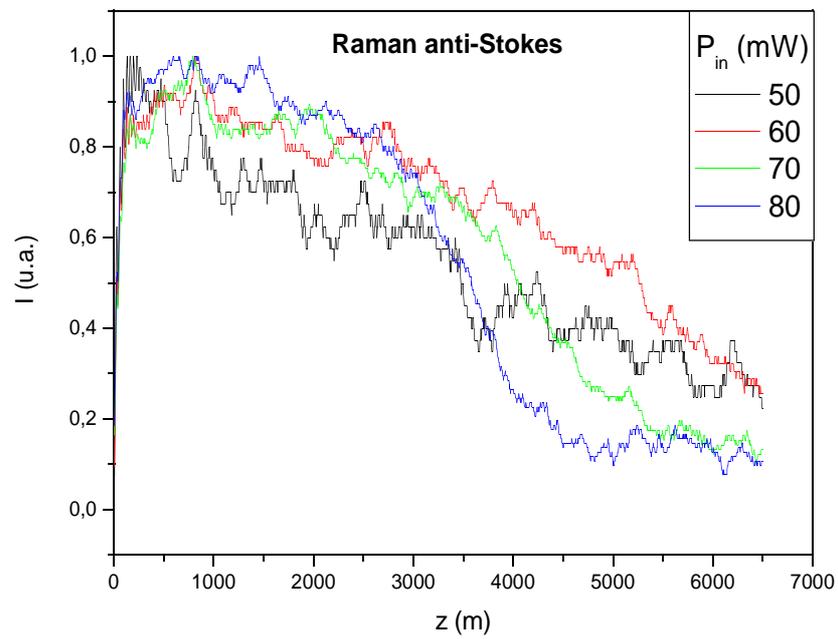


Figura 4.17: Forma de onda Raman Stokes e anti-Stokes para potência média de incidência mais baixa, até 90 mW.

Conforme previsto pelas Equações (3.17) e (3.18) obtidas para meios contínuos, discutido no capítulo 3, verificou-se experimentalmente que o ER apresenta um comportamento de ganho no caso da banda Stokes e, por outro lado, de perda na banda anti-Stokes. Esse comportamento é devido a natureza assimétrica da susceptibilidade elétrica de terceira ordem, conforme discutido no Capítulo 3 (Figura 3.6). O comportamento verificado leva a seguinte consequência: em um sistema de sensoriamento baseado em espalhamento Raman anti-Stokes, a utilização de potência de bombeamento elevada leva a uma depleção do sinal de interesse, o que é contra-intuitivo ao raciocínio que se tem quando se busca desenvolver um amplificador Raman, ou seja, no presente caso o aumento da potência do laser incidente não é adequado para melhorar a razão sinal-ruído do feixe anti-Stokes. As formas de onda obtidas experimentalmente são um resultado bastante relevante pois embora já fosse conhecida teoricamente, não se tem muitos registros sistemáticos de resultados experimentais.

A partir da Figura 4.18, é possível associar um comprimento de fibra crítico z^* onde a perda óptica passa a prevalecer perante o comportamento devido ao espalhamento Raman estimulado. Isso ocorre pois a intensidade do feixe de bombeamento sofre uma alta perda devido a dois fatores: o espalhamento que é fortemente estimulado (ver por exemplo Figura 4.18 Raman Stokes, entre 2000 m e 4000m) e a perda óptica usual do guia de onda. Devido a essas duas fontes de depleção do feixe de bombeamento perde força, de modo que em poucos quilômetros de meio percorrido a potência atinge níveis de geração de EREsp. Logo, a banda Stokes passa a apresentar o comportamento usual de perda óptica e os níveis de potência anti-Stokes não são mais mensuráveis pelas condições experimentais empregadas.

O ponto z^* crítico das curvas Raman Stokes e anti-Stokes é coincidente, como evidenciado na Figura 4.19. Isso se deve à natureza da susceptibilidade elétrica da banda Stokes ser o complexo conjugado da banda anti-Stokes, ou seja, mesmo módulo porém com sinais opostos.

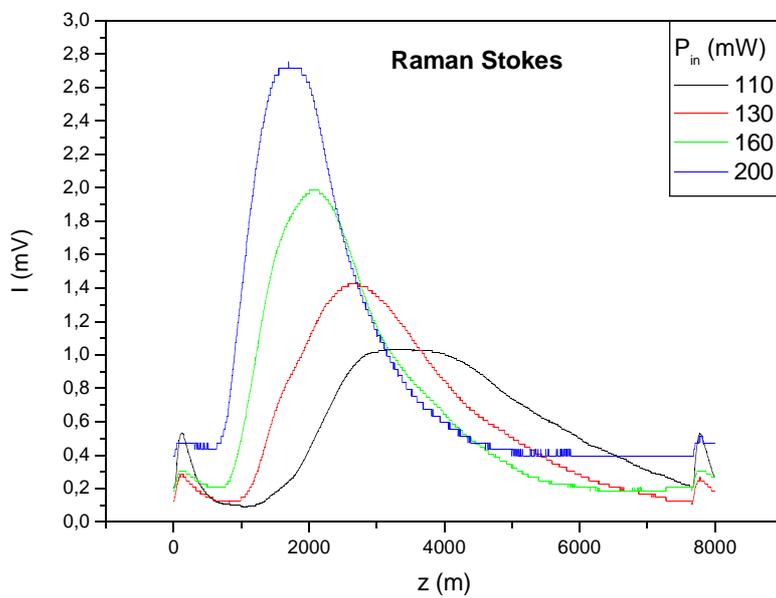
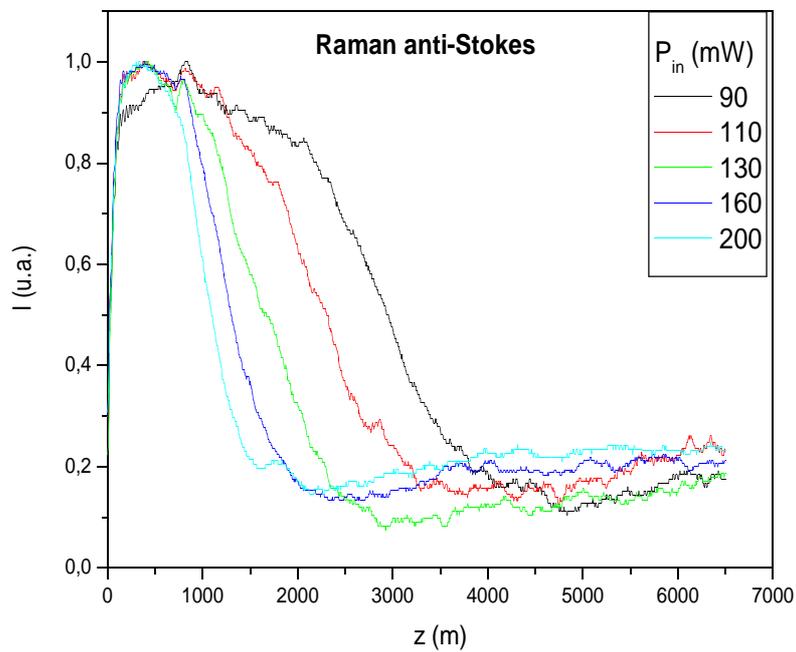


Figura 4.18: Forma de onda Raman Stokes e anti-Stokes para potência média de incidência elevada, até 200 mW.

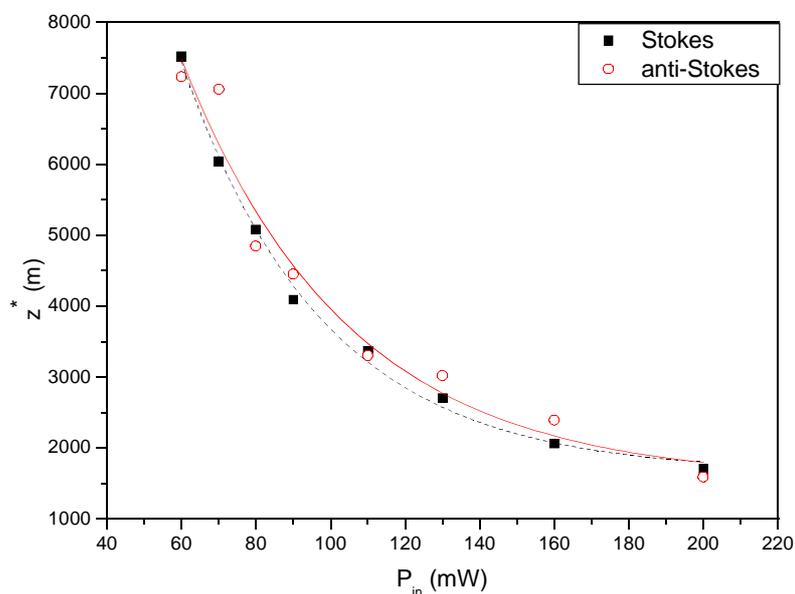


Figura 4.19 – Ponto de máximo e mínimo das curvas Raman apresentada na Figura 4.17 e 4.18 respectivamente, em função da potência de incidência.

Os resultados apresentados nessa seção têm implicações diretas na implementação de sensores distribuídos baseados em efeito Raman, pois este comportamento define o limite máximo de potência passível de trabalho, a partir da qual a curva de interesse é fortemente depletada, conforme Figura 4.18.

4.5 Espalhamento Raman Estimulado de ordem superior

O ER pode ser favorecido a ponto de ocorrer em cascata, mesmo em fibras convencionais, desde que sejam proporcionadas condições adequadas.

Para tanto, foi utilizado um aparato experimental constituído de um laser Nd:YAG, com frequência dobrada emitindo em 532 nm, em regime *Q-switching* com largura temporal de 7 ns e taxa de repetição de 10 Hz. A energia por pulso

podia atingir até 60 mJ, no entanto foi utilizado no máximo, 10 mJ. Considerando o tempo de duração do pulso e a energia por pulso chegamos que a potência de pico de cada disparo do feixe era da ordem de MW.

O acoplamento à fibra, da potência óptica emitida pelo laser, foi realizado por meio de uma lente (L1) com distância focal de 30 mm. Devido ao fato de o laser ND:YAG emitir um feixe com diâmetro adequado (cerca de 3 mm), de baixa divergência, e boa qualidade (i.e. $M^2 \sim 1$), foi possível acoplar 30% da potência óptica à fibra óptica padrão, com núcleo de 8 μm de diâmetro e comprimento de 400 m. Uma representação esquemática do arranjo utilizado neste experimento está apresentado na Figura 4.20.

Os espectros foram obtidos utilizando um monocromador que contava com uma grade de difração de 2000 linhas, cuja precisão atingia 5 nm. A extensão da fibra utilizada (400m) aliada à potência de bombeio acoplada possibilitou obter pelo menos 8 ordens do espalhamento em cada passagem do pulso pelo meio (Figura 4.22).

Devido à taxa de repetição de emissão do laser ser de 10 Hz e o enlace contar com apenas 400 m de comprimento, esse sistema se configura como sendo de única passagem, ou seja, existe apenas um pulso de luz por vez percorrendo a extensão da fibra. Desse modo, toda energia espalhada ocorre devido a interação de um único pulso de laser, com largura de 7 ns. Os resultados dessa interação, entre um único pulso de luz de alta potência confinada e o meio, são apresentados nas Figura 4.21, Figura 4.22 (a) e (b), Figura 4.23 (a) e (b).

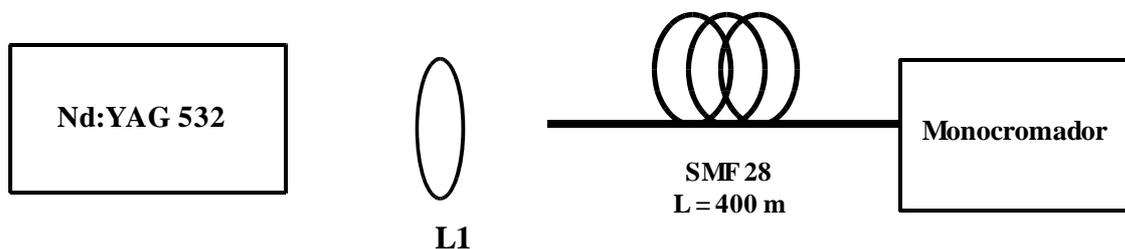


Figura 4.20: Representação esquemática do arranjo experimental utilizado nos experimentos para caracterização de ERC.

As tomadas de dados foram obtidas variando-se a potência acoplada na fibra. Essa variação de potência era realizada através do ajuste da posição da fibra com relação ao feixe incidente. Dessa forma, era possível verificar em qual modo guiado a luz se acoplava mais fortemente.

Esse ajuste permitiu que fosse observado a geração das ordens de espalhamento Stokes desde a primeira até a oitava, bem como observar o modo acoplado em cada caso. A sequência de espectros apresentados nas Figura 4.21, Figura 4.22 (a) e (b), Figura 4.23 (a) e (b) mostram a formação das primeiras 4 ordens – Figuras 4.21 e Figura 4.22 (a) e (b) – do espalhamento em cascata. Aumentando o nível de potência óptica acoplada por meio de ajuste da posição de acoplamento, observou-se um espectro mais complexo, Figura 4.23 (a) e (b), que apresentava além das ordens superiores, algumas sobreposições e uma banda mais larga devido a fluorescência.

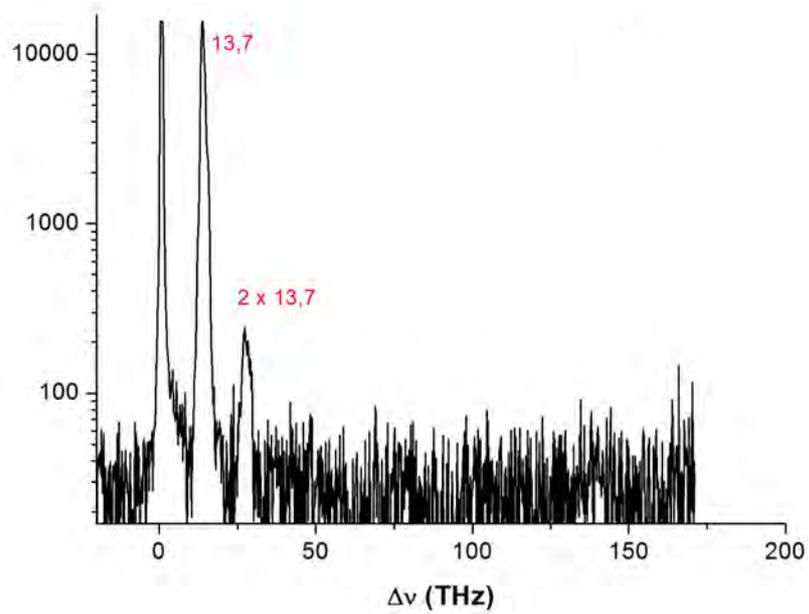


Figura 4.21 – Espectro referente ao ERC, com a primeira e segunda ordem do espalhamento Raman Stokes. Os foram obtidos para o menor valor de potência acoplada e são apresentados em função do deslocamento Raman em frequência.

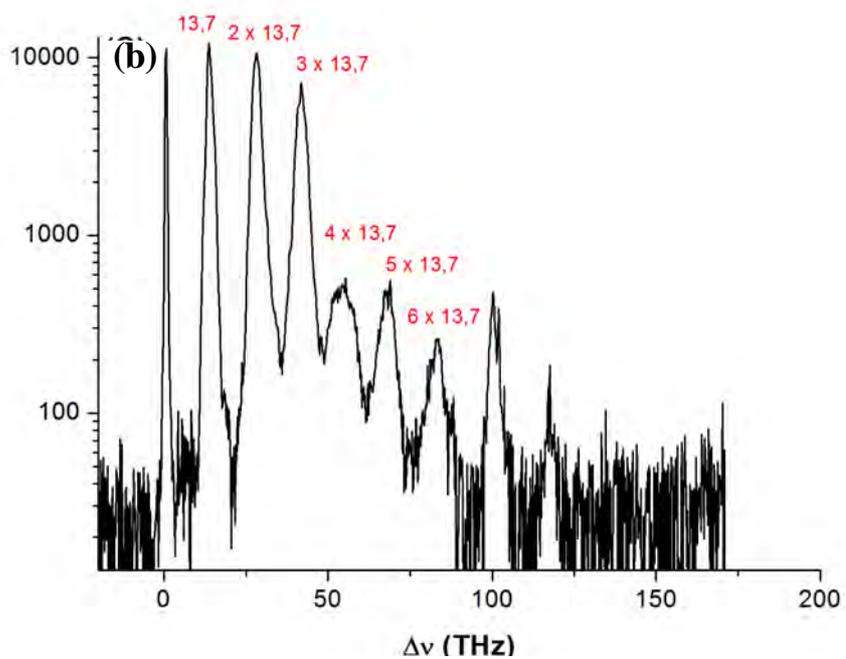
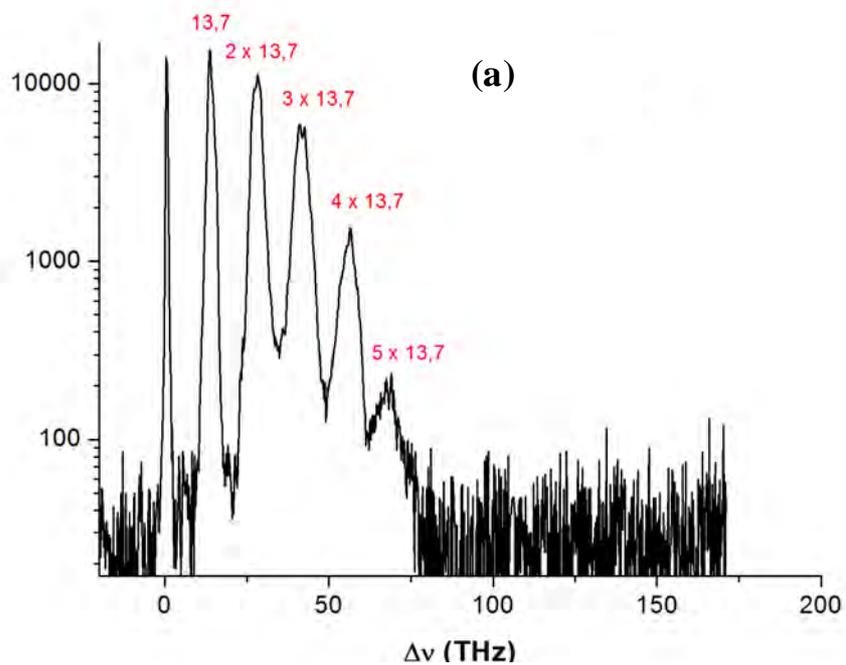


Figura 4.22 – (a) ERC com até cinco ordens do espalhamento e (b) ERC com 6 ordens do espalhamento além de picos proveniente de mistura de ondas

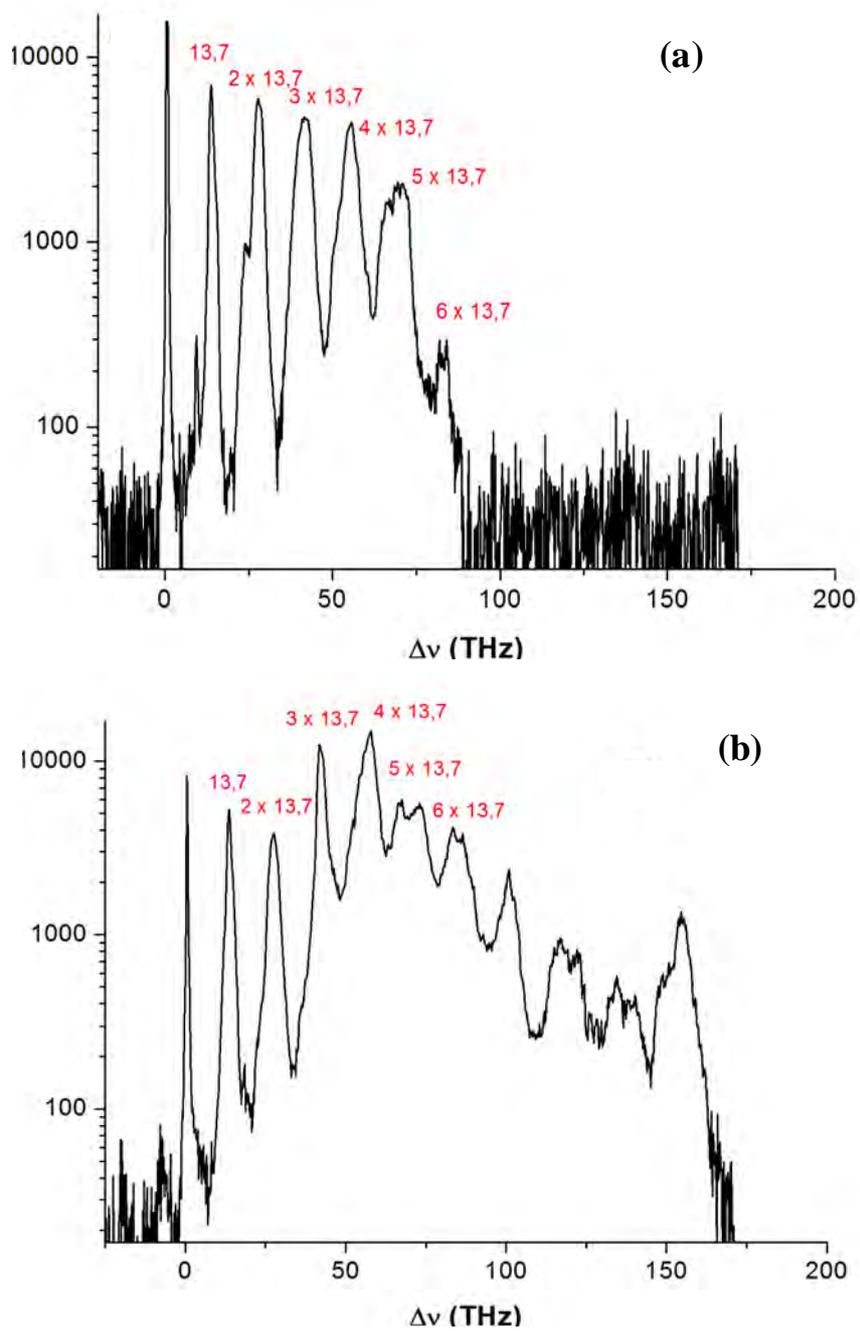


Figura 4.23 – (a) ERC com até seis ordens do espalhamento e banda de fluorescência (b) ERC obtido com potência máxima de acoplamento, são observadas até seis ordens do espalhamento e banda de fluorescência que se estende por 150 THz.

Segundo a literatura (SUSHCINKII, 2000), o vetor de onda do feixe proveniente EREst pode se propagar com uma pequena inclinação relativa ao vetor de onda do feixe de bombeamento, caracterizando um perfil de anel. No experimento descrito acima verificou-se que os feixes Stokes com comprimentos de onda correspondentes ao amarelo e vermelho se propagavam preferencialmente em modos de ordem superior, tais como LP21, LP12. Os modos foram identificados por meio de um medidor de perfil de feixe (Spiricon LBA-100A).

Na figura 4.21 os picos indicados no gráfico correspondem aos modos fundamentais de vibração da sílica, os demais picos não identificados, são resultantes de outros processos tais como mistura de quatro ondas. Devido às características é possível observar até seis modos fundamentais de vibração com bastante precisão.

A foto apresentada na Figura 4.24 foi obtida para a condição de acoplamento do espectro apresentado na Figura 4.23 (b). Como os dados foram obtidos com o laser operando no visível, as perdas envolvidas devido a espalhamento Rayleigh são altas (devido a sua dependência com λ^{-4}), fato este que permite observar os níveis de cores gerados por ER – que por sua vez também sofre espalhamento Rayleigh – à medida que o feixe de bombeamento vai se propagando pela fibra. Apesar das elevadas perdas ópticas envolvidas, ainda assim o ER é obtido em alta intensidade devido ao feixe laser utilizado.

Para compreender melhor a geração desse emaranhado de bandas espectrais é necessário analisar passo-a-passo a formação de cada uma delas. Na Figura 4.21, verifica-se o início da formação da estrutura em cascata que se dá em função da geração da primeira ordem do ER Stokes, cujo deslocamento Raman é de 13 THz; na Figura 4.22 (a) e (b) observa-se a formação das 3 ordens subsequentes, cujos deslocamentos Raman são: 27 THz, 41 THz e 56 THz; na Figura 4.23 (b) observa-se a quinta ordem (72 THz), a sexta ordem (82 THz) e outros picos devido aos processos de mistura de ondas. Verificou-se

também que, a partir da quarta ordem, os picos se tornam cada vez mais largos devido à ocorrência do efeito de auto-modulação de fase.

O comprimento do meio determina quantas ordens podem ser geradas, considerando as Equações (3.20) e (3.21).

Verificou-se que modificações no alinhamento dos posicionadores da lente de acoplamento e da fibra óptica, favoreciam determinado modo de guiamento em detrimento de outros e, assim poderia se maximizar a potência transmitida através da fibra. Esse parâmetro foi verificado por meio de medidores de potência posicionados na extremidade oposta da fibra teste. Tal resultado está apresentado na Figura 4.25, onde se verifica que o espectro Raman pode ser drasticamente modificado, não só nos comprimentos de onda observados mas também na intensidade relativa entre eles.

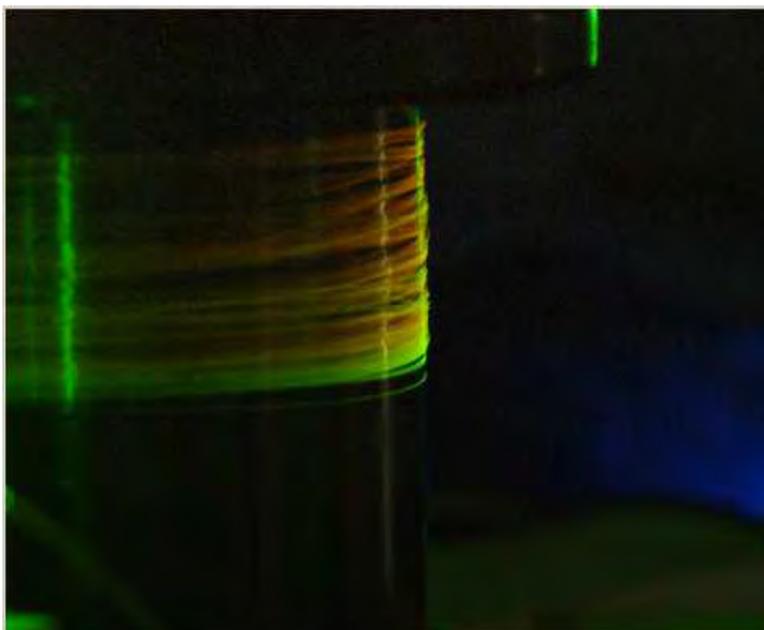


Figura 4.24: Fotografia obtida do carretel contendo cerca de 400m de extensão de fibra óptica sujeita a espalhamento Raman em cascata, para a condição de máxima potência de acoplamento.

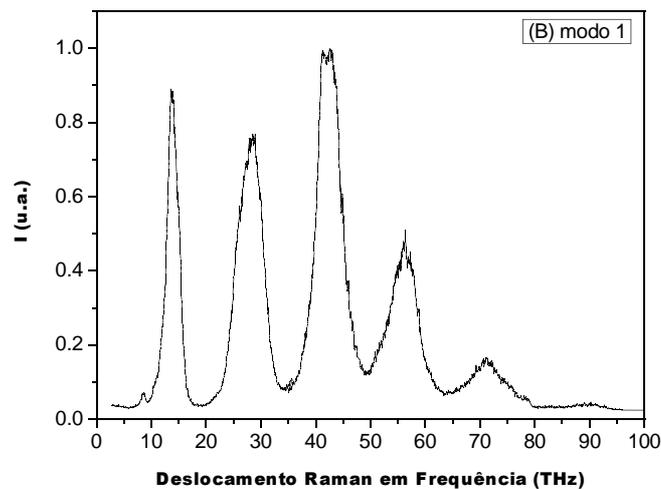
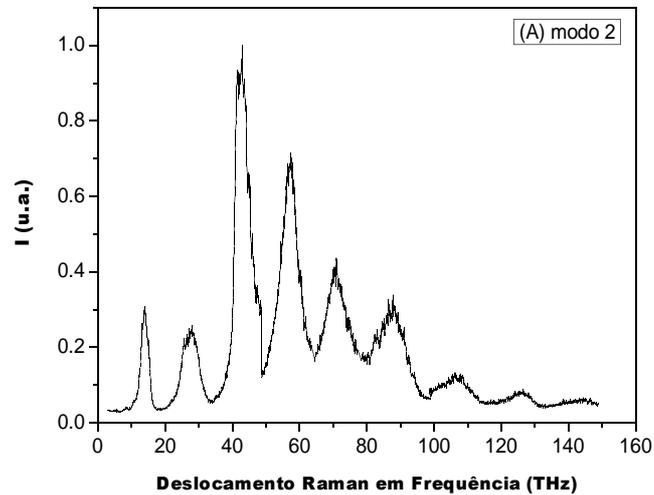


Figura 4.25: Espectro do ERC em fibra óptica convencional obtido em duas condições de acoplamento distintas, onde os modos mais fortemente guiados eram: (a) LP12, (b) LP 31.

Uma vez que para cada pulso que percorresse a fibra obtinha-se um espectro, o experimento foi ajustado de modo a realizar medições contínuas, com o monocromador sincronizado ao laser. Os dados foram obtidos por duas maneiras: na primeira, com o auxílio de uma câmera, foi filmada a tela do

monocromador e então os espectros obtidos foram salvos. A análise desses dados demonstra que nem sempre a primeira ordem no ER é a mais intensa, mesmo mantendo o alinhamento do experimento fixo, a distribuição relativa de intensidades entre os picos varia com cada passagem do pulso, conforme foi observado nas medições de longa exposição. As Figuras 4.26 e 4.27 apresentam duas sequências de fotos obtidas para uma mesma posição de acoplamento, obtidas em momentos diferentes.

Os dados apresentados nessa seção levam a crer que exista mais de uma abordagem possível para explicar a formação do ERC e seria necessário um estudo mais detalhado a fim de procurar a melhor descrição do efeito medido:

- A primeira é obtida pelo fato de a intensidade Stokes, obtida na primeira ordem, ser a fonte de bombeamento para a segunda ordem, o da segunda ordem ser a fonte do de terceira ordem e assim sucessivamente, como pode ser visto nas Figura 4.21 e Figura 4.22 (a) e (b). No entanto, essa explicação não contempla as distribuições de intensidades observadas entre os demais picos na Figura 4.25, Figura 4.26 e Figura 4.27.
- A segunda consiste no fato de que outros efeitos (mistura de quatro ondas, principalmente) tomam parte na geração do espectro como um todo. De modo que, os comprimentos de onda mais longos gerados apresentam intensidades comparáveis ao da primeira ordem, como se observa nas Figura 4.22 (b) e Figura 4.23 (a) e (b).
- A terceira forma, no entanto, pode ser verificada pelo conjunto de imagens apresentadas na Figura 4.26 e Figura 4.27. Observou-se que cada imagem subsequente apresenta intensidades relativas distintas que, em princípio, não satisfazem uma tendência mas, provavelmente, uma distribuição de probabilidades a ser investigada. Assim a transição pode ser compreendida como sendo proveniente da desexcitação para níveis vibracionais menos prováveis, porém disponíveis.

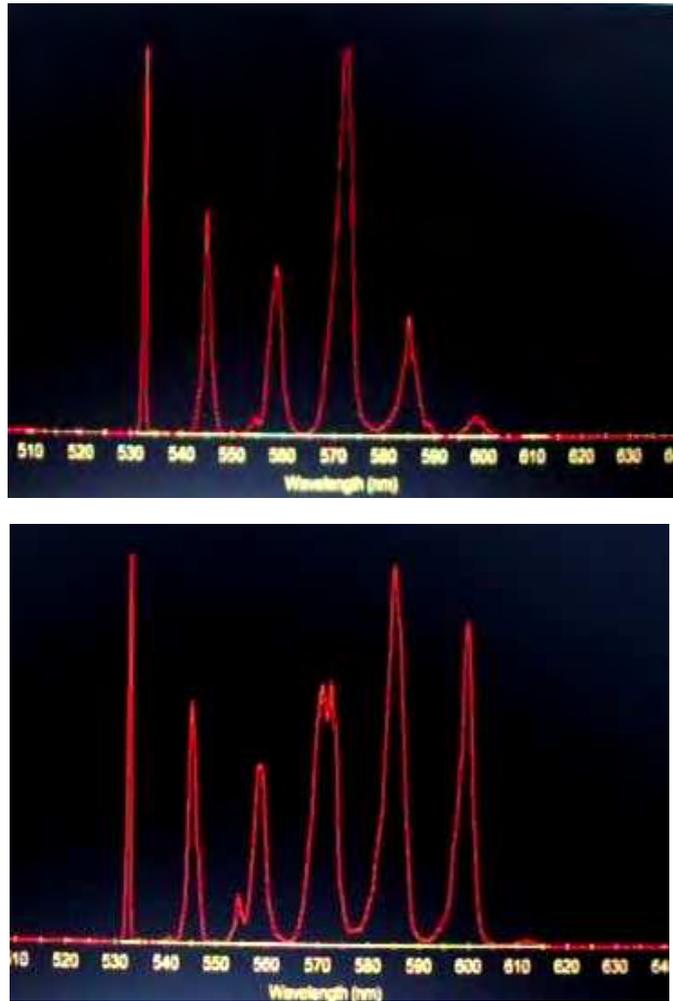


Figura 4.26: Sequência de fotos obtidas da tela do monocromador mantendo-se fixo os posicionadores da lente e fibra óptica. As fotos foram tomadas com intervalo de tempo de segundos.

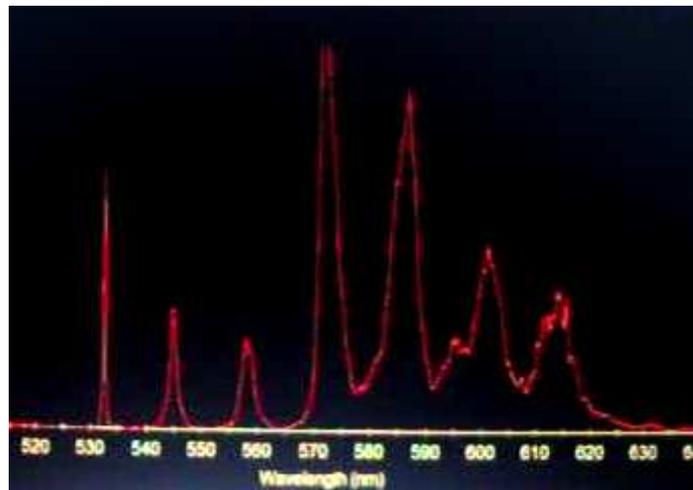
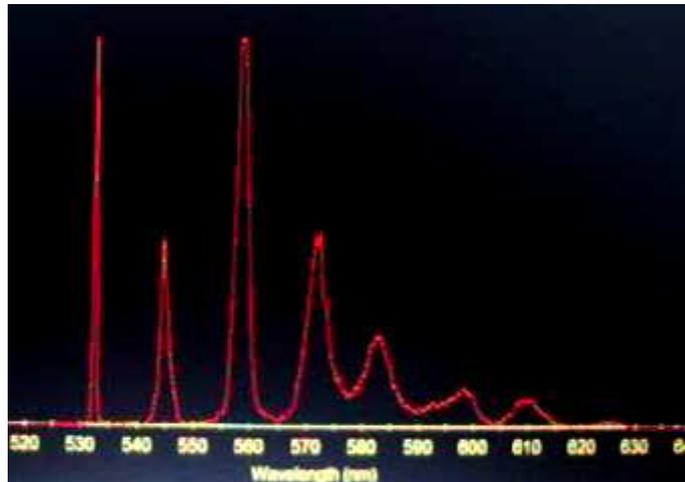


Figura 4.27: Sequência de fotos obtidas da tela do monocromador mantendo-se fixo os posicionadores da lente e fibra óptica. É possível observar que as interações de maior energia são privilegiadas nesses momentos.

- Outra possibilidade é que a cada disparo do laser, a posição de acoplamento do feixe sofra pequenas variações devido a alterações na posição do próprio feixe e isso permita que alguns modos de guiamento da fibra sejam privilegiados em detrimento de outros. Assim, a propagação do feixe com diferentes distribuições de energia dentro do guia seria responsável por promover espalhamento Raman proveniente de regiões diferentes, sugerindo que o guia seja não homogêneo com relação ao eixo

de simetria. Essa observação surge a partir da análise das Figuras 4.23, em que foi possível identificar claramente o modo acoplado mais intenso e fazer uma tomada de dados. Verificou-se que as intensidades relativas também se comportavam de forma diferente.

A análise conclusiva dessas medições é proposta como trabalhos futuros. Nesta seção, buscou-se apenas apresentar o efeito, algumas características e possibilidades para sua geração, dado o número de aplicações para esse comportamento do ER.

5. DESENVOLVIMENTO DE UM SENSOR DISTRIBUÍDO BASEADO EM ESPALHAMENTO RAMAN

Nesse capítulo é apresentada uma breve visão histórica da evolução dos sensores distribuídos baseados em ER. Na sequência, são apresentados os aspectos chave para construção do sistema sensor baseado em fibra óptica. Nesta etapa, são discutidos a escolha da fonte de bombeamento, as características da fibra utilizada e o sistema de recepção do sinal óptico para lidar com o balanço entre nível de detecção e resolução. Finalmente, serão apresentados os resultados de temperatura obtidos via ER por duas diferentes formas existentes na literatura.

5.1 Aspectos Históricos

Na área de pesquisas em sensores distribuídos, aqueles baseados em ER anti-Stokes e espalhamento Rayleigh têm tido uma participação relevante na pesquisa e no desenvolvimento desses dispositivos. De acordo com a literatura (Hartog, 2010) isso ocorre pelo fato de que eles fornecem informação referente à temperatura de forma independente; por requererem um aparato mais simplificado e por se mostrarem eficientes nas aplicações que envolvem enlaces com menos de 10 km de comprimento. Para este último caso, chama a atenção o baixo custo do sistema e a boa resolução tanto espacial quanto em temperatura obtida.

O desenvolvimento dos sensores distribuídos à fibra óptica, baseados em espalhamento Raman (SDFO-R), para sensoriamento de temperatura, teve início no começo da década de 80 por um grupo de pesquisadores da Universidade de Southampton, Inglaterra (DAKIN et al., 1985a; HARTOG, 1985). Os sensores foram desenvolvidos baseados na variação da intensidade do ramo anti-Stokes perante variações de temperatura e na técnica de detecção do tipo OTDR, adaptada para medição de ER.

Inicialmente, a grande motivação para o desenvolvimento desses dispositivos era suprir a demanda de sensores para monitoração em estruturas extensas como cabos de transmissão de energia elétrica.

Naquela época as perdas em fibras ópticas eram muito superiores ao que se tem atualmente, e por isso eram necessários lasers de alta potência. Por essa razão, os trabalhos pioneiros de Dakin e colaboradores (1985a) foram realizados empregando lasers a gás de alta potência, como os lasers de Argônio, por exemplo.

Com aparatos desse tipo, foi obtida experimentalmente a variação em intensidade do ER anti-Stokes devido a alterações de temperatura do meio, em um enlace com 100 m de extensão.

Com o advento dos lasers de estado sólido em semi-condutores, os SDFO-R passaram a utilizar fontes que emitiam em comprimentos de onda no infravermelho próximo, o que possibilitava medições mais precisas e arranjos mais práticos de serem operados. É também de Dakin e colaboradores (1985b) o experimento pioneiro realizado com esse novo sistema laser.

Dando continuidade aos esforços em aprimorar os SDFO-R, no mesmo ano de 1985, Arthur Hartog (HARTOG et al., 1985) publicou um trabalho de extrema importância na área cuja configuração utilizada é mantida até os dias de hoje, tendo sofrido pequenas alterações. Em seu trabalho, A. Hartog propôs utilizar não apenas o laser de bombeamento de semicondutor mas também um fotodetector baseado na mesma tecnologia. Essa proposta resultou em um aumento da faixa de operação do sistema OTDR utilizado na detecção e uma diminuição da potência de bombeamento necessária para tal faixa. Além disso, esse trabalho é de fundamental importância porque torna os SFO passíveis de ser comercializados, uma vez que eles se utilizou de dispositivos amplamente difundidos para o funcionamento do sensor.

Desde os trabalhos pioneiros de Dakin e colaboradores e Arthur Hartog em 1985, muitos outros artigos foram publicados demonstrando o funcionamento dos SDFO-R utilizando diversas técnicas para melhorar a precisão na posição e na temperatura medida (STIERLING et al., 1987; HÖBEL et al., 1995). Nesse sentido, algumas propostas para melhorar o funcionamento dos SDFO-R têm se baseado em outro parâmetro de fundamental importância que é a escolha do laser de bombeamento adequado (LEES et al., 1996; KEE et al., 1999). Um segundo ponto em que foi observada uma mudança significativa é com relação à escolha das fibras utilizadas como meio sensor. Como se desejava construir sensores cuja faixa de medição fosse cada vez mais longa, era necessário substituir as fibras multimodo utilizadas pelas monomodo (LEES et al., 1996; KEE et al., 1999), pois estas apresentavam menor perda, embora se observasse também menor fração de captura da radiação contra-propagante (STRECKERT e WILCZEWSKI, 1996). Além disso, foi proposto também a utilização de fibras dopadas com terras raras, tais como Érbio, Túlio, entre outros.

Dessa forma, pode-se dizer que os SDFO-R vêm evoluindo ao longo desses 25 anos desde a sua criação através de propostas de novos sistemas de bombeamento, receptores e métodos computacionais.

Apesar de terem sido propostos inicialmente para monitoração de sistemas elétricos, os SDFO-R são utilizados hoje não apenas na monitoração de cabos de transmissão de até 132 kV, mas atendem também a monitoração de cabos submarinos, usinas eólicas, túneis e, mais atualmente, têm apresentado um grande impacto em aplicações na indústria de gás e petróleo (HARTOG, 2010).

Nos últimos cinco anos, o trabalho dos pesquisadores dessa área tem se concentrado no sentido de aprimorar essa técnica que em nossos tempos já se tornou madura, mas que ainda apresenta algumas restrições. Alguns autores procuram aumentar o nível de precisão na posição e na temperatura do trecho perturbado sem que haja diminuição da extensão do enlace (DYER et al.,

2010). Existem também esforços no sentido de aumentar a faixa de operação mantendo a mesma precisão que se tem atualmente, em enlaces com até 40 km de comprimento (SIGNORINI et al., 2010), embora o faixa de operação estivesse restrita aos níveis de potência de até *nanowatts* (BOLOGNINI e SOTO, 2010). Outros trabalhos relevantes são aqueles que propõem a aplicação simultânea dos espalhamentos Raman e Brillouin (BOLOGNINI e SOTO, 2010; ALAHBABI et al., 2005) em sensores distribuídos. Chama a atenção também, o número expressivo de trabalhos recentes publicados por autores de países como China (ZHANG et al., 2009) e Índia (KHER et al., 2002; LAGISHETTY e SRINIVASAN, 2008), no desenvolvimento de sensores distribuídos baseados em ER. Finalmente, ressalta-se o empenho da comunidade científica em tornar os SDFO-R capazes de atuar em ambientes agressivos com altos níveis de hidrocarbonetos ou radiação ionizante (FERNANDEZ et.al., 2005; WILLIAMS et.al., 2000; INAUDI e GLISIC, 2006).

5.2 Componentes utilizados na concepção do Sensor distribuído Raman

O SDFO-R é composto basicamente de três blocos, conforme o esquema da Figura 5.1, que sintetizam a sua construção:

- o laser de bombeamento responsável por gerar o espalhamento;
- o enlace de fibra óptica a ser utilizado como meio sensor;
- o sistema de detecção composto por filtros ópticos e interrogador.

Os referidos blocos são dependentes entre si e se relacionam da seguinte forma: a fonte de bombeamento gera ER ao longo de toda a fibra, ao mesmo tempo em que sintoniza o receptor segundo sua frequência. Este por sua vez, mede o sinal espalhado e calcula a temperatura referente às informações de intensidade. Essa relação está representada de forma simplificada na Figura 5.1.

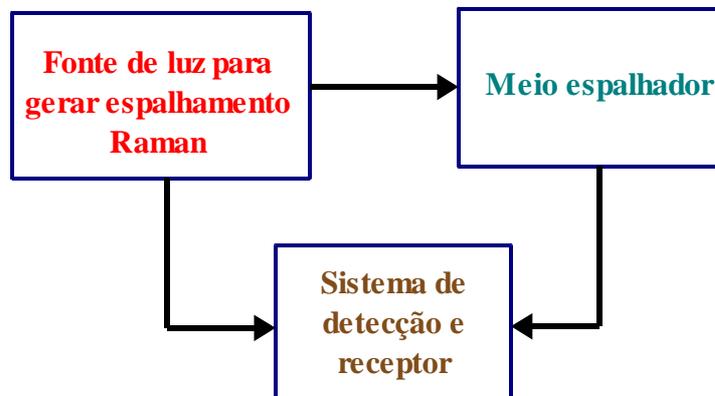


Figura 5.1: Diagrama de blocos relativo aos componentes do sensor Raman distribuído. Cada um dos blocos será detalhado na sequência.

Uma vez que os componentes desses três blocos são escolhidos adequadamente, deve-se obter as formas de onda denominadas curvas Raman anti-Stokes (RA) e Raman Stokes (RS) -OTDR. Tendo obtido as curvas OTDR, passa-se ao refino dos dados, os quais, uma vez tratados, fornecerão o mapa de temperatura na fibra.

5.2.1 Determinação do sistema laser de bombeamento para geração de espalhamento Raman em fibra convencional

O título desta seção é escrito de forma propositalmente longa, pois visa chamar a atenção do leitor para o que de fato se espera do transmissor laser a ser utilizado e em qual meio ele será aplicado. Ele tem também o objetivo de evitar o pensamento simplista de que a geração do ER será obtida apenas em função da potência de incidência.

Contrário aos sensores baseados em EB, os SDFO-R foram desenvolvidos utilizando exclusivamente o espalhamento espontâneo. As implicações em se utilizar o EREst para essa finalidade serão abordadas na última seção deste capítulo.

O projeto do sistema de sensoriamento deve começar tendo em vista para qual aplicação esse sensor se destina. Conforme descrito na seção 5.1, existem diversas aplicações para os sensores Raman. As aplicações determinam a extensão da faixa de operação do sensor Raman: desde sistemas curtos com, no máximo, 1 km de extensão, até sistemas muito longos, que no caso do sensor Raman, limita-se atualmente a 40 km. A extensão da faixa de operação determina, por sua vez, o tipo de fibra a ser utilizado e a fonte de luz que será mais adequada.

No caso do presente trabalho, optou-se por construir um sistema sensor Raman de média extensão, com a possibilidade de um grande número de aplicações.

O laser dedicado a essa aplicação deve satisfazer os seguintes requisitos para gerar ER:

- emitir um sinal pulsado que deve ser de alta intensidade e com potência de pico estável;
- o pulso de laser deve ser gerado em um comprimento de onda compatível com os dispositivos ópticos a serem empregados (tais como: fotodetectores, filtros, amplificadores, acopladores direcionais, entre outros);
- a taxa de repetição do sinal óptico deve ser passível de controle de modo que se tenha apenas um pulso percorrendo toda extensão de fibra a cada tomada de dados e,
- finalmente – porém não menos importante – a largura de linha do laser de bombeamento deve ser tal que suprima o EB pois, devido ao fato de sua seção de choque ser três ordens de grandeza superior à do ER, aquele é mais provável de ocorrer quando se tem uma fonte de alta coerência temporal.

Um primeiro arranjo experimental proposto (Figura 5.2) foi baseado em um laser pulsado com potência de pico de até 1 mW amplificado por um amplificador a fibra dopada com Érbio.

Os componentes utilizados nesse aparato tinham as seguintes características: a fonte laser consistia em um laser DFB, passível de modulação direta e externa com tempo de pulso e taxa de repetição a serem determinados e o comprimento de onda de emissão era de 1547 nm, com potência de emissão de 1 mW quando operado em modo contínuo. Essa descrição correspondia ao primeiro estágio do transmissor, denominado L1. Um segundo estágio, denominado L2, foi implementado a fim de amplificar o sinal de bombeamento a níveis de potência média que podiam atingir até 100 mW, para isso foi utilizado um amplificador óptico do tipo EDFA. O gerador de pulso (GP) responsável pela operação pulsado da fonte permitia selecionar taxas de repetição desde unidades de hertz até megahertz, para pulsos com largura temporal a partir de 20 ns. A fibra teste (FT) utilizada consistia de fibra monomodo, com extensão de 7 a 10 km.

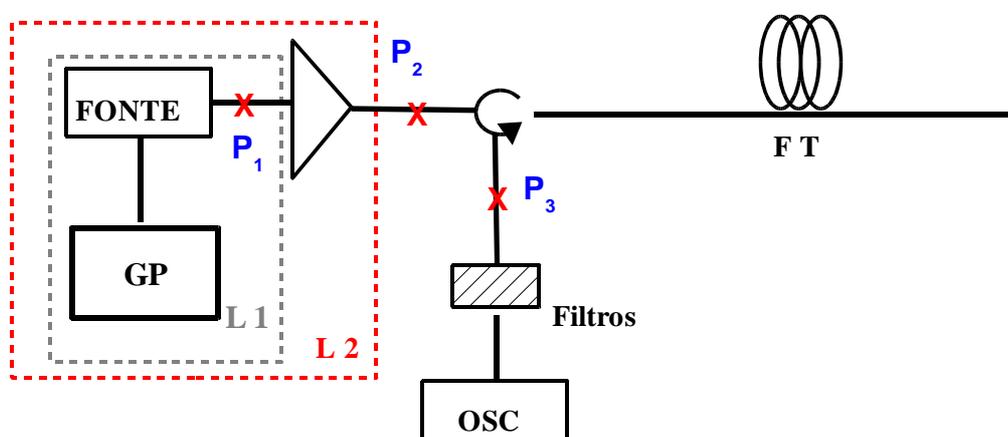


Figura 5.2 – Arranjo experimental utilizado para obtenção das bandas Raman Stokes e anti-Stokes. Siglas: Fonte – laser pulsado; GS – gerador de pulsos; FT – fibra teste; OSC - osciloscópio; P: pontos de interesse.

A construção desse sistema permitiu monitorar o espectro de emissão do laser em cada ponto de interesse (P_1 , P_2 , P_3), utilizando um analisador de espectro óptico, conforme apresentado nas Figuras 5.3 (a) e (b), bem como medir as bandas Stokes e anti-Stokes do ER (Figura 5.4).

A partir dessa montagem deveria ser possível obter o espectro Raman, Stokes e anti-Stokes com potências mensuráveis. A sequência de espectros apresentada na Figura 5.3 mostra a evolução do feixe de bombeamento desde a sua geração no estágio L1, passando pela amplificação da banda gerada pelo EDFA no estágio L2 e finalmente o sinal contra-propagante que emerge da FT na porta 3 do circulador.

A largura temporal do pulso de laser incidente, calculada por meio da Equação (2.5), é um fator determinante na resolução espacial desejada; além da largura temporal do pulso, a resolução espacial é determinada também pelas características do receptor, conforme será discutido na seção 5.2.3.

Para o sistema de sensoriamento implementado no presente trabalho, a largura temporal dos pulsos de incidência foi definida tomando o limite inferior do gerador de sinais, que era em torno de 30 ns, e o nível de detecção do sistema receptor. Como inicialmente se propôs um enlace com cerca de 10 km de comprimento, optou-se por utilizar pulsos com 200 ns de duração, que resultam em uma precisão espacial de 20 m, considerando apenas a largura temporal do sistema transmissor.

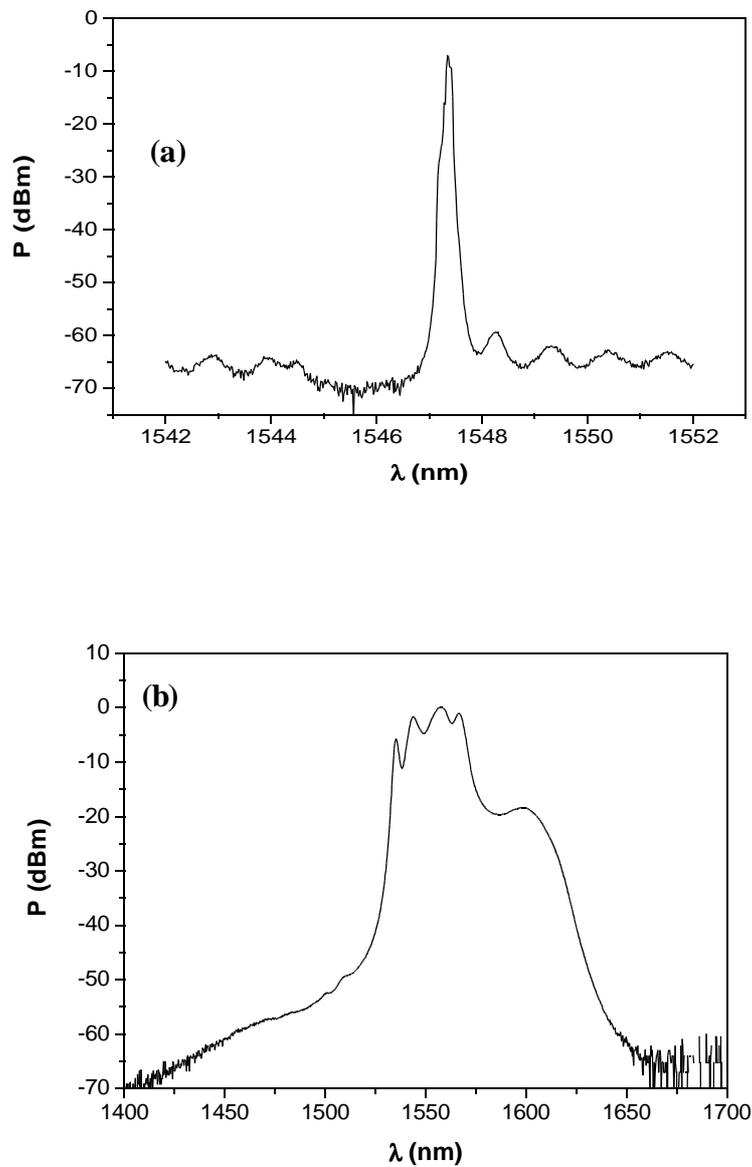


Figura 5.3 – (a) Espectro de saída do laser de bombeamento no estágio L1, tempo de pulso = 200 ns; taxa de repetição = 10 kHz medido em P₁; (b) Espectro de emissão do EDFA, sem a inserção do laser de 1547 nm medido em P₂.

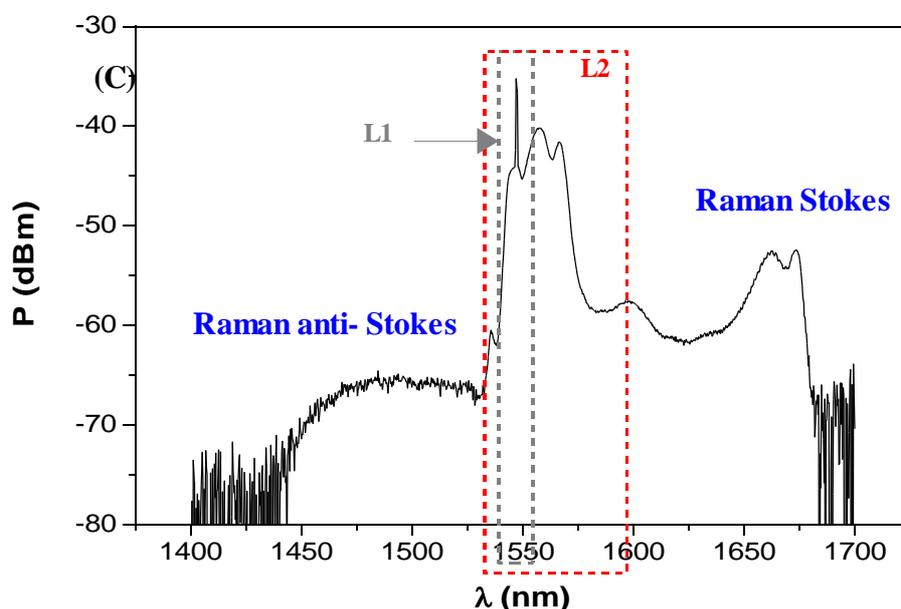


Figura 5.4— Espectro do ER Stokes e anti-Stokes medido em P_3 para uma fibra com cerca de 7 km de extensão.

O ganho fornecido pelo receptor-amplificador, o qual será discutido na próxima seção, e também a largura temporal do pulso determinam, *a priori*, a extensão do alcance do sensor; de modo que esses três parâmetros devem ser devidamente analisados para que se obtenha os resultados desejados.

O espectro do laser de bombeamento (Figura 5.3.(a)) é importante por apresentar o comprimento de onda no qual o laser está centralizado e a largura de linha do mesmo. O comprimento de onda central do laser a ser introduzido no amplificador determina quão eficiente será a amplificação no sistema à fibra dopada com Érbio (DESURVIRE, 1989), e a largura espectral garante a supressão do EB (VALLEY, 1986).

Outro parâmetro importante a se medir é a largura espectral da banda ASE emitida pelo amplificador (Figura 5.3 (b)). Ela assegura que as bandas do ER

não estarão convoluídas com a banda de emissão do amplificador. Como se pode observar, da Figura 5.4, a largura espectral emitida pelo amplificador EDFA não compromete as bandas de ER pois, a medição daquela banda foi realizada na saída do dispositivo, onde a potência é máxima. Nessas condições verificou-se que o nível de potência na região de ocorrência do espalhamento Raman é menor do -60 dBm. Uma vez que a potência do laser de 1547 nm é introduzida no amplificador óptico haverá uma perturbação nas transições do Érbio que correspondem ao comprimento de onda injetado. Essa perturbação é responsável pelo fenômeno de amplificação o qual competirá – com vantagem – pela energia distribuída ao longo de toda banda de emissão do Érbio promovendo a depleção da ASE, conforme mostrado na Figura 5.4.

A Figura 5.4 é um exemplo das medidas Raman obtidas no experimento descrito na Figura 5.1. Nesse espectro observam-se os ramos anti-Stokes e Stokes do espalhamento. Esse resultado demonstra que o aparato utilizado, que consistiu no laser de bombeamento somado ao EDFA, apresenta-se satisfatório para as aplicações desejadas, pois as bandas do ER são claramente evidenciadas e o EB suprimido. Caso o EB não tivesse sido suprimido corretamente, observaria-se o espectro apresentado na Figura 5.5, obtido experimentalmente para o laser DFB operado em regime pulsado por modulação externa.

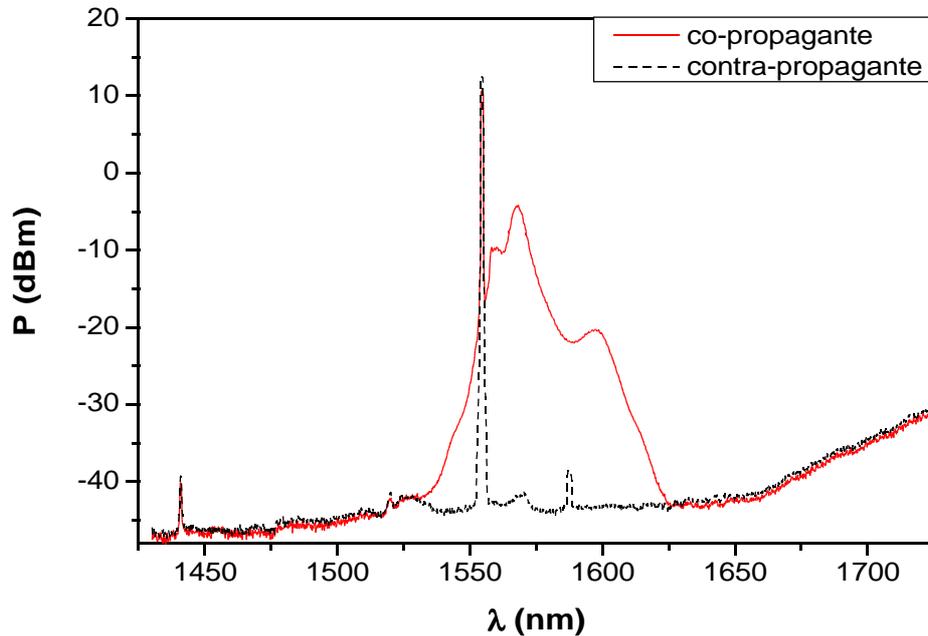


Figura 5.5 – Espectro co- e contra-propagante quando se tem geração de espalhamento Brillouin no enlace. Potência selecionada no amplificador EDFA de 1 W. Potência total contra-propagante > + 10 dBm

A comparação dos espectros apresentados nas Figura 5.4 e 5.5, exemplificam duas situações extremas. Na primeira, quando o EB é suprimido, observa-se apenas a geração de ER. Nesse caso, a potência total medida no sentido contra-propagante é inferior a -20 dBm. No caso da Figura 5.5 observa-se o oposto: a supressão completa de ER devido à geração de EB. Embora não seja possível observar a linha espectral correspondente ao EB, pode-se afirmar que a sua geração ocorre mediante a comparação do feixe co-propagante com o contra-propagante, na qual verifica-se a depleção da banda ASE proveniente do EDFA. Além disso, é possível atestar a geração do EB a partir da medição da potência no sentido contra-propagante, que nesse caso era superior a +10 dBm, muito superior aos -22 dBm medidos quando se tem a geração de ER ou Rayleigh.

5.2.2 Descrição do enlace de fibra óptica

Os sensores distribuídos à fibra óptica são concebidos de modo que possam monitorar estruturas de grande extensão e, esse é com certeza o principal atrativo em desenvolver tais sistemas. Uma vez que a fibra é o próprio transdutor, ela pode se estender por quilômetros e, conseqüentemente o “sensor” também pode se estender da mesma forma.

Como foi dito na introdução deste capítulo, os primeiros SDFO-R constituíam-se de enlaces com cerca de 100 m, devido à limitação imposta pelas altas perdas na fibra e pelas características do sistema laser de bombeamento (DAKIN et al., 1985a; DAKIN et al., 1985b). Esse problema foi superado com o advento dos lasers semicondutores, os quais podem emitir em comprimentos de onda diversos, inclusive nas regiões onde as perdas em fibra são menores (HARTOG et al., 1985). Atualmente os sistemas sensores baseados em ER podem ser divididos em dois grandes grupos:

- SDFO-R que operam com alta precisão (da ordem de milímetros) na determinação da posição da região perturbada (DYER et al., 2010 e SIGNORINI et al., 2010; ZHANG et al., 2007),
- SDFO-R cuja faixa de operação é mais longa, com cerca de 30 - 40 km de extensão, nos quais a precisão elevada não é o fator mais relevante (FARAHANI e GOGOLLA, 1999).

Naturalmente, os diferentes tipos de SDFO-R são desenvolvidos para uma aplicação determinada, seja tal que necessite de alta precisão, ou ampla faixa de trabalho. Evidentemente, cada um desses sensores tem suas complicações quanto à implementação.

Na literatura encontram-se também dois tipos de fibras que são mais utilizadas na construção dos SDFO-R: as fibras monomodo padrão e as fibras multimodo. Existem também trabalhos que propõem o uso de fibras dopadas com terras

raras como Érbio (KO e DEMOKAN, 1996), por exemplo.

As principais diferenças observadas no desempenho dos SDFO-R baseado em fibra monomodo ou multimodo são discutidas na sequência.

Nas fibras monomodo a potência de incidência média está limitada a cerca de 60 mW. A partir daí passa-se a observar EREst e portanto a potência de incidência deve ser mantida o mais baixo possível, a fim de que a informação de temperatura não seja deteriorada. No entanto, baixa potência de incidência gera um espalhamento de baixa intensidade, o que requer melhor desempenho do receptor. Esse tipo de fibra ainda se mostra atrativa pelo fato de ser compatível com a maioria dos dispositivos disponíveis para montagens em fotônica. Além disso, sua fabricação garante baixas perdas associadas e simplicidade no guiamento, o que permite a implementação de sensores mais extensos.

As fibras multimodo, por sua vez, são interessantes por possibilitarem um maior acoplamento de potência, por apresentarem maior fração de captura da radiação retroespalhada e por suprimir o EREst (até certos valores de potência de incidência). Por outro lado, elas exibem dispersão mais elevada e em geral apresentam maior perda óptica quando comparadas às fibras monomodo, o que limita sua extensão. Além disso, existe um número reduzido de componentes comercialmente compatíveis o que provocaria a utilização de componentes inadequados, aumentando os níveis de perdas em acoplamento de modos. Finalmente, existe um termo de perda a ser considerado devido à interação intermodal entre os campos que se propagam no interior de um guia multimodo. Por essa razão, na maioria dos dispositivos apresentados na literatura ou mesmo comerciais, os sensores utilizam fibra monomodo padrão.

Diante do que foi apresentado, para o presente trabalho foi escolhido como ponto de partida, um sistema com 10 km de extensão baseado em fibra monomodo. Essas características (comprimento e tipo de fibra) possibilitam um amplo leque de aplicação sem requerer grande precisão e nem exigir uma

técnica de detecção muito sofisticada.

O enlace de fibra disponível foi montado utilizando-se três carretéis emendados por fusão, sendo que um deles foi colocado dentro de uma câmara térmica que permitia variações de temperatura desde 20 °C até 120 °C.

Para realizar os experimentos, aquecendo e resfriando da fibra, foi utilizado um carretel de cobre, com 33 cm de altura e 12 cm de diâmetro, no qual foi enrolado 370 m de fibra óptica, para ser colocado no interior da câmara.

O tipo de enrolamento realizado no carretel de cobre foi feito de modo a garantir que o aquecimento/resfriamento ao longo da fibra teste fosse uniforme. Isso foi obtido através de um procedimento de enrolamento que minimizava as tensões impostas à fibra e, além disso, os 370 m de fibra foram enrolados em apenas uma única camada ao longo da extensão do carretel de cobre.

Os carretéis, emendados por fusão, foram dispostos na ordem ilustrada na Figura 5.6 para obter um enlace de 10 km a ser utilizado como teste.

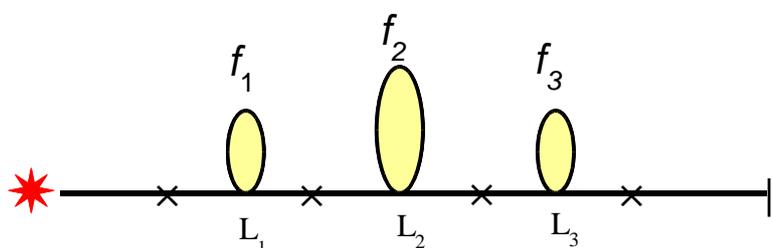


Figura 5.6 – Representação esquemática dos carretéis utilizados na montagem do enlace. Os valores de comprimento de cada trecho de fibra e a respectiva perda são: $L_1 = 5400$ m; $L_2 = 370$ m; $L_3 = 6840$ m.



Figura 5.7: Fotografia do carretel de cobre no interior da câmara e do enlace de fibras utilizada nos experimentos para obtenção das curvas de temperatura.

Utilizando o arranjo experimental da Figura 5.2, foi realizado um experimento que visava avaliar o tempo necessário para que toda a fibra aquecesse de maneira uniforme até a temperatura selecionada na câmara. O experimento consistia em selecionar uma temperatura de interesse a partir da temperatura ambiente, utilizando o potenciômetro da câmara. Com o auxílio de um termopar, era possível verificar o tempo de aquecimento da câmara, cerca de 2 a 5 minutos dependendo da diferença de temperatura final e inicial. Uma vez que o carretel estava no seu interior, foi feita a medida da intensidade da curva anti-Stokes referente ao trecho do enlace dentro da câmara, em temperatura ambiente e, em seguida mediu-se durante várias horas de aquecimento.

Os resultados medidos (Figura 5.8) foram obtidos através da intensidade Raman anti-Stokes medida a partir da forma de onda média obtida com cerca de 3000 dados obtidos via LABVIEW™, para cada intervalo de tempo medido. Como nesse caso não se pretendia obter o valor de temperatura a partir das intensidades medidas, os dados de controle de aquecimento foram tomados

diretamente da intensidade anti-Stokes, calculada pela integral sobre a curva referente ao trecho aquecido. Os dados foram tomados durante 8 horas para uma única temperatura selecionada ($T = 65\text{ }^{\circ}\text{C}$) e demonstraram que o carretel leva cerca de 1 h para ter a temperatura homogeneizada.

A partir dessa medição verifica-se que, uma vez que a temperatura selecionada é atingida, seu valor oscila de aproximadamente 3°C . Essa variação, que é observada na Figura 5.7, também foi registrada por um termopar que acompanhou todos os ensaios de aquecimento e resfriamento da fibra.

Por essa razão, nos ensaios de aquecimento do carretel, todas as tomadas de dados de temperatura para caracterização do sensor foram realizadas uma hora após a escolha da temperatura na câmara.

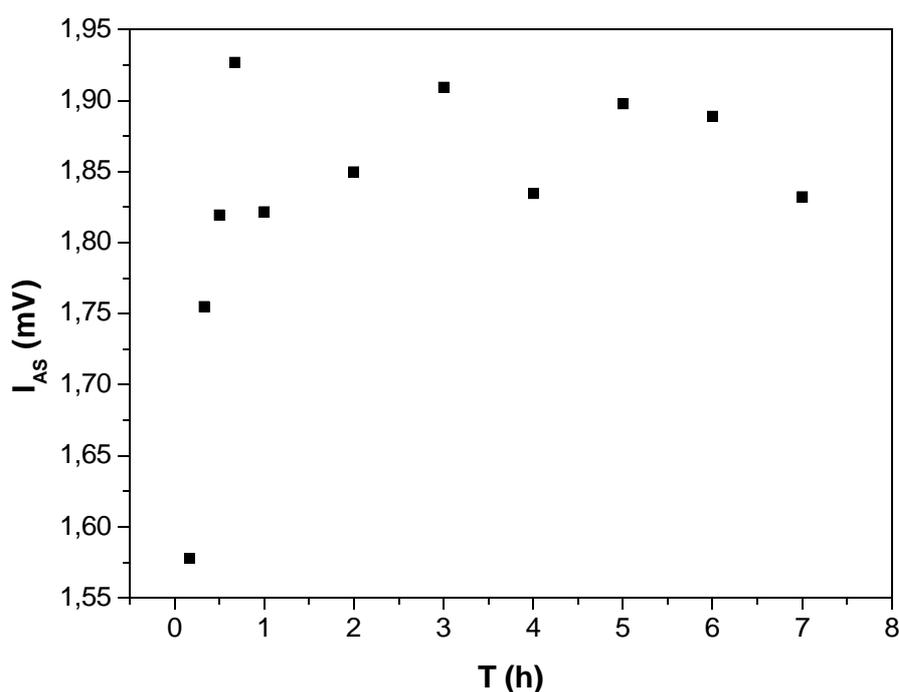


Figura 5.8: Curva de controle de aquecimento do carretel de cobre com 370 m de fibra modo modo enrolada em uma única camada.

A variação de intensidade observada nos dados da Figura 5.8 são provenientes da variação aleatória de intensidade Raman anti-Stokes e também de oscilações da temperatura no interior da câmara, uma vez que o controle dessa é feito via termostato. No entanto, não se observa nenhuma tendência nos dados. Os dados foram tomados fazendo-se médias de até 3000 pontos, o que seguramente, tomava um tempo maior do que o período de variação da temperatura da câmara. Assim, tomando-se a média de intensidade nas medições de temperatura, espera-se minimizar os efeitos de oscilação da câmara.

5.2.3 Desenvolvimento do receptor.

Na presente tese, compreende-se por receptor todo o aparato utilizado para possibilitar a medição da intensidade da onda anti-Stokes e, conseqüentemente, a temperatura a partir do retro-espalhamento em fibra óptica, bem como a utilização de dispositivos que permitam melhorar a qualidade do sinal medido.

Assim, o primeiro desafio do sistema receptor é separar os dois ramos da fonte laser em canais de fibra diferentes, isso pode ser feito sem grandes dificuldades quando se tem um filtro óptico adequado. Por adequado entende-se um filtro óptico com capacidade para trabalhar com os valores de potência envolvidos, passível de ser integrado por fusão ao sistema de fibra óptica, com razão de extinção de pelo menos 20 dB. Essa facilidade em separar os comprimentos de onda da banda Raman que, em princípio pode parecer um atrativo, na verdade, esconde um problema que consiste em detectar um sinal de baixíssima potência, como é o caso do espalhamento anti-Stokes.

Os filtros ópticos utilizados no presente trabalho foram caracterizados por meio de uma fonte de banda larga cuja luz se incidiu na porta comum do filtro, medindo-se o espectro de saída de cada uma das portas de transmissão por meio de um analisador de espectro óptico.

O filtro da marca JDS Uniphase, modelo WD356U+1A11EFA1.5, com uma porta de entrada e duas portas de saída, apresenta atenuação em duas bandas distintas, conforme observa-se na Figura 5.9 e Figura 5.10 (a). Esse filtro possui duas características que o tornam atrativo para aplicação em sistemas Raman: é compatível com sistemas de alta potência e promove isolamento de até 30 dB em cada uma das portas.

Para as medições realizadas no ramo anti-Stokes foi necessário acrescentar mais um dispositivo (tipo multiplexador de bombeamento) em série, de banda larga e que deixava passar cerca de 100 nm. O espectro proveniente da saída desses dois dispositivos é apresentado na Figura 5.10. Dessa forma, as medições da curva de onda referente à banda anti-Stokes foram obtidas utilizando os dois filtros concatenados, a fim de eliminar a contribuição da banda proveniente do amplificador EDFA.

Em uma investigação posterior, foram utilizados outros dispositivos, do tipo CWDM, concatenados ao filtro Uniphase, cuja função era separar em 3 intervalos de 13 nm cada, os comprimentos de onda da banda anti-Stokes. Assim, foi feita uma investigação quanto a sensibilidade à temperatura desses comprimentos de onda dentro da própria banda anti-Stokes. Com o aparato experimental utilizado, não se verificou uma região que pudesse ter sensibilidade diferenciada.

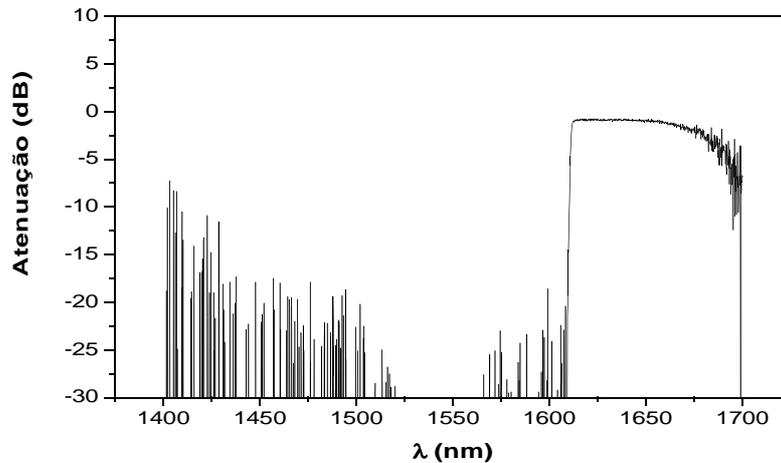


Figura 5.9: Espectro obtido na saída da porta Stokes do filtro marca Uniphase.

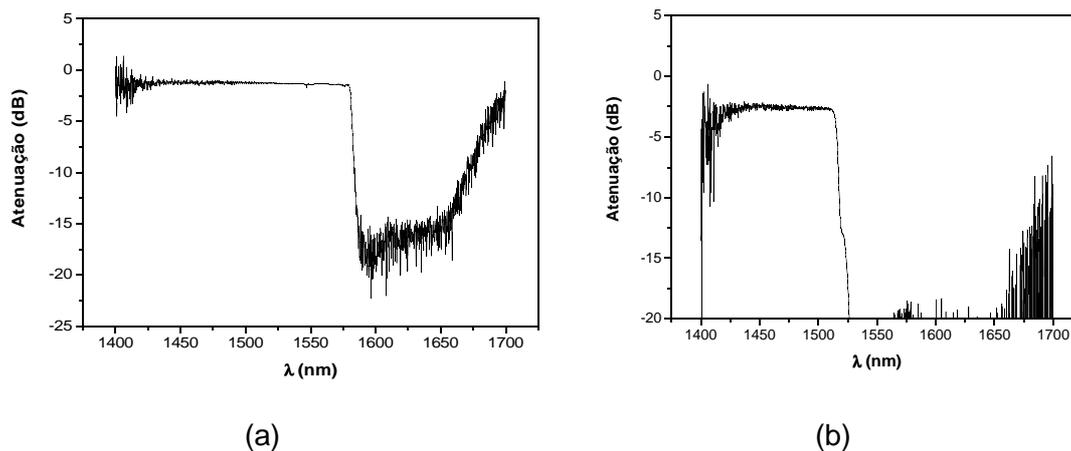


Figura 5.10: (a) Espectro da isolação obtido na saída da porta anti-Stokes do filtro Uniphase; (b) e do multiplexador de bombeamento utilizado em cascata

Uma vez que as bandas estavam completamente separadas da fonte, passa-se à descrição do desenvolvimento do circuito eletrônico receptor do sinal óptico. O desenvolvimento do receptor óptico é um dos pontos fundamentais na determinação do funcionamento do sensor Raman, pois seus parâmetros, agregados com os do sistema laser de bombeamento, definem a confiabilidade e precisão na medição ao longo da fibra.

Para que os sinais Raman Stokes e Raman anti-Stokes fossem amplificados de forma adequada, foi desenvolvido um circuito amplificador com ganho ajustável

composto por um fotodetector com largura de banda adequada acoplado a estágios de amplificação eletrônica e saída para osciloscópio. O desenho do circuito montado é apresentado na Figura 5.11.

Ao menos três circuitos amplificadores distintos foram implementados até que se obtivesse a qualidade do sinal e amplificação desejados. Os parâmetros a serem considerados na construção desse dispositivo, a fim de caracterizá-lo foram: largura de banda do sistema e ganho necessário para obtenção correta dos dados. Em cada uma das implementações realizadas foram feitas diversas medições buscando verificar esses parâmetros. Foi especificado também que o sistema receptor fosse capaz de medir simultaneamente os sinais provenientes da banda Raman Stokes e anti-Stokes.

Os resultados, que serão apresentados na sequência, têm como objetivo detalhar o processo de investigação na obtenção de um sistema fotodetector-amplificador adequado às medições que se propõe. Para tanto, são apresentados resultados provenientes de medições que buscavam caracterizar o receptor, passo-a-passo, para dois sistemas amplificadores com características diferentes denominados TIA1 e TIA 2.

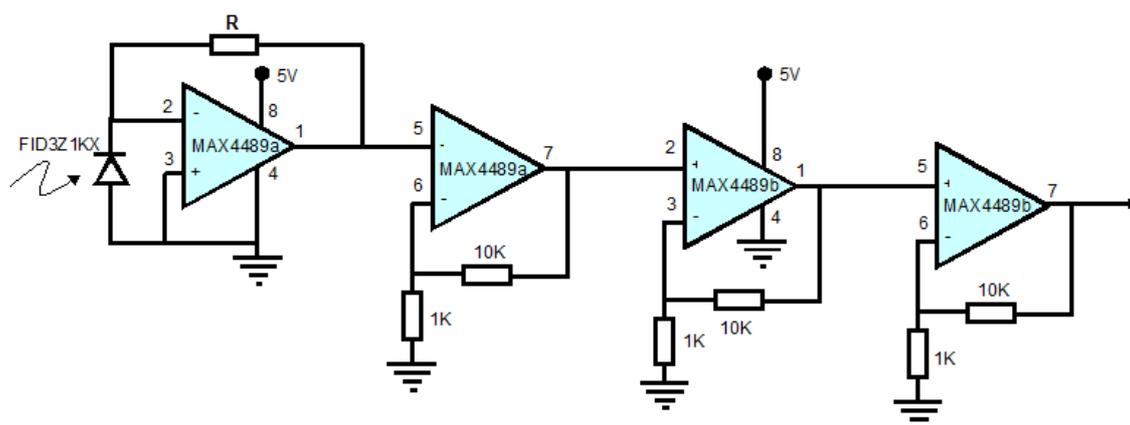


Figura 5.11: Circuito montado para detecção e amplificação do sinal óptico.

Antes de apresentar os resultados, salienta-se que esse sistema deveria responder a um sinal óptico de potência tão baixa quanto -50 dBm, que era o valor estimado a partir da medição com um medidor de potência e cujas componentes que constituem a forma de onda são, na sua maioria, de baixa frequência (da ordem de centenas de quilohertz).

O receptor foi caracterizado em termos do ganho versus largura de banda. Para tanto, utilizou-se de uma fonte de sinais cuja forma de onda e frequência eram conhecidas e, a partir daí, procurou-se recuperar o sinal de modulação no receptor, variando-se a frequência do sinal incidente. Isso foi feito utilizando um aparato conforme o apresentado na Figura 5.12.

Os resultados obtidos a partir dessa caracterização fornecem a resposta em frequência do fotodetector-amplificador bem como sua capacidade de amplificar o sinal recebido mantendo a forma de onda íntegra, mesmo quando este apresentava baixa amplitude (Figura 5.13). Embora esses conjuntos não tenham sido utilizados na obtenção dos resultados finais de medição de temperatura, seu desenvolvimento e caracterização foram de suma importância pois demonstraram a relação de dependência entre ganho com a largura de banda do receptor que, por sua vez, delimita a resolução do sistema.

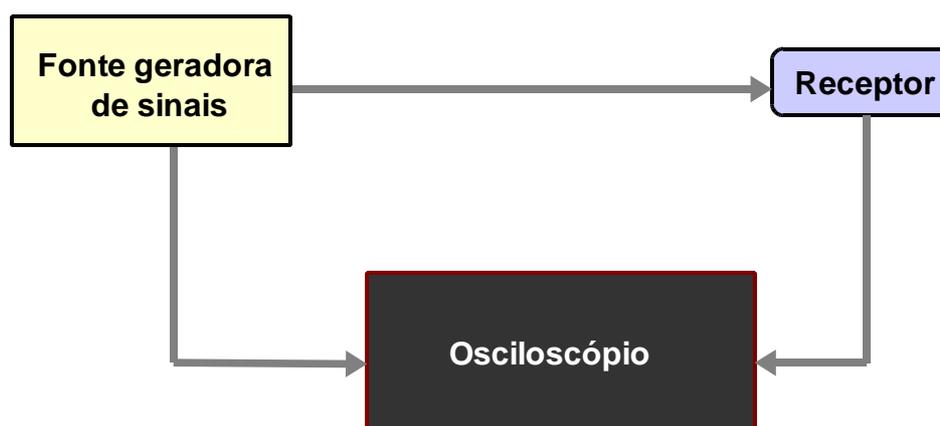


Figura 5.12: Arranjo esquemático utilizado para medida de resposta em frequência dos sistemas receptores montados.

Uma vez que o nível de tensão (amplitude) do sinal está acima do limiar de detecção do fotodetector, a caracterização do receptor é realizada completamente obtendo-se a resposta em frequência de ambos (Figura 5.12). No caso do presente trabalho, a investigação com relação ao nível de detecção do sistema foi feita ajustando-se a amplitude no gerador de sinais para níveis tão baixos quanto o equivalente à potência de -65 dBm, como mostrado na Figura 5.13, que correspondia aos níveis esperados para ER anti-Stokes.

Verificou-se no primeiro conjunto medido – o TIA 1 (Figura 5.13) – que o sinal enviado pela fonte sofria uma alteração quando recebido por esse receptor. Fato que não se reproduzia pelo TIA 2, mesmo quando a potência incidente era tão baixa quanto -65 dBm. Esse resultado demonstra alterações na forma de onda quando não se utilizam receptores adequados.

Dando continuidade às medições de caracterização desses receptores, foi obtida a curva de resposta em frequência para cada um deles, conforme apresentada na Figura 5.14. A diferença de resposta em frequência apresentada por cada um desses conjuntos fotodetector-amplificador é clara.

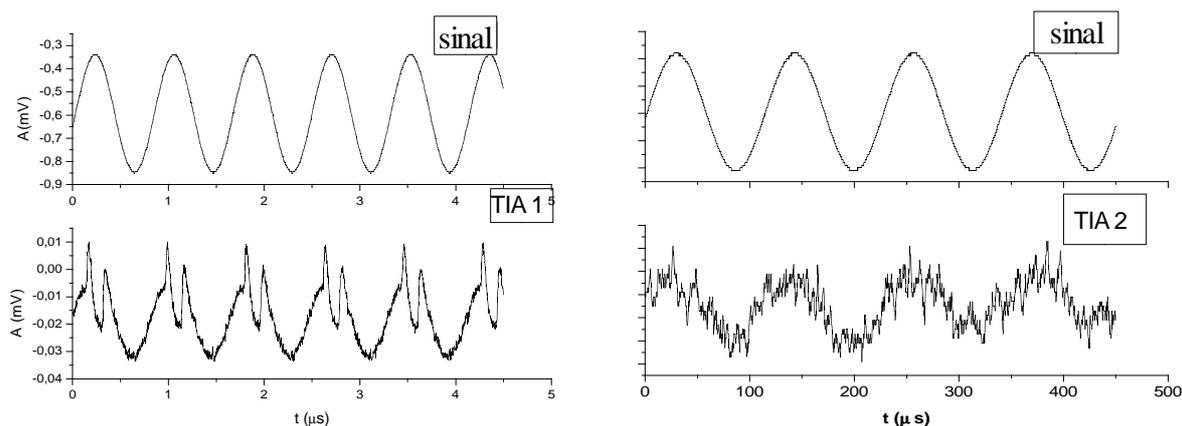


Figura 5.13: Forma de onda obtida pelos dois receptores implementados: TIA 1 e TIA 2. Em ambos os casos o sinal obtido pelo receptor tinha níveis tão baixos quanto -65 dBm.

De acordo com os dados apresentados na Figura 5.14, verifica-se que o TIA 1 tem um comportamento do tipo passa-faixa e portanto, sua resposta em frequência apresenta uma largura de banda bastante estreita com corte (3 dB) em frequências inferiores a 10Hz e superiores a 100 kHz. Essa característica faz com que as componentes de alta frequência (acima de Megahertz) do sinal R-OTDR não sejam corretamente recuperadas, conforme exemplificado na forma de onda apresentada Figura 5.13 TIA 1.

Já os resultados do TIA 2 demonstram que esse dispositivo tem uma resposta em frequência que se estende até a ordem de Megahertz. Por outro lado, existe uma ineficiência com relação à resposta na região de baixas frequências, o que causa um outro efeito na forma de onda recebida, conforme apresentado nas Figuras 5.14.

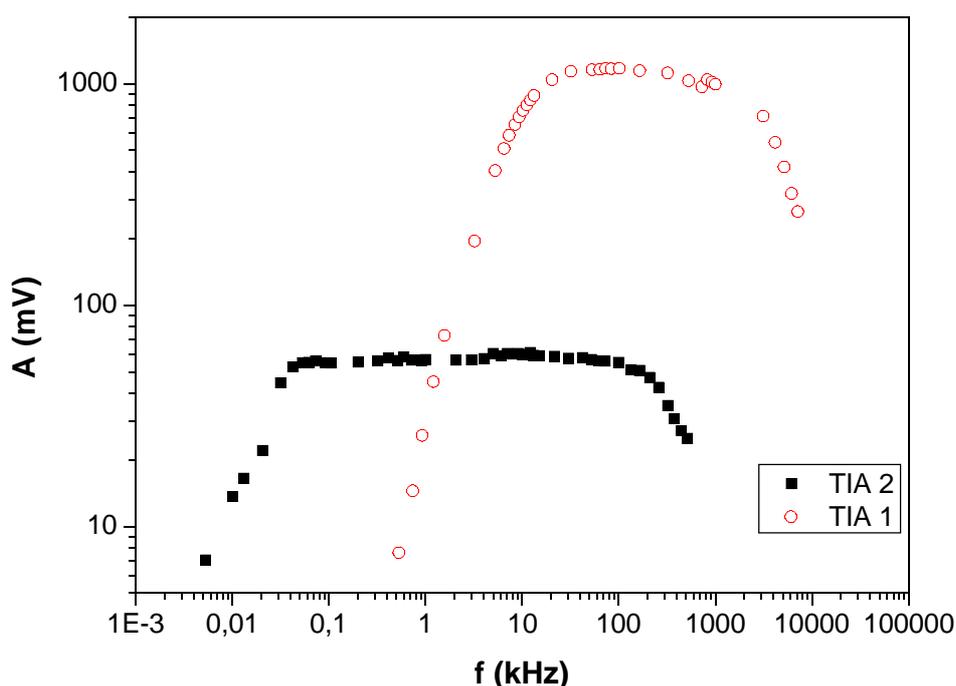


Figura 5.14: Resposta em frequência para os amplificadores utilizados no receptor.

A Figura 5.15 apresenta, como caráter ilustrativo, as formas de onda R-OTDR obtidas pelos receptores TIA 1 e TIA 2. Ela tem como objetivo demonstrar as implicações que a escolha de um fotodetector-amplificador inadequado pode acarretar no sinal medido.

Basicamente, o que diferencia cada um dos conjuntos dos circuitos é a resposta do fotodetector somada a resposta do circuito de transimpedância desenvolvido para tal. Verificou-se que em ambos os casos os prejuízos são causados pela deficiência de resposta em alta frequência e pelo nível do limiar de detecção, isso provoca alterações nas curvas que não podem ser desconsideradas.

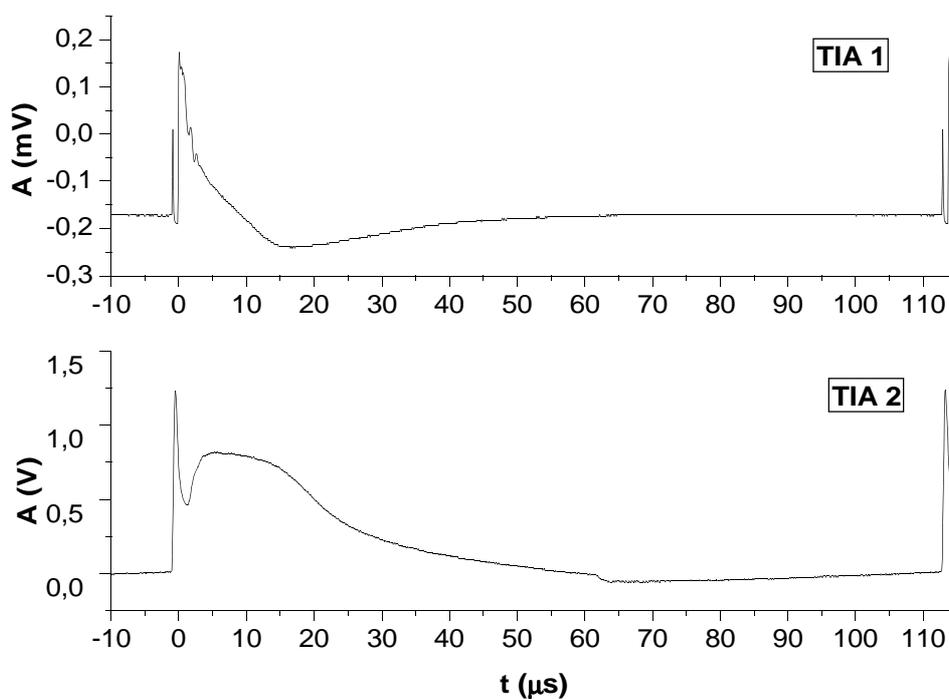


Figura 5.15: Curva OTDR obtida para o sinal Rayleigh incidido sobre cada um dos sistemas amplificador-receptor desenvolvido.

Observa-se nas curvas 5.15 que no caso do TIA 1 o problema é principalmente com relação ao baixo sinal recebido pelo sistema receptor a partir de 10 μ s; já no caso do TIA 2 o problema está na ausência de resposta do sistema a altas frequências ($f > 1$ MHz) que compromete a resolução da posição a ser mensurada, o que fica claro quando se observa o início da curva.

Dessa primeira investigação concluiu-se que o sistema receptor-amplificador deveria ser cuidadosamente desenhado a fim de obter a melhor relação ganho-largura de banda.

Diante desses resultados, o sistema receptor foi completamente modificado substituindo-se o fotodetector utilizado por um cuja largura de banda fosse maior. Também foi acrescentado um circuito integrado com amplificação acoplada. O ganho conferido ao sinal por esse novo circuito podia ser modificado a partir da escolha correta de resistores de controle de. Para essa finalidade, foram escolhidos 6 resistores cujos valores são apresentados na tabela 3.

Para cada valor de resistor utilizado obtinha-se um “novo” sistema receptor-amplificador a ser empregado na detecção do sinal Raman, o qual foi utilizado tanto para detecção da banda Stokes quanto da banda anti-Stokes. Dessa forma, obteve-se a resposta em frequência (Fig. 5.16), o ganho (Fig. 5.17) e a largura de banda rms (Fig. 5.18) para cada sistema receptor-amplificador operando com cada um dos resistores de transimpedância da Tabela 3.

Tabela 3: Valores dos resistores utilizados no circuito de amplificação

Arranjo	R (kΩ)
R1	10
R2	39
R3	47
R4	62
R5	100
R6	390

Além desses três aspectos medidos, foi verificado também o quanto o sinal medido poderia ser alargado devido ao aumento da capacidade de ganho do circuito implementado. Essa informação tem um forte impacto na determinação da localização de pontos perturbados na fibra e, portanto, apresenta um caráter decisivo na hora de escolher o arranjo mais adequado.

A Figura 5.16 apresenta a resposta em frequência para cada um dos resistores de transimpedância utilizados. Observou-se que, para os valores de resistores investigados, de 10 k Ω até 390 k Ω , existe uma variação significativa na faixa de resposta em frequência.

A variação da resposta em frequência é responsável principalmente por perdas de precisão na medição da posição do evento de interesse. Sendo assim, ao avaliar as curvas apresentadas pelas Figuras 5.16 até 5.17 deve-se também considerar: ganho versus precisão, Figura 5.19.

A variação do ganho, no entanto, é a grandeza que parece ser mais relevante, conforme será apresentado na Figura 5.16 (note que o gráfico está em escala logarítmica).

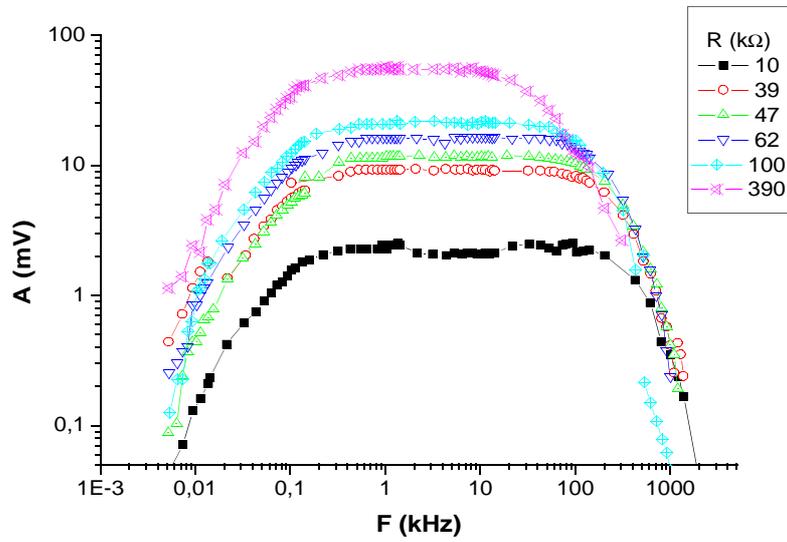


Figura 5.16: Resposta em frequência do sistema amplificador-receptor para diferentes valores de resistência empregada.

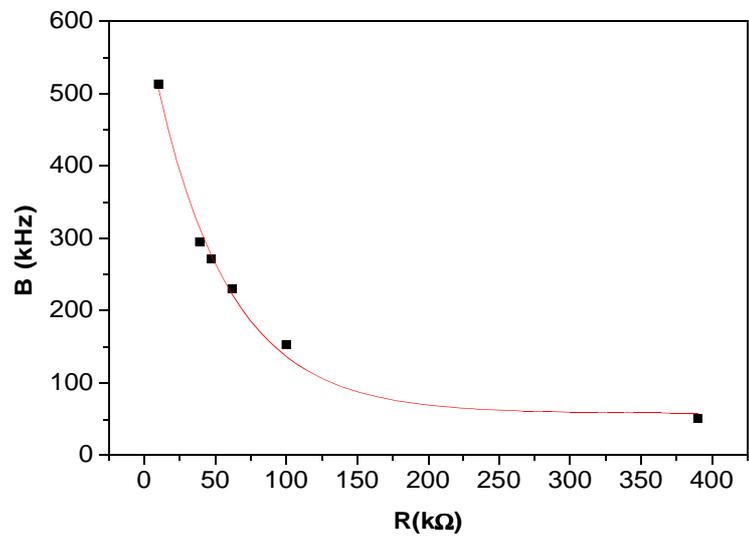


Figura 5.17: Largura de banda em função do resistência aplicada ao circuito amplificador.

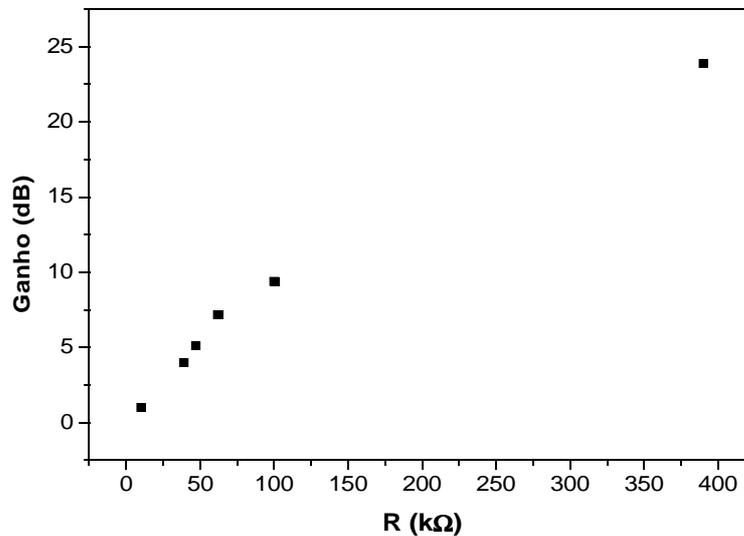


Figura 5.18: Ganho associado a cada um dos resistores de transimpedância aplicados ao receptor. Dados foram normalizados pela resistência de menor magnitude, ou seja, 10 kΩ.

A Figura 5.17 deve ser analisada juntamente com a Figura 5.18 a fim de se propor a construção mais adequada.

Verificou-se que a largura de banda de resposta em frequência tem um comportamento oposto ao observado para o ganho, com relação ao resistor empregado. Isto se deve à própria natureza do sistema eletrônico do amplificador no qual a penalidade devido ao aumento do ganho é a diminuição da largura de banda da resposta em frequência. O comportamento demonstrado nas Figuras 5.17 e 5.18 demonstra quais os prejuízos quando se procura privilegiar um parâmetro em detrimento de outro.

Portanto, optando-se por um receptor que transcreva a forma de onda mais original possível perde-se na amplificação do sinal; isso torna impraticável a aplicação do sensor Raman para longas distâncias. Por outro lado, se é privilegiado apenas a faixa dinâmica de operação do sensor, perde-se em precisão na determinação da posição.

Existem mecanismos que podem ser utilizados na otimização da precisão do receptor. Esses se utilizam de outros métodos que não só o ajuste de componentes eletrônicos, como por exemplo, codificação do sinal OTDR (Park et al., 2006), deconvolução do sinal obtido ou mesmo a utilização de sistemas mais sofisticados, como FPGA (Field-programable gate array), por exemplo (LAGISHETTY e SRINIVASAN, 2008).

A tabela 3 apresenta um resumo com os parâmetros de largura de pulso e largura de banda de diversos trabalhos da literatura a fim de comparar com os resultados experimentais apresentados no presente trabalho. Observou-se que a resposta em frequência do receptor, em alguns casos, é tal que corresponde ao menos ao inverso da duração do tempo de pulso; por outro lado, alguns autores optaram por um receptor com a resposta em frequência aquém do que seria necessário, é o caso de Kee et al. (1999) e Höbel et al. (1999), levando a crer que foi aplicado métodos de deconvolução do sinal para obter a precisão desejada.

Tabela 4: Largura de banda do receptor em função da largura temporal do laser empregado por diversos autores.

Fonte	Δt (ns)	B (MHz)
Stierling et al. (1987)	13	não informado
Dakin et al. (1985b)	15	100
Hartog et al. (1985)	40	30
Wait et al. (1996)	10	28
Kee et al. (1999)	33	3
Höbel et al. (1995)	3	250

No caso do presente trabalho pretendia-se obter o melhor resultado ajustando-se apenas o sistema receptor para, em um trabalho futuro, procurar métodos de aprimoramento aplicáveis ao sensor desenvolvido.

Assim, tendo em vista propostas futuras de otimização optou-se por utilizar resistores que favorecessem a amplificação do sinal a fim de se realizar as medições em enlaces de 10 km.

A penalidade devido ao fato de se privilegiar o ganho em detrimento da precisão está apresentada na Figura 5.19 (a) e (b). Para se medir a precisão espacial fornecida pelo receptor, utilizou-se um sinal elétrico para modular um laser, o mesmo utilizado no aparato experimental da Figura 5.2 no qual foi selecionada a largura temporal de 200 ns e frequência de 10 kHz. O sinal emitido pelo laser foi atenuado mediante o uso de atenuadores fixos até se atingir níveis de potência que pudessem ser incididos no fotodetector montado no receptor. A partir de então foram feitas diversas tomadas de dados para o receptor operando com cada um dos resistores de transimpedância disponíveis.

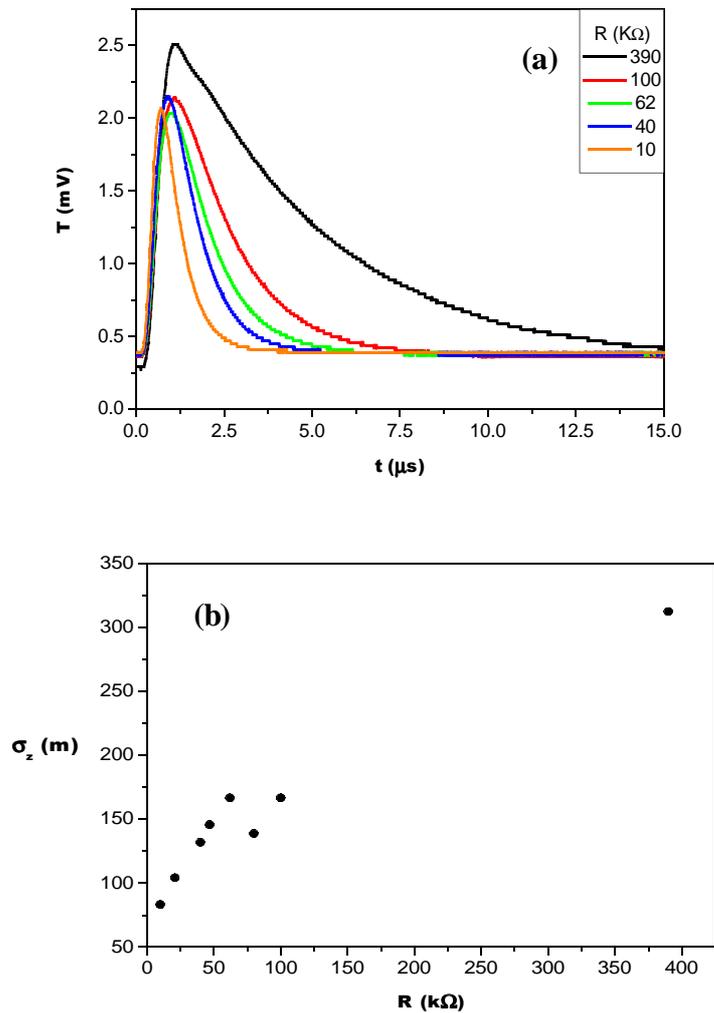


Figura 5.19: (a) Pulso de luz medido no receptor operando em diferentes condições de ganho; (b) Resolução espacial estimada a partir do resultado em (A).

Como é conhecido, a resolução espacial de sistemas de detecção do tipo OTDR é composta pela convolução de duas componentes: uma devido a largura espacial do pulso incidente e, outra devido ao desempenho do sistema receptor. Em geral é preferido que a resolução seja delimitada pela largura temporal do pulso incidente, pois essa pode ser facilmente controlada. No entanto, os resultados obtidos mostram que para o caso do presente receptor, a limitação em largura de banda do receptor é a principal componente na determinação da resolução espacial, pois ela equivale a um pulso de $1 \mu\text{s}$ o

que é bem maior do que os 200 ns do pulso de laser. Por essa razão, admite-se que a resolução espacial do SDFO-R é dada pela componente referente ao receptor.

5.3 Mapa de temperatura obtido via espalhamento Raman

Nas seções anteriores foram discutidos o sistema de bombeamento para geração de ER contra-propagante em fibra óptica; a escolha do meio para a finalidade a qual se propunha e as justificativas para isso; finalmente, foi apresentado um amplo leque de medições visando desenvolver um sistema receptor capaz de captar o sinal e obter a informação da temperatura a partir das variações da intensidade Raman anti-Stokes. Os resultados obtidos nas seções anteriores são a base para a conclusão deste trabalho que é apresentado nesta seção a fim de realizar a medição das curvas de temperatura.

5.3.1 Aspectos teóricos de sensoriamento de temperatura distribuído via Espalhamento Raman

O mapa de temperatura obtido via fibra óptica, pode ser conseguido a partir de dois tipos de normalização da curva RA-OTDR: o método absoluto de medição de temperatura, e o método relativo.

O método absoluto é o mais utilizado pois fornece o valor de temperatura de modo totalmente independente das alterações que o feixe óptico possa ter sofrido ao longo da propagação pela fibra. Esse método consiste em obter o mapa de temperatura a partir da razão entre as intensidades das curvas Stokes e anti-Stokes, proveniente do comprimento de onda de maior probabilidade para espalhamento Raman, ou seja, àquele equivalente à 14 THz. O nome dado a essa técnica é termometria distribuída baseada em espalhamento Raman anti-Stokes (DART), onde a relação entre a razão de intensidades e a

temperatura é dada por (DAKIN, 1985b)

$$R(T) = \frac{I_{AS}}{I_S} = \left(\frac{\lambda_S}{\lambda_{AS}} \right)^4 \exp\left(\frac{-h\Delta\nu}{KT} \right). \quad (5.1)$$

Em (5.1) I refere-se à intensidade, λ_S ao comprimento de onda Stokes e λ_{AS} ao comprimento de onda anti-Stokes; h é a constante de Planck; $\Delta\nu$ é o deslocamento Raman em frequência absoluta; K é a constante de Boltzmann e T a temperatura em Kelvin.

Apesar de ser muito atrativa em princípio, a técnica DART apresenta um problema crítico: a perda diferencial. A perda diferencial ocorre devido ao fato de se tentar relacionar duas curvas de reflexão do sinal óptico provenientes de comprimentos de onda diferentes e, portanto, com coeficientes de perdas ópticas diferentes.

No caso da termometria Raman essa relação se dá pela razão entre as duas formas de onda referentes as duas banda de ER, cujos comprimentos de onda diferem de cerca de 200 nm. Assim, a perda óptica correspondente a cada banda é diferente, portanto deve existir um termo exponencial adicional na Equação (5.1) com a finalidade de corrigir esse fato, ou seja, (SCHLUMBERGER, 2005)

$$R(T, z) = \frac{I_{AS}}{I_S} = \left(\frac{\lambda_S}{\lambda_{AS}} \right)^4 \exp\left(\frac{-h\Delta\nu}{KT} \right) \exp\left[-(\alpha_S + \alpha_{AS})z \right] \quad (5.2)$$

Dessa maneira, deve-se inicialmente obter a potência em cada ponto da curva obtida via OTDR referente ao enlace (Equação (5.3)). Aplicando o valor correto de α_j antes de se realizar a razão entre elas,

$$P = P_0 \exp\left[-\int_0^z \alpha_j(\zeta) d\zeta \right] \quad (5.3)$$

em que P e P_0 são as potências em um ponto z qualquer do enlace e no ponto inicial desse, respectivamente; j refere-se ao comprimento de onda Stokes ou anti-Stokes e α_j ao coeficiente de perda.

Embora a perda óptica em fibra seja um dos parâmetros mais fundamentais na concepção do guia de onda, é muito difícil determinar seu coeficiente pontualmente ao longo de todo o guia pois, esta não é uniforme como geralmente se supõe (SCHLUMBERGER, 2005; TOGE et al., 2003). Isso ocorre devido a pequenas curvaturas que podem existir ao longo do caminho, variações no diâmetro do núcleo e até mesmo defeitos causados na estrutura do material que compõe a fibra devido à difusão de agentes químicos e sua consequente degradação.

Por essa razão, se a correção por perda diferencial não for feita em cada uma das formas de onda obtidas, os efeitos da perda produzidos na curva estarão convoluídos com as informações de temperatura. Alguns autores propõem formas de lidar com esse problema, seja através de métodos de medida da perda (TOGE et al., 2003), seja propondo as correções na razão dada pela Equação (5.2) (SCHLUMBERGER, 2005; TOGE et al., 2003)

O segundo método utilizado para obter o mapa de temperatura é bastante simplificado e consiste em normalizar a forma de onda da curva anti-Stokes (AS) referente a uma tomada de dados do sistema aquecido, pela forma de onda AS obtida com o enlace em temperatura ambiente, eliminando assim o problema da perda diferencial.

Em primeira análise, essa técnica parece levar a um outro problema, que é o fato de que eventuais perdas ocorridas no guiamento da luz ao longo da tomada de dados não seriam contempladas. No entanto, técnicas de controle podem ser facilmente aplicadas através da utilização de dispositivos simples como uma chave óptica, por exemplo, alternando entre a tomada de dados proveniente de ER e espalhamento Rayleigh no comprimento de onda do Raman anti-Stokes. Outra solução proposta é medir uma temperatura de referência mantendo uma porção do enlace como tal, mantida à temperatura de 0 °C, de modo análogo ao que se utiliza em termopares.

Com o objetivo de obter o mapa de temperatura da fibra no presente trabalho

os dois métodos descritos acima foram abordados. Os dados experimentais são apresentados na próxima seção.

5.3.2. Mapa de Temperatura obtido experimentalmente

Nos capítulos 2, 3 e 4 foi descrito, respectivamente, a técnica de medição a ser utilizada nos sensores Raman, os conceitos e a teoria envolvidos na descrição do ER e sua investigação experimental. Isso posto, no capítulo 5 introduziu-se os requisitos necessários para construção do sensor distribuído e a técnica DART, além de alguns conceitos relativos ao sensor distribuído de temperatura por ER. De posse do conhecimento adquirido ao longo de todos os capítulos da tese, chega-se ao ponto de obter os mapas de temperatura via fibra óptica, que são discutidos nessa seção a partir dos dois métodos descritos anteriormente.

As curvas obtidas via ROTDR são muito ruidosas devido à baixa intensidade do ER, por essa razão é necessário acumular muitas médias a fim de se obter boa SNR.

Os dados obtidos para a presente tese foram adquiridos utilizando um programa desenvolvido em *Labview*®, que permitiu ajustar a quantidade de curvas ROTDR obtidas a fim de realizar a média.

Testes iniciais em nossos experimentos demonstraram que pouco se ganhava na qualidade SNR quando se aumentava o número de médias de 1000 dados para 15000. No entanto, na literatura, encontram-se registros de mapas de temperaturas obtidos a partir de médias com 30000 (ALAHBABI et al., 2005) até 64000 (LAGISHETTY e SRINIVASAN, 2008) curvas. A taxa de transferência de dados do osciloscópio utilizado (Figura 5.17) na montagem experimental é de 10 GS/s. Isso somado ao tempo de processamento das formas de onda no osciloscópio tornava o tempo de aquisição de dados muito longo e inviável para realização de médias com grandes volumes de dados. No entanto, devido ao excelente trabalho do receptor-amplificador utilizado e ao

valores de potência aplicados, era possível obter boa razão sinal-ruído com apenas 3000 formas de onda para cálculo de média.

Uma vez obtida a forma de onda via OTDR, o primeiro trabalho a ser realizado nesses dados consiste em fazer um “ajuste de linha de base” (ou *baseline*) corretamente, pois sem isso é praticamente impossível prosseguir na obtenção da temperatura. Além do ajuste de zero de intensidade na forma de onda obtida, outros ajustes gráficos são disponíveis no programa utilizado para tratar as curvas (*Origin*©) com a finalidade de obter melhor SNR.

Dentre as ferramentas disponíveis no *Origin*©, encontra-se a técnica Savitzky-Golay de suavização da curva, cujo método consiste em realizar uma regressão polinomial realizada ponto a ponto a fim de determinar o valor suavizado para cada par ordenado da curva. Em geral, esse método não causa nenhuma penalidade aos dados obtidos experimentalmente pois ele tende a preservar suas características tais como altura e largura de picos. A realização de “médias adjacentes”, embora também esteja disponível para suavização da curva não se traduz em uma ferramenta muito adequada, pois sua utilização causa deformação na forma de onda o que prejudica a precisão na medida da posição da região perturbada. O método Savitzky-Golay, por sua vez, mostrou-se adequado em testes preliminares, não deformando a curva e preservando informações de intensidade, conforme pode-se observar nas curvas apresentadas nesse capítulo (Figuras 5.20 – 5.28).

De posse dessas informações e das características dos circuitos disponíveis, obteve-se as formas de onda referente as bandas Raman anti-Stokes e Stokes via a técnica OTDR – utilizando o aparato da Figura 5.20 – para o circuito amplificador operando com 4 dos resistores aplicados, a saber: 10 k Ω , 62 k Ω , 100 k Ω e 390 k Ω .

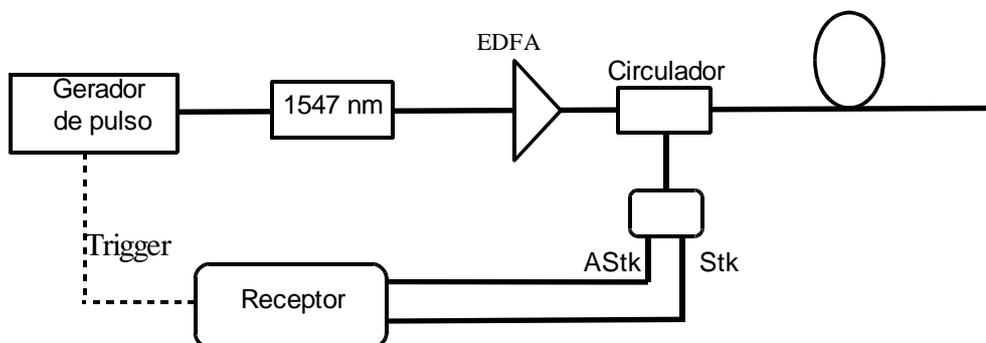


Figura 5.20: Arranjo experimental utilizado na obtenção dos mapas de temperatura.

5.3.2 (A) Método DART

O sensor foi caracterizado operando com os seguintes parâmetros:

- potência média do laser de bombeamento de 50 mW,
- taxa de repetição de 8,17 kHz,
- largura temporal do pulso de 200 ns,
- comprimento de fibra utilizada de 12,6 km

Os dados apresentados na Figura 5.21 consistem no cálculo da razão de intensidades que foram obtidas para o receptor atuando com 5 resistores diferentes. Verificou-se que sem qualquer tipo de correção é praticamente impossível obter a informação de temperatura por posição de forma adequada, em particular, não é possível medir o pico de aquecimento referente ao carretel de 370 m colocado na posição 8000 m, como era esperado.

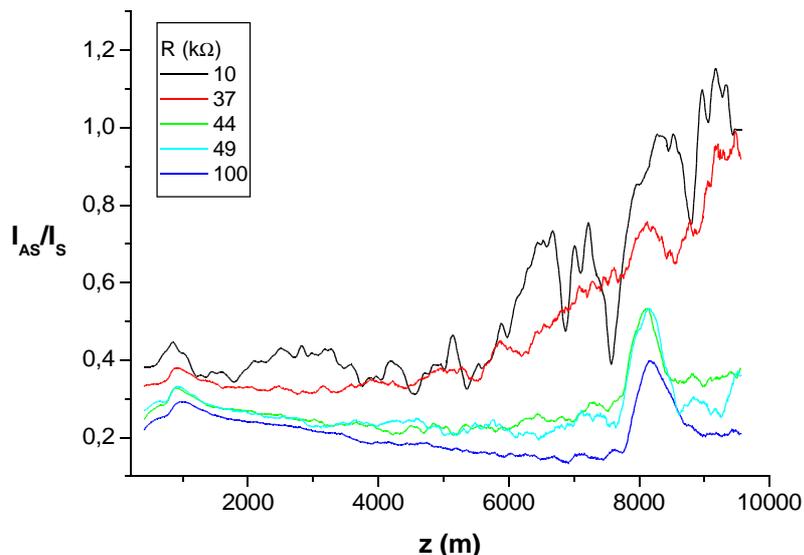


Figura 5.21: Razão obtida pela Equação (5.1) para as curvas R-OTDR obtidas pelo receptor operando com 5 resistores diferentes de cada vez. Trecho aquecido a 58°C posicionado em 8200 m.

As curvas de temperatura apresentadas na Figura 5.21 foram obtidas com 3000 médias e suavizadas pelo método Savitzky-Golay. Elas apresentam os efeitos devido a perda diferencial causados ao longo de toda a extensão da fibra, porém salientado nos últimos 3 km de comprimento.

Verifica-se claramente que o aumento na resistência aplicada, se traduz em um aumento no ganho obtido (melhora na SNR), fato esse que pode ser observado quando se compara a curva referente ao resistor de 10 kΩ com a de 100 kΩ; a escolha dos resistores se traduz não somente no aumento da faixa dinâmica do sensor mas também na diminuição do nível de ruído medido, fato esse que só é possível de ser obtido aplicando resistores adequados ao sistema receptor, ou seja aqueles cuja resistência era maior do que 40 kΩ.

Finalmente, verifica-se a degradação do sinal obtido à medida que a extensão do sensor aumenta. Isso é um problema típico de faixa dinâmica de operação, cujo fator determinante é a baixa potência de incidência aplicada, sendo que esta determina a potência espalhada. Aumentar a potência de incidência, no entanto, é uma prática cujos impactos devem ser considerados antes de adotá-

la, conforme será discutido mais a frente.

As curvas 5.22 (a) e (b) e a curva 5.23 apresentam a correção por perda diferencial realizada na curva R-OTDR (conforme Equação (5.2)), a partir do ajuste de uma curva exponencial feita aos dados originais obtidos utilizando o receptor atuando com o resistor de 49 k Ω .

Com a realização da correção, é possível observar o pico de aumento de temperatura referente à intensidade Raman proveniente do carretel acondicionado no interior da câmara. Observa-se também um pico de menor intensidade no início do enlace, proveniente do reflexão da luz na extremidade da fibra.

Embora seja conhecido que apenas a banda anti-Stokes sofre um aumento de intensidade em função do aumento de temperatura, verificou-se experimentalmente que a banda Stokes exibe um pequeno aumento com relação à variação de temperatura. Além disso, devido ao fato de ter sido utilizadas fibras de diferentes fabricantes, o espalhamento Raman ocorre de forma diferente da fibra a ser aquecida.

Verificou-se também que, apesar de as curvas da Figura 5.22 (a) e (b) aparentemente terem sido corrigidas com parâmetros adequados, quando a razão entre as intensidades é realizada, conforme Equação (5.2), o fator de correção mostra-se inadequado, pois a curva resultante (Figura 5.23) não se mantém com intensidade constante nos trechos mantidos em temperatura ambiente, conforme esperado.

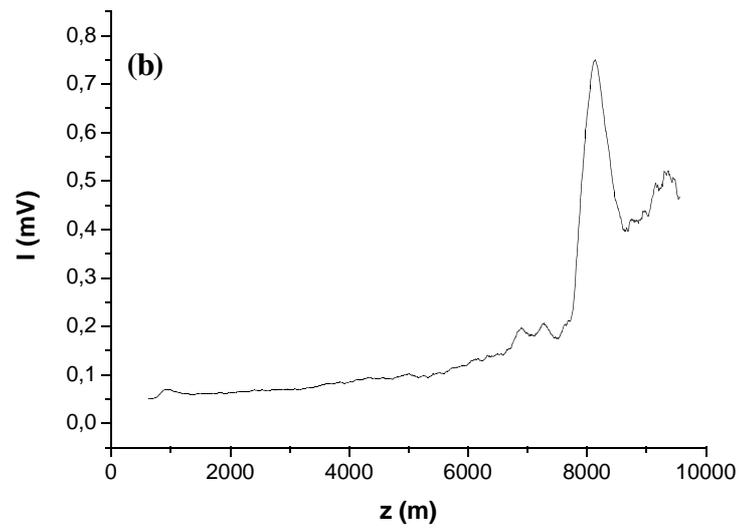
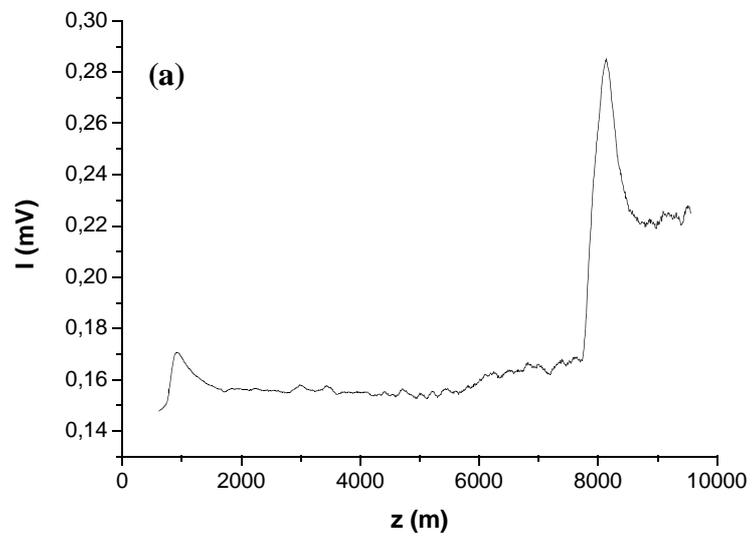


Figura 5.22: Curva R-OTDR para a banda (a) Stokes e (b) anti-Stokes, tendo sido corrigida a perda diferencial.

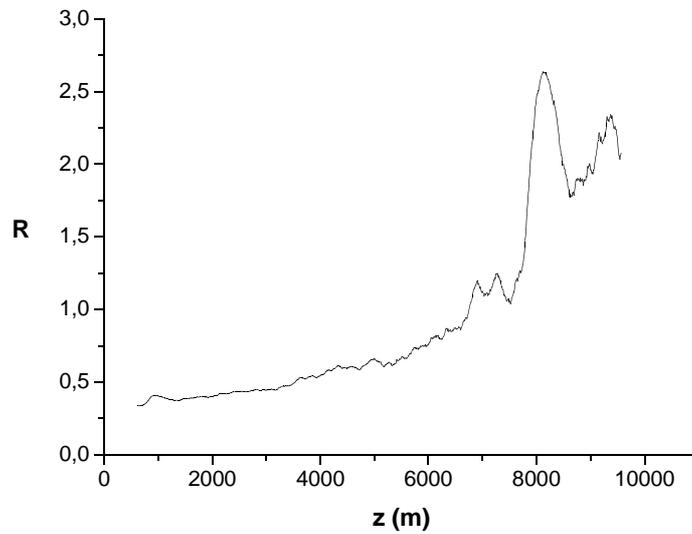


Figura 5.23: Razão de intensidades anti-Stokes/Stokes corrigidas, para obtenção do mapa de temperatura via técnica DART. As curvas 5.21 (a) e (b) foram utilizadas.

Os fatores de correção aplicados nas curvas da Figura 5.22 (a) e (b) foram determinados de três maneiras: primeiro foi feita a medição do coeficiente de perda nos comprimentos de onda do espalhamento Raman fazendo-se uma fonte de luz branca incidir na fibra óptica. Esse método, embora muito utilizado, fornece o coeficiente de perda global da fibra e não é possível a partir dele obter a medida ponto a ponto. O segundo método utilizado foi medir a perda a partir de um equipamento OTDR comercial utilizando pulsos tão estreitos quanto 10 ns; nesse caso, apesar de a medida da perda ter sido realizada de modo distribuído, não se tinha disponível os mesmos comprimentos de onda da banda Raman e, portanto, fez-se uma estimativa a partir dos valores medidos. Finalmente, optou-se por um ajuste numérico às curvas ROTDR para ambas as bandas medidas.

Dentre as três formas propostas para corrigir a curva ROTDR por um fator que contemplasse a perda diferencial de modo adequado, a última proposta foi a que mostrou um resultado melhor ao menos para os primeiros trechos do

enlace. No entanto, à medida que a extensão aumenta o ajuste mostra-se discrepante e a correção já não é mais efetiva.

Observou-se que para as outras duas formas de correção utilizadas, as mesmas não eram eficientes e também apresentavam um comportamento de discrepância para valores de z maiores do que 3000 m.

Concluí-se a partir desses resultados que, para se utilizar dessa técnica é necessário antes desenvolver um método de correção de perda diferencial adequado para sistemas Raman, medindo-se o coeficiente de perda distribuído (SCHLUMBERGER, 2006) e para cada comprimento de onda presente nas bandas utilizadas para medição. Técnicas que visem resolver esse problema são temas para trabalhos futuros.

5.3.2 (B) Método de normalização por curva de temperatura ambiente

O arranjo experimental representado na Figura 5.20 foi utilizado também na obtenção das formas de onda obtidas para cálculo de temperatura a partir deste segundo método.

Este método consiste em obter inicialmente a curva RA-OTDR para toda a extensão de fibra mantida em temperatura ambiente, a ser utilizado como referência; os dados foram armazenados em arquivo. Em seguida foram tomadas as curvas nas diversas temperatura de interesse, sempre considerando o tempo de aquecimento da amostra.

Uma vez obtidas as curvas RA-OTDR em cada uma das temperaturas de interesse, inclusive em temperatura ambiente, foi realizada a razão entre as intensidades das duas curvas anti-Stokes, considerando a normalização pela curva obtida em temperatura ambiente, da seguinte forma

$$f = \frac{I_{AS}(T)}{I_{AS}(T = 20^{\circ}C)}. \quad (5.4)$$

Este procedimento foi realizado para o receptor operando com o resistor de transimpedância em 10 k Ω , 60 k Ω e 100 k Ω . Em cada um dos casos tinha-se um ganho associado, como discutido anteriormente, e um alargamento do pulso recebido correspondente, conforme apresentado na Figura 5.18. A curva correspondente à razão de intensidades obtida (conforme Equação (5.4)), utilizando esse segundo método de normalização fica claro a relação que deve ser estabelecida entre essas duas grandezas (faixa dinâmica e resolução) a fim de se obter o resultado desejado.

As Figuras 5.24 (a), (b) e 5.25 apresentam a razão das intensidades obtida via essa segunda normalização para os resistores de 10 k Ω , 60 k Ω e 100 k Ω , respectivamente.

Comparando-se as Figuras 5.24 (a) e 5.24 (b), observou-se um aumento efetivo na faixa de operação do sensor em virtude exclusivamente do ganho no receptor quando este era constituído com o resistor de transimpedância de maior magnitude: a faixa dinâmica foi modificada de cerca de 3 km, no primeiro caso, para cerca de 8,5 km na situação em que se utilizou o resistor de 100 k Ω .

Além disso, a SNR foi melhorada com a utilização de resistores de maior magnitude. Na Figura 5.23, por exemplo, o pico de intensidade Raman é praticamente indistinguível do ruído, problema este que é completamente solucionado na Figura 5.25.

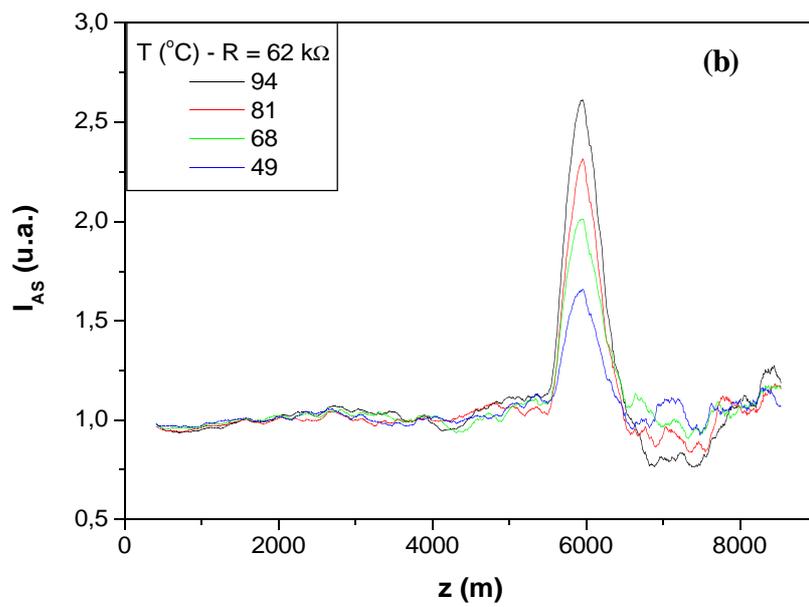
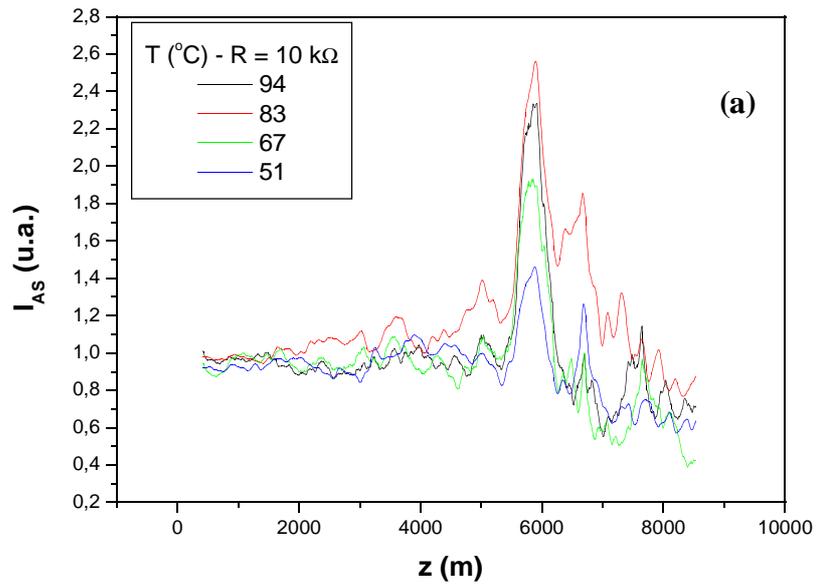


Figura 5.24: Razão entre as curva Raman-OTDR obtida para várias temperaturas utilizando os resistores de menor ganho (a) $10 \text{ k}\Omega$ e (b) $60 \text{ k}\Omega$

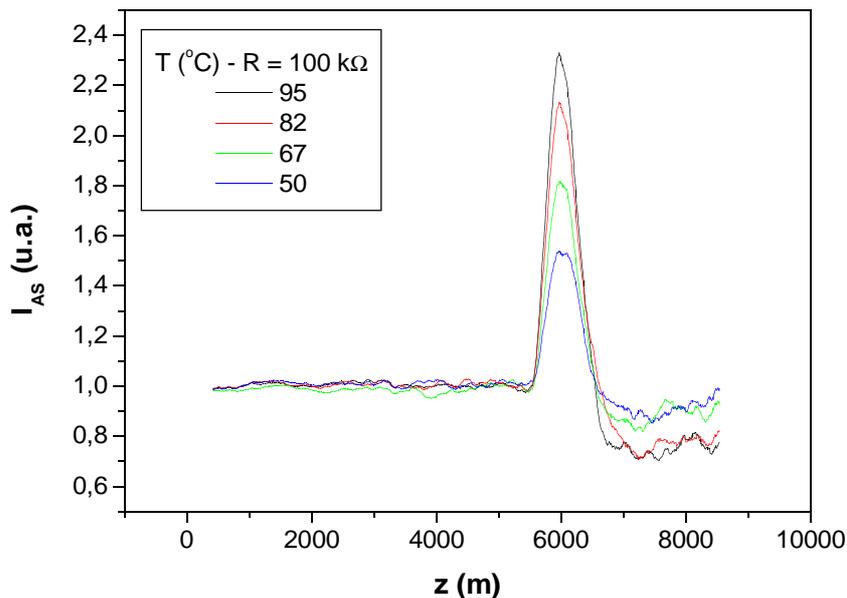


Figura 5.25: Razão entre as curva Raman-OTDR obtida para várias temperaturas utilizando o resistor 100 kΩ que foi o que apresentou o resultado mais adequado.

A normalização pela própria curva anti-Stokes obtida em temperatura ambiente, evidentemente elimina o problema da perda diferencial; no entanto, como as curvas anti-Stokes possuem intensidades muito baixas a SNR é bastante prejudicada, pois o cálculo da razão envolve duas curvas cujas intensidades são muito baixas, da ordem de *microvolts*, o que leva a necessidade de aplicar resistores de maior magnitude.

Uma das possibilidades mais intuitivas em se resolver o problema da razão sinal-ruído é aumentar a potência de bombeamento, até o sistema atingir o nível de geração de EREst, supondo que a curva Stokes não seja utilizada na normalização. Com isso, espera-se obter maior potência Raman espalhada nas ambas as bandas de interesse, pois a potência de incidência é maior.

No entanto, como foi apresentado no Capítulo 2, essa prática leva à depleção do sinal anti-Stokes devido ao fato de as Equações (3.17) e (3.18) estarem desacopladas na ausência de casamento de fase e mistura de quatro ondas (Boyd, 2003). Para demonstrar o prejuízo que o sinal estimulado pode causar

na curva RA-OTDR de um sensor distribuído, foi feita uma série de testes com potências de bombeamento variadas. Os resultados estão apresentados nas Figuras 5.26 e 5.27.

Como os níveis de potência utilizados nesse experimento eram bem maiores, optou-se por empregar um sistema receptor com ganho bem menor e fixo, ou seja, que não dispunha do ajuste pela substituição dos resistores.

Observou-se que em uma situação muito particular em que a região perturbada se concentra nos primeiros quilômetros do enlace, não existe um prejuízo grande na determinação da posição e temperatura, conforme Figura 5.25. Portanto, essa configuração seria viável para sistemas sensores com, no máximo, 1,5 km de extensão.

Por outro lado, quando a região perturbada ocorre no meio do enlace, cerca de 50 mW de potência média já são suficientes para que a banda anti-Stokes sofra a atenuação apresentada na Figura 5.26, chegando ao extremo para potências médias de 70 mW, onde o sinal da região perturbada está totalmente depletado.

Utilizando as mesmas condições experimentais foi feita uma análise de quais seriam as implicações nas formas de onda obtidas, caso fosse escolhido uma janela espectral dentro da banda anti-Stokes para realizar as medições. Segundo a literatura (Dakin, 1985b), a região da banda em torno dos 13 THz deve ser a mais sensível a variações térmicas do meio.

Os resultados obtidos são apresentados nas Figuras 5.26. De acordo com o arranjo experimental utilizado, não foi verificada nenhuma modificação significativa da intensidade das formas de onda com o comprimento de onda utilizado, mesmo quando se observa a região aquecida da curva.

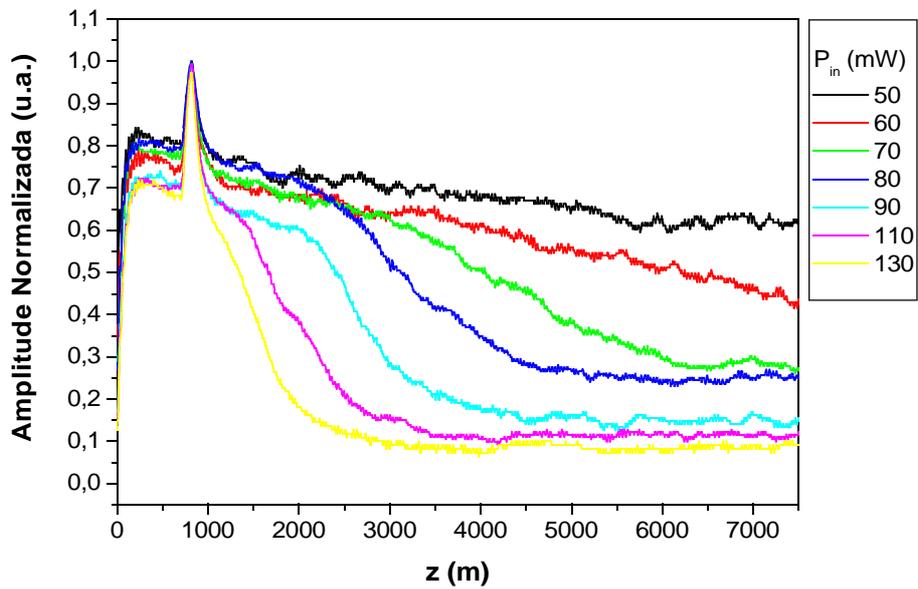


Figura 5.26: Curvas Raman-OTDR para banda anti-Stokes obtidas na região de EREst. Carretel aquecido colocado no início do enlace de 7600 m.

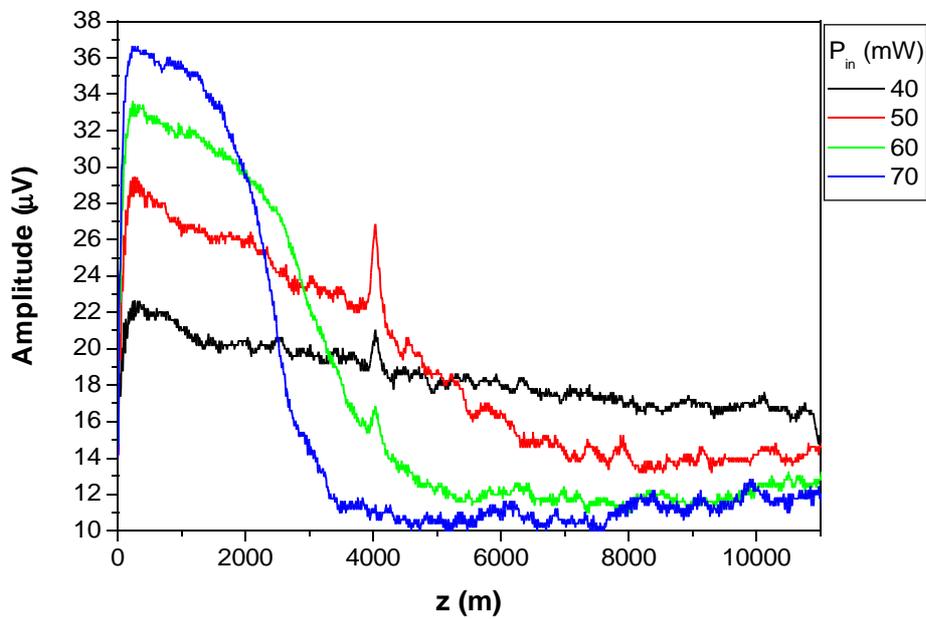


Figura 5.27: Curvas Raman-OTDR para banda anti-Stokes obtidas na região de EREst. Carretel aquecido colocado no meio do enlace de 11000 m (RIBEIRO et al., 2011).

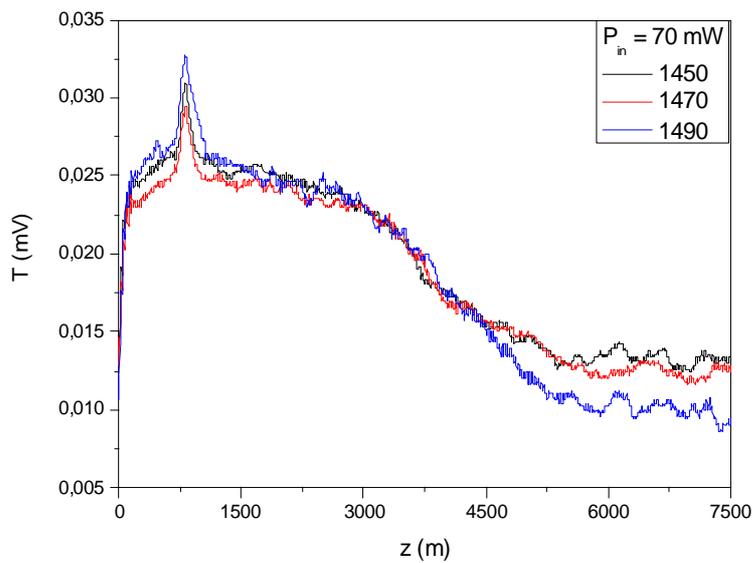
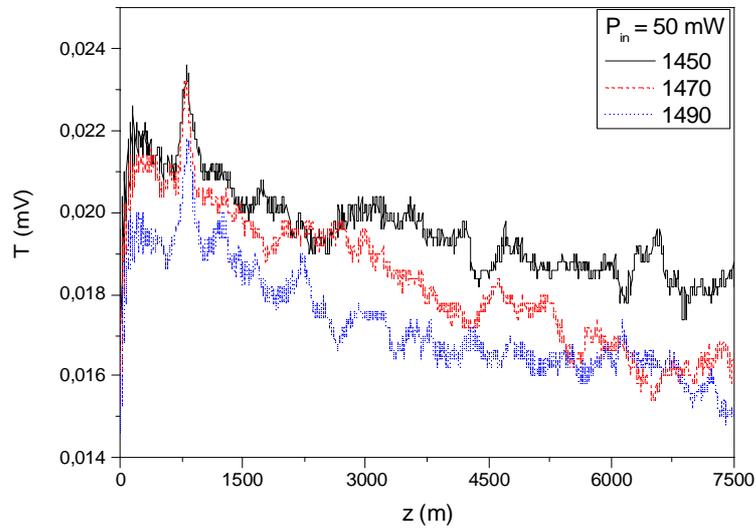


Figura 5.28. Curva R-OTDR para espalhamento anti-Stokes obtida com três bandas de comprimento de onda pertencentes ao ramo anti-Stokes, com potência incidente de 50 mW e 70 mW. O trecho de fibra de 100 m foi aquecido a 60 ° C (RIBEIRO et al., 2011).

Os resultados mostrados até o presente momento permitiram concluir que o método mais adequado para obter o mapa de temperatura é através da

normalização da curva RA-OTDR por temperatura ambiente, mantendo o receptor-amplificador operando com 100 kΩ e níveis de potência de incidência baixos o suficiente para evitar o surgimento do espalhamento estimulado. Uma vez que as diferentes janelas de comprimentos de onda pertencentes à banda Raman anti-Stokes não apresentaram variações de intensidades significativas entre si, optou-se por utilizar uma banda larga que compreende todo o espectro espalhado por Raman anti-Stokes. Essa medida pode ser realizada quando se aplica a normalização por temperatura ambiente, pois ela não acrescenta perdas de precisão devido a perda diferencial, além disso permite que valores maiores de potência espalhada sejam medidos. Embora a normalização pela curva em temperatura ambiente seja eficiente, ainda assim é necessária aplicar a ferramenta de suavização nas formas de onda antes de se calcular a razão.

Assim, a partir desses resultados, concluiu-se a proposta de um sensor de temperatura baseado em espalhamento Raman anti-Stokes inicialmente proposto para operar em enlaces com cerca de 10 km, com potência de bombeamento mantida baixa o suficiente para evitar o espalhamento estimulado. Fez-se medições para diversos valores de temperatura e ajustou-se uma curva de calibração para determinação da temperatura, os resultados estão apresentados nas Figuras 5.29 e 5.30.

Os dados apresentados na Figura 5.29 foram obtidos garantindo o aquecimento uniforme do carretel de fibra utilizado. Na Figura 5.29 cada curva é resultado da média de 3000 dados obtidos utilizando o programa desenvolvido em *LabviewTM* para diferentes valores de temperatura de aquecimento do trecho de fibra acondicionado no carretel de cobre. Apesar de o sistema de aquisição utilizado tornar impraticável aquisições com número de dados maiores do que o utilizado, obteve-se uma boa SNR ao longo de todo enlace. No entanto, chama atenção os últimos 2 km nos quais esta relação começa a sofrer danos, devido à baixa potência empregada.

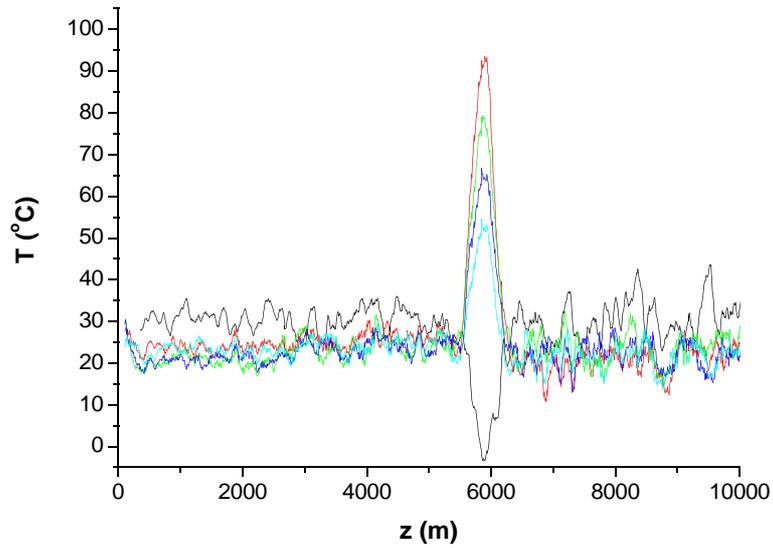


Figura 5.29: Mapa de temperatura distribuída em fibra obtida via normalização da curva anti-Stokes pela curva anti-Stokes medida previamente em temperatura ambiente. Cada uma das curvas corresponde a medição realizada em temperaturas distintas.

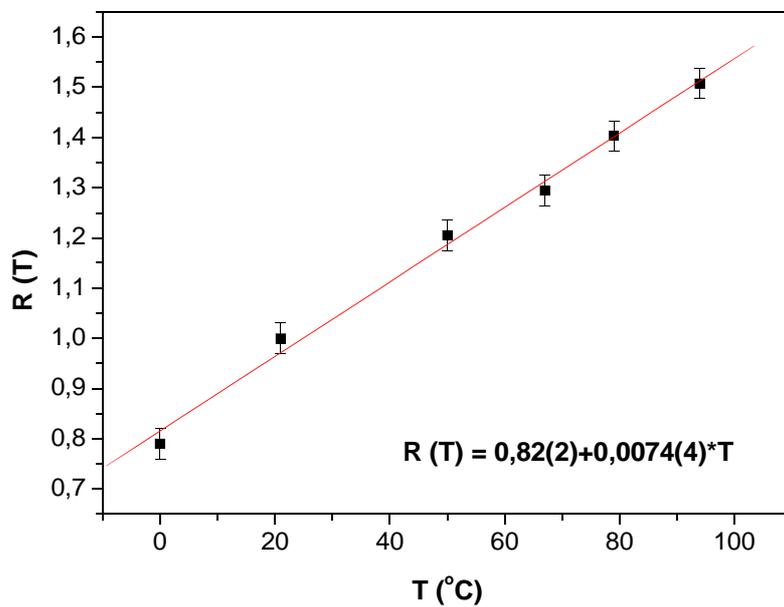


Figura 5.30: Curva de calibração de temperatura a partir da intensidade das curvas anti-Stokes normalizadas pelo método que utiliza curva anti-Stokes em temperatura ambiente.

A curva de calibração (Figura 5.30) foi obtida monitorando-se a temperatura do carretel de cobre com um termopar em contato com esse durante todo o tempo de aquisição. A temperatura obtida por meio do termopar foi apresentada em função da razão da intensidade medida.

A incerteza na medição de temperatura foi calculada a partir do desvio padrão da média para dois conjuntos de dados: um conjunto composto por 10 formas de onda anti-Stokes provenientes da média de 3000 curvas obtidas em temperatura constante ambiente e, um segundo conjunto obtido para o sensor com trecho de fibra aquecido, no qual a temperatura foi escolhida aleatoriamente, operando nas condições descritas na Figura 5.29. O erro experimental ao longo do mapa de temperatura foi calculado a partir da propagação das incertezas dos dois conjuntos utilizados no cálculo do quociente apresentado na Equação (5.4). A Figura 5.31 apresenta o mapa de temperatura do trecho aquecido com uma barra de erro representativa na região aquecida.

A propagação de erros calculada para todo o enlace, além de fornecer a precisão na medição, é também uma ferramenta que permite avaliar a eficiência na escolha da linha de base para as formas de onda utilizadas para o cálculo do mapa de temperatura e também na escolha dos parâmetros utilizados para suavização da curva. A avaliação da escolha desses parâmetros pode ser verificada avaliando-se a incerteza na medição ao longo da extensão do sensor, conforme apresentado na Figura 5.32.

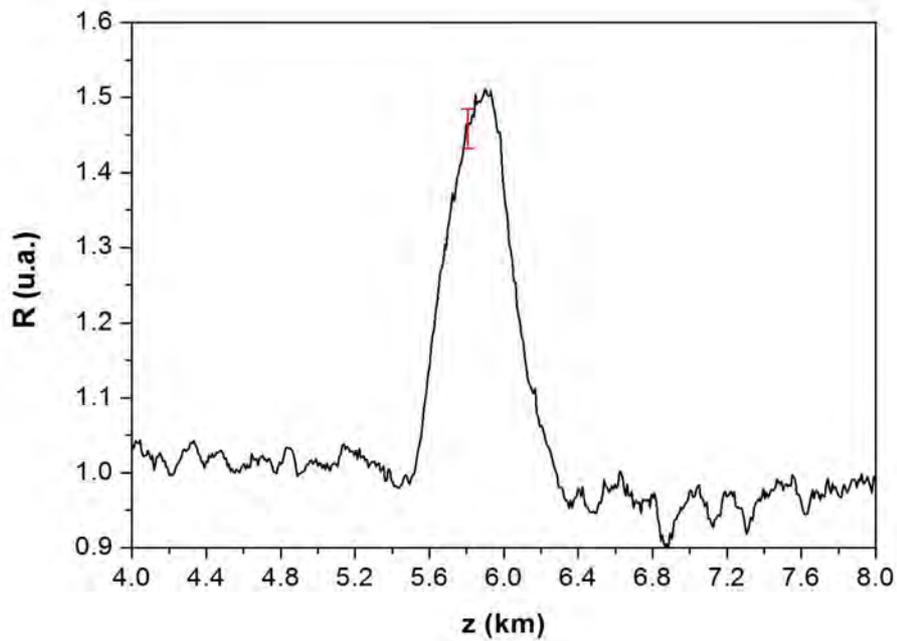


Figura 5.31: Mapa de temperatura referente ao trecho aquecido a uma temperatura qualquer. As barras de erro foram calculadas para todo o enlace, mas é apresentada somente na região aquecida.

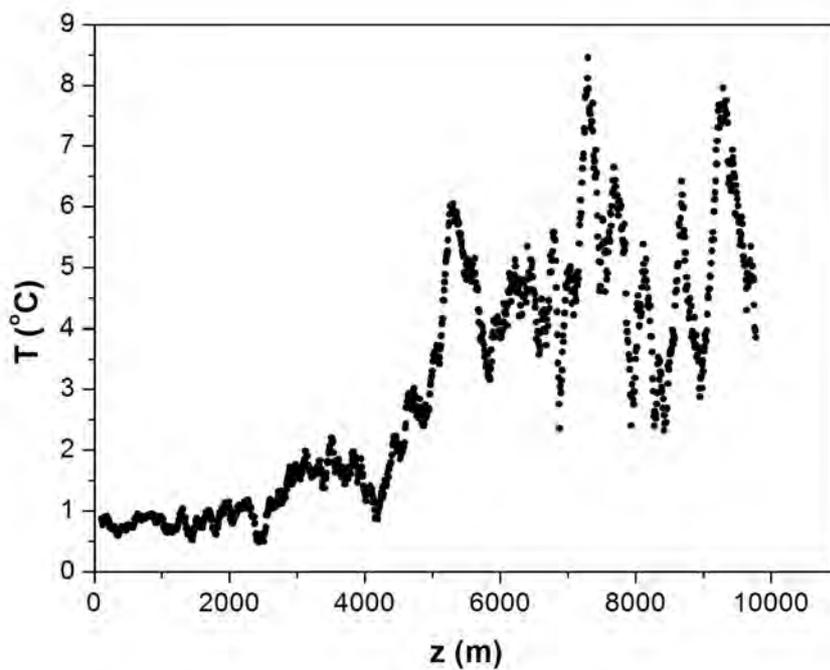


Figura 5.32: Avaliação da incerteza na medida de temperatura obtida via normalização de intensidades anti-Stokes ao longo da fibra teste

A diminuição na precisão das medições de temperatura ao longo do enlace é uma característica de sistemas que utilizam as técnicas de medida do tipo OTDR. Esse comportamento é observado devido ao ajuste que deve ser estabelecido entre intensidade Raman medida e precisão na determinação da posição. Pois, como discutido anteriormente, para que não haja um prejuízo na precisão espacial é necessário que se diminua o ganho aplicado ao receptor e se trabalhe com valores de potência mais baixos, logo a intensidade medida pelos fotodetectores é menor e portanto, mais ruidosa, inclusive para regiões da fibra que estão mais distantes do fotodetector.

Existem muitas “variáveis” que podem ser trabalhadas a fim de propor soluções para realização de medidas mais precisas. Estas possibilidades se dividem em dois grupos: otimização da óptica de geração do espalhamento Raman e, otimização do sistema de detecção com a utilização de sistemas eletrônicos mais sofisticados e filtros matemáticos de frequência, tanto para eliminação de ruído como para deconvolução do sinal. Como exemplo de otimização na óptica pode-se citar a utilização de fibras multimodo, nas quais pode-se utilizar potências mais elevadas, sem que a geração de espalhamento estimulado ocorra e, como exemplo de empenho na eletrônica do sistema, destaca-se a utilização de circuitos amplificadores com maior largura de banda em frequência, o que possibilitaria maior amplificação do sinal, sem causar prejuízos. Essas melhorias são consideradas como possibilidades de investimentos para trabalhos futuros.

De posse dos dados de investigação da precisão atingida pelo SDFO-R distribuído baseado em espalhamento Raman anti-Stokes proposto, pode-se descrevê-lo completamente a partir das Figuras 5.29, 5.30 e 5.32. O sensor apresentado nesta tese mostrou-se adequado para operar em enlaces com 10 km de extensão, medindo temperaturas desde 0 °C até 120 °C, com precisão de ± 4 °C, na posição 6 km, a localização da região perturbada mostrou-se factível ao longo de todo o enlace, no entanto, com uma precisão de 150 m, conforme Figuras 5.18 (a) e (b) tendo sido limitada pelas características do

receptor e pelos níveis de potência de incidência utilizados. Esse sensor, com essas configurações é passível de otimização a curto prazo, conforme definido nos trabalhos futuros e atende a uma série de aplicações que visam sensoriamento distribuído de temperatura em regiões com a extensão proposta.

6 CONCLUSÃO

Esta tese apresentou aspectos teóricos e experimentais referentes ao ER em fibras ópticas, propondo, ao final, a construção de um sensor de temperatura baseado em ER anti-Stokes.

Foram apresentadas as equações que descrevem a geração das bandas Stokes e anti-Stokes provenientes do ER, bem como sua propagação em um guia de onda e, a conseqüente evolução das intensidades envolvidas. Foi discutido teoricamente e apresentado experimentalmente as implicações de se ter a geração de EB em um meio onde se pretende gerar ER.

Na apresentação da formulação teórica do espalhamento buscou-se utilizar uma abordagem tal que as observações experimentais pudessem ser facilmente associadas. Para tanto, foi tomado como referência o artigo de Smith (1972), no qual são estabelecidos os valores de potência limites para geração do espalhamento estimulado Raman e Brillouin considerando que a depleção causada no feixe devido a esses fenômenos é desprezível.

A experiência mostra que a intensidade do EB é bastante significativa, por essa razão, propôs-se no presente trabalho a solução do mesmo conjunto de equações resolvidos por Smith – as equações acopladas Stokes-anti-Stokes – considerando a depleção causada no feixe de bombeamento devido à geração desses espalhamentos. Os resultados provenientes da solução foram discutidos com objetivo de otimizar um sistema sensor baseado em fibra óptica que contenha os dois espalhamentos ocorrendo simultaneamente. Essa otimização é válida uma vez que se considere uma possível amplificação na banda anti-Stokes, proveniente da banda Stokes gerada por um segundo laser. Os resultados demonstraram que é possível otimizar o comprimento do sensor quando os dois espalhamentos ocorrem em regime espontâneo ou estimulado, de modo a obter a máxima intensidade em ambos os espalhamentos simultaneamente.

No que se refere à contribuição experimental do presente trabalho, os dados apresentados tomaram como ponto de partida a seção de choque do ER. Assim, as medições foram realizadas visando dois aspectos: intensidade espalhada por comprimento de onda Raman e intensidade espalhada por ângulo de medição do espalhamento. As investigações foram realizadas para as diferentes formas de apresentação do ER, a saber: espontâneo, estimulado e em cascata. Considerou-se também as características pertinentes à banda anti-Stokes em comparação com a banda Stokes, procurando ressaltar suas assimetrias.

A partir da medição dos espectros Raman espalhados nos dois sentidos de propagação na fibra, concluiu-se que existe um sentido preferencial para que o espalhamento espontâneo ocorra, em particular, entre alguns comprimentos de onda. Esta assimetria, que até a presente data não havia sido observada experimentalmente na literatura, foi medida neste trabalho com relação a potência espalhada por comprimento de onda e à largura a meia altura da banda, para todos os comprimentos de onda que a banda Raman Stokes compreende. Essa verificação dá credibilidade à interpretação de que as assimetrias observadas em regime espontâneo não são causadas apenas pelas diferentes perdas existentes na fibra (RIBEIRO et al., 2010b).

Foi verificado que ambas as bandas do espalhamento (Stokes e anti-Stokes) são mais intensas quando se mede no sentido contra-propagante ao feixe incidente, para um carretel de 50 km de extensão. Foi verificado experimentalmente o surgimento do espalhamento estimulado no caso da banda Stokes no sentido co-propagante, fato este que não é observado para a banda anti-Stokes.

Observou-se que apesar de o espalhamento contra-propagante ter sido medido como o mais intenso, é no sentido co-propagante que se observa a formação de espalhamento estimulado. Isso deixa claro que, para que se estabeleça uma condição de ganho, é necessário que haja o casamento de fase entre as ondas

eletromagnéticas envolvidas e, não somente a existência de um fluxo intenso de fótons.

Foi possível verificar, a partir das medições de amplificação com dois feixes, que a amplificação é simétrica com relação ao plano de incidência para a maioria dos comprimentos de onda investigados. Concluí-se a partir disto, que o espalhamento espontâneo ocorre nas duas direções de forma distinta, porém, a amplificação é praticamente idêntica.

Dados experimentais mostraram a existência de uma dinâmica de potência por comprimento de onda dentro da banda Raman em função da potência de bombeamento. Essa dinâmica foi observada como sendo uma transferência de energia entre comprimentos de onda, que resulta na diminuição da largura de linha da banda Raman e sugere uma possível organização no meio proveniente da interação deste com o campo eletromagnético intenso.

Resultados referentes às medições na banda anti-Stokes do espalhamento mostraram que assimetria com relação ao sentido de propagação do feixe Raman não se verifica para essa banda do espalhamento. Além disso, verificou-se que o espectro não é perfeitamente simétrico, mas apresenta características bastante particulares como por exemplo, uma banda de emissão ampla e plana. Além dessa diferença, o espectro anti-Stokes ainda apresenta um aumento monotônico de intensidade com relação à potência de incidência, característica esta que o torna sensível a temperatura externa.

Obteve-se experimentalmente a curva de retroespalhamento referente à dinâmica da intensidade Raman em função do comprimento de fibra. Esses dados permitiram conhecer o comprimento de fibra e a potência de incidência necessários para se observar o comportamento de ganho do espalhamento Stokes e de atenuação para o espalhamento anti-Stokes. Verificou-se que os dados experimentais corroboram com a formulação de Smith. Observou-se que a posição na fibra, a partir da qual se observa o crescimento exponencial do intensidade Stokes, é a mesma em que a anti-Stokes passa a apresentar a

atenuação exponencial; no entanto, foi possível determinar o ponto a partir do qual a depleção devida à perda óptica se sobrepõe ao aumento da potência devido ao espalhamento. Este é o ponto onde o EREst Stokes atinge seu máximo e, coincidentemente, a intensidade anti-Stokes vai a zero. Esta constatação permite concluir que para uma dada potência de entrada existe um limite máximo de comprimento do meio para qual se observa a geração de ER. A determinação deste parâmetro pode ter um série de implicações na construção de sensores a fibra óptica baseados em ER (RIBEIRO et al., 2011).

Finalmente, foi feita a caracterização do ER em um regime particular dentro do regime estimulado, que vem a ser o regime em cascata. Nesse ponto, foram obtidos os espectros da banda Stokes apresentando pelo menos 6 ordens do ER. Os dados foram discutidos do ponto de vista da aplicação desse fenômeno para geração de fontes de banda larga baseadas em fibras convencionais e mecanismos de amplificação de comprimento de onda em bandas distantes até 150 nm do feixe de incidência emitindo no visível. Observou-se também, que as intensidades dos comprimentos de onda envolvidos no EC podem se distribuir de formas diferentes dependendo do modo preferencialmente acoplado, sugerindo que seja possível ajustar a posição de acoplamento com o intuito de favorecer uma linha em detrimento das outras.

Uma vez finalizada as medições de caracterização do espalhamento, deu-se início à discussão referente à construção do sensor distribuído. Foi apresentado o método utilizado na construção do mesmo, onde cada um dos itens que o compõe foi cuidadosamente escolhido. Foram demonstrados os pontos críticos na escolha do laser de bombeamento, do comprimento de fibra óptica utilizada e do receptor-amplificador óptico. Este último foi discutido em grande detalhe, procurando apresentar seus parâmetros de amplificação do sinal e possível degradação deste. Tendo chegado ao fim com a proposição de um arranjo experimental cujos resultados parecem promissores.

Após a concepção do sensor distribuído, foram apresentadas as formas de onda, provenientes de um sistema interrogador do tipo OTDR, adaptado para ER, com as informações de temperatura e posição da região aquecida. As formas de onda foram tratadas estatisticamente de modo a melhorar a SNR e minimizar os efeitos de deformação temporal. Finalmente discutiu-se dois métodos utilizados para determinar a temperatura a partir das intensidades Raman: o método DART e o método por normalização. Foi demonstrado que para o presente caso, o método por normalização, utilizando a forma de onda em temperatura conhecida, se apresentou como sendo o mais adequado para obter o mapa de temperatura. Desta forma, foi apresentado o mapa de temperatura obtido via ER anti-Stokes espontâneo para um enlace de fibras ópticas com 10 km de extensão, tendo sido aquecido com 5 temperaturas distintas. Os valores de temperatura foram obtidos com incerteza menor do que 4° C e a resolução entre dois pontos foi obtida como sendo de 100 m.

7. TRABALHOS FUTUROS

A partir da experiência obtida nesta tese, fica como proposta para trabalhos futuros os seguintes estudos:

- otimização do sistema de detecção via desenvolvimento eletrônico aplicado para sensoriamento Raman com objetivo de aumentar a precisão na posição para ordem de 1 m;
- utilização de amplificação Raman na banda anti-Stokes para aumentar a intensidade detectada e assim diminuir o alargamento temporal do pulso no receptor óptico;
- solução numérica das NLSE para obtenção dos espectros Stokes nos dois sentidos de propagação a fim de verificar matematicamente se a assimetria medida na presente tese é reproduzida;
- obtenção do sensor distribuído utilizando fibras multimodo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AGRAWAL, G. P. **Nonlinear fiber optics**. 3.ed. San Diego. Academic Press, 2001. p. 481. ISBN 0-12-045143-3.

ALAHBABI, M. N.; CHO, Y.T.; NEWSON, T.P. Simultaneous temperature and strain measurement with combined spontaneous Raman and Brillouin scattering. **Optics Letters** v. 30, n. 11, p. 1276-1278, 2005.

ALEKSANDROV, I.V.; NESTEROVA, Z. V.; Petrovskii, G.T. The vibrational states of photoinduced defects in silica fibers. **Journal of non-Crystalline Solids** v. 167, n.1-2, p. 117-121, 1994.

ALFANO, R. R. **The supercontinuum laser source: fundamentals with updated references**. 2.ed. New York. Springer, 2006. p. 537. ISBN-10 0-387-24504-9.

AUYEUNG, J. YARIV, A. Spontaneous and stimulated Raman scattering in long low loss fibers. **Journal of Quantum Electronics** v. 14, n. 5, p. 347-352, 1978.

BARNOSKI, M.K.; JENSEN, S. M.. Fiber wave guides: a novel technique for investigating attenuation characteristics. **Applied Optics**, v. 15, n. 9, p. 2112-2115, 1976

BARNOSKI, M.K.; ROURKE, M.D.; JENSEN, S.M.; MELVILLE, R.T. Optical time domain reflectometer. **Applied Optics** v. 16, n. 9, p. 2375-2379, 1977.

BLANKS, K. A. The spectral distribution of thermally active vibrational states in an amorphous solid. **Journal of non-Crystalline Solids** v. 211, n.1-2, p. 77-88, 1997.

BLOW, K.J.; WOOD, D. Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers. **IEEE Journal of Quantum Electronics** v. 25, n.12, p. 2665-2673, 1989

BOLOGNINI, G.; SOTO, M. A. Optical pulse coding in hybrid distributed sensing based on Raman and Brillouin scattering employing Fabry-Perot lasers. **Optics Express** v.18, n. 8, p. 8459-8465, 2010.

BOYD, R. W. **Nonlinear optics**. 2.ed. San Diego. Academic Press, 2003, p. 578. ISBN 978-0-12-396470-6

BRILLOUIN, L. Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène, influence de l'agitation thermique. **Annales de Physique** v. 17, p. 88-122, 1922

CHANG, J.; BAIOCCHI, D.; VAS, J.; THOMPSON, J.R. First Stokes pulse energy statistics for cascade Raman generation in optical fiber. **Optics Communications** v.139, n. 4-6, pp. 227-231, 1997

COHEN-TANNOUDJI, **Quantum mechanics** – vol. 1. 2. ed. França/Canadá John Wiley, 1977, p. 18, ISBN 047116433x

CULSHAW, B. Fiber Optics in sensing and measurement. **Journal of Selected Topics in Quantum Electronics** v. 6, n. 6. p. 1014- 1021, 2000.

DAKIN, J. P.; PRATT, D. J. BIBBY, G. W.; ROSS, J. N. Distributed anti-stokes ratio thermometry. In: CONFERENCE ON OPTICAL FIBER COMMUNICATION AND INTERNATIONAL CONFERENCE ON OPTICAL FIBER SENSORS (OFC/OFS '85), 3, 1985, Washington, D.C: **Proceedings...**Washington, 1985a

DAKIN, J. P.; PRATT, D. J.; BIBBY, G. W.; ROSS, J. N. Distributed optical fibre Raman temperature sensor using a semiconductor light source and detector. **Electronics Letters** v.21, n. 13, p. 569-570, 1985b.

de SOUZA, K. R. C. P. **Fibre optic distributed sensing based on spontaneous brillouin scattering**. 1999, 190 p. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica e Ciência Aplicada) – Universidade de Southampton, Southampton, Inglaterra, 1999. Disponível em: [http://www.orc.soton.ac.uk /viewpublication.html?pid=1330T](http://www.orc.soton.ac.uk/viewpublication.html?pid=1330T)

DESURVIRE, E.; SIMPSON, J. R. Amplification of spontaneous emission in erbium-doped single mode fibers. **Journal of Lightwave Technology** v. 7, n. 5, p. 835-845, 1989

DOUGHERTY, D. J.; KÄRTNER, F. X.; HAUS, H. A.; IPEN E. P. Measurement of the Raman gain spectrum of optical fibers. **Optics Letters** v. 20, n. 1, p. 31-33, 1995.

DYER, S. D.; BAEK, B.; NAM, S. W.; TANNER, M. G.; HADFIELD, R. H. High spatial resolution distributed fiber sensor using Raman scattering in single mode fiber. In: LASERS AND ELECTRO-OPTICS (CLEO) AND QUANTUM ELECTRONICS AND LASER SCIENCE CONFERENCE (QELS), 2010 CONFERENCE, 2010, San Jose. **Proceedings of IEEE**, 2010. ISBN: 978-1-55752-890-2.

EINSTEIN, A. Zum quatum theorie der strahlung. *Physikalische Zeitschrift* v.18, pp. 121, 1917. Traduzido para o português: Sobre a teoria quântica da radiação. **Revista Brasileira de Ensino de Física** v. 27, n. 1, pp. 93-99, 2005

ECKHARDT, G.; HELLWARTH, R. W.; MCCLUNG, F.J.; SCHWARZ, S.E.; WOODBURY, E. J. Stimulated Raman scattering from organic liquids. **Physical Review Letters** v. 9, n. , p. 455-457, 1962.

FARAHANI, M. A.; GOGOLLA, T. Spontaneous Raman scattering in optical fiber with modulated probe light for distributed temperature Raman remote sensing. **Journal of Lightwave Technology** v. 17, n. 8, 1999

FERNANDEZ, A.F.; RODEGHIRO, P.; BRICHARD, B.; BERGHMANS, F.; HARTOG, A.H.; HUGHES, P.; WILLIAMS, K.; LEACH, A.P. Radiation tolerant Raman distributed temperature monitoring system for large nuclear infrastructures. **IEEE Transactions on Nuclear Science** v. 52, n. 6, p. 2689-2694, 2005.

GEIGER, H.; DAKIN, J. Low-cost high resolution time domain reflectometry for monitoring the range of reflective points. **Journal of Lightwave Technology** v. 13, n. 7, p. 1282-1289, 1995

GIALLORENZI, T. G.; BUCARO, J. A.; DANDRIDGE, A; SIGEL, G. H.; COLE, J.H.; RASHLEIGH, S. C.; PRIEST, R. G. Optical fiber sensor technology. **Journal of Quantum Electronics** v. 18, n. 4, p. 626 – 665, 1982.

GILES, C. R.. Lightwave applications of fiber Bragg gratings. **Journal of Lightwave Technology**, v. 15, n. 8, 1997

GOLD, M. Design of a long-range single mode OTDR. **Journal of Lightwave Technology** v. 3, n. 1, p. 39-46, 1985

GRATTAN, K. T. V.; SUN, Dr. T. Fiber optic sensor technology: an overview. **Sensors and Actuators** v. 82, n. 1-3, p. 40-61, 2000.

GRIFFITHS, D. J. **Introduction to electrodynamics**. 3 ed. Prentice Hall, 1999. p. 576 . ISBN 0-13-805326-X

HARTOG, A. H. Raman based distributed temperature sensors. In FRONTIERS IN OPTICS (FIO), 2010, Rochester, EUA, **Proceedings...Rochester, OSA** 2010.

HARTOG, A. H. A distributed temperature sensor based on liquid core optical fiber. **Journal of Lightwave technology** v. 1, n. 3, p. 498-509, 1983.

HARTOG, A. H.; LEACH, A. P.; GOLD, M. P. Distributed temperature sensing in solid core fibres. **Electronics Letters** v. 21, n. 23, p.1061-1062, 1985.

HELLWARTH, R. W. Theory of Stimulated Raman Scattering. **Physical Review** n. 130, v. , p. 1850-1852, 1963.

HÖBEL, M.; RICKA, J.; WÜTHRICH, M.; BINKERT, TH. High-resolution distributed sensing with multiphoton-timing technique. **Applied Optics** v. 34, n. 16, p. 2955-2967, 1995.

ILEV, I. K.; KUMAGAI, H.; TOYODA, K. A widely tunable (0,54-1,01 μm) double-pass fiber Raman laser. **Applied Physics Letters** ,v. 69, n. 13, p. 1846-1849, 1996.

INAUDI, D.; GLISIC, B. Integration of distributed strain and temperature sensors in composite coiled tubing. In: Smart Structures and Materials Conference, San Diego, 2006. **Proceedings of Spie**, v. 6167, p. 616717.

JACKSON, J. D. **Classical electrodynamics**. 3.ed., John Wiley and Sons, inc., 1999, p.808, ISBN 0-471-30932-X.

JAMES, S.W.; DOCKNEY, M. L.; TATAM, R. P. Simultaneous independent temperature and strais measurement using in fibre Bragg grating sensors. **Electronics Letters**, v. 32, n. 12, p. 1133-1134, 1996.

KARAFOLAS N., PERDIGUES J.M., MCKENZIE I. Introducing photonics in spacecraft engineering: ESA' s strategic approach. Aerospace Conference 7-14/03/2009, **Proceedings IEEE** 2009, p. 1-15, 2009. ISBN 978-1-42442621-8.

KAO, K. C.; HOCKHAM, G. A. Dieletric fibre surface waveguide for optical frequencies. **IEE Proceedings** v. 133, n. 3, p. 191-199, 1969.

KAO, K. Sand from centuries past: send future voices fast. **Nobel Lecture**, 2009. Disponível em http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2009/kao-lecture.html

KEE, H. H.; LEES, G.P.; NEWSON, T.P. A novel 1.65 μm Raman based distributed temperature sensor. **Electronics Letters**, v. 35, n. 21, p. 1869-1871, 1999.

KHER, S.; SRIKANT, G.; CHAUBE, S.; CHAKRABORTY, A.L.; NATHAN, T.P.S.; BHAWALKAR, D.D. Design, development and studies on Raman based fibre optics distributed temperature sensor. **Current Science**, v. 83, n. 11, p. 1365-1368, 2002.

KIKUCHI, K.; NAITO, T.; OKOSHI T. Measurement of Raman scattering in single mode optical fiber by optical time-domain reflectometry. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 24, n.10, p. 1973-1975, 1988.

KITTEL, C. **Introduction to solid state physics**. 8.ed.. John Wiley & Sons, 2005. p. 105. ISBN 0-471-41526-X.

KO, P. K. Y.; DEMOKAN, S. Distributed temperature sensing with erbium doped fiber amplifiers. **Journal of Lightwave Technology**, v. 14, n. 10, p. 2236-2245, 1996.

KOBYAKOV, A; SAUER, M.; CHOWDHURY, D. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers. **Advances in Optics and Photonics**, v. 2, n.1, p. 1 – 59, 2010.

LAGISHETTY, B. K.; SRINIVASAN, B.; Distributed temperature sensing using Raman scattering in optical fibres. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON FIBER OPTICS AND PHOTONICS, 13 – 17 dezembro, India, 2008. **Proceedings Photonics**, Nova Delhi: [s.n], 2008.

LAN, G. L.; BANERJEE, P. K.; MITRA, S. S. Raman scattering in optical fibers. **Journal of Raman Spectroscopy**, v.11, n. 5, p. 416-423, 1981.

LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. **Electrodynamics of continuous media**. 2 ed. Pergamon Press, 1984. p. 460 ISBN 0-08-030275-0

LEES, G.P.; LEACH, A.; HARTOG, A. H.; NEWSON, T.P. 1.64 μm pulsed source for a distributed optical fibre Raman temperature sensor. **Electronics Letters**, v. 32, n. 19, p. 1809-1810, 1996.

LOPEZ-HIGUERA, J.M. ; RODRIGUEZ COBO, L. ; QUINTELA INCERA, A. ; COBO, A. Fiber optic sensors in structural health monitoring. **Journal of Lightwave Technology**, v. 29, n. 4, p. 587-608, 2011.

MAIMAN, T. H. Stimulated Optical Radiation in Ruby. **Nature**, v. 187, p. 493-494, 1960

MACDONALD, R.I.. Frequency domain optical reflectometry. **Applied Optics**, v. 20, n. 10, p. 1840-1844, 1981

MCKENZIE I, KARAFOLAS N. Fiber optic is space structures: the experience of the European Space Agency. OFS 17, Outubro/2006, México. **Proceedings SPIE**, v. 5855, 2006

MUSSOT, A.; SYLVESTRE, T.; PROVINO, L.; MAILLOT, H. Generation of a broadband single-mode supercontinuum in a conventional dispersion-shifted fiber by use of a subnanosecond microchip laser. **Optics Letters**, v. 28, n. 19, p. 1820-1822, 2003.

NESTEROVA, Z. V.; MELCHOR, G. M.; ALEKSANDROV, I.V. Medium-range in glass structures as a background of photosensitivity in silica fibers. **Journal of non-Crystalline Solids**, v. 351, n.52-54, p. 3789-3796, 2005.

NEWBURY, N. R. Raman gain: pump-wavelength dependence in single-mode fiber. **Optics Letters**, v. 27, n. 14, p. 1232-1234, 2002.

OTT M. Space flight requirements for fiber optics components. **ES/NASA Workshop 2006**. Disponível em <https://escies.org/download/webDocumentFile?id=2512>. Acesso em 14/02/2012.

PACKARD, K. S. The origin of waveguides: a case of multiple rediscovery. **Transaction on Microwave Theory and Techniques**, v. 32, n. 9, p. 961- 969, 1984

PARK, J.; BOLOGNINI, G.; LEE, D.; KIM, P.; CHO, P.; DIPASQUALE, F.; PARK, N. Raman-based distributed temperature sensor with simplex coding and link optimization. **Photonics Technology Letters**, v. 18, n. 17, p. 1879-1881, 2006.

PEI-JUAN, G.; CAO-JIANG, N.; TIAN-LONG, Y.; HAI-ZHENG, S. Stimulated Raman scattering up to 10 orders in an optical fiber. **Applied Physics**, v.24, p. 303-306, 1981.

PIQUERAS M.A. Fiber Over Radio Transmission for Networks in Spatial Orbit, ECOC 22/08/2008. **Proceedings...Bruxelas**, 2008.

RAMAN, C. V.; KRISHNAN, K. S. A new type of secondary radiation. **Nature** v.121, n. 3048, p.501-502, 1928.

RAYMER, M.G.; MOSTOWSKI, J. Stimulated Raman scattering: unified treatment of spontaneous initiation and spatial propagation. **Physical Review A**, v. 24, n. 4, 1981

RIBEIRO, L. A.; TOLEDO A. O. Theoretical optimization of optical fibre Raman-Brillouin hybrid sensors. **Measurement Science and Technology**, v. 21, n. 9, p. 094020-094026, 2010.

RIBEIRO, L. A.; TOLEDO, A. O.; ROSOLEM, J. B.; FLORÍDIA, C. Asymmetries of spontaneous Raman scattering in optical fibers for the forward-backward directions. In: ADVANCED PHOTONICS: OSA OPTICS &PHOTONICS CONGRESS, 2010, Karlsruhe. **Proceedings...** Karlsruhe: OSA, 2010a.

RIBEIRO, L. A.; TOLEDO, A. O. Stimulated Raman scattering as function of coupled mode in standard optical fiber. In: ADVANCED PHOTONICS: OSA OPTICS &PHOTONICS CONGRESS, 2010, Karlsruhe. **Proceedings...** Karlsruhe: OSA, 2010b.

RIBEIRO, L. A.; ROSOLEM, J. B.;TOLEDO, A. O. Improving the dynamic range in distributed anti-Stokes Raman thermometry by means of susceptibility asymmetry. **Proceedings of Spie**, v. 7753, p. 77532W, OFS 21, 15/maio/2011, Canadá

ROGERS, A. Distributed optical fiber sensing. **Measurements Science and Technology**, v. 10, n. 8, p. R75-R99, 1999

SAKURAI, J. J. **Advanced quantum mechanics**. 1. ed. Addison Wesley. 1967, Cap. 2. ISBN-10 0201067102.

SALINAS, S.R.A. **Introdução à física estatística**. 2. ed. Edusp, 2005, p. 472. ISBN 85-314-0386-3.

SAUTER, E. G. **Nonlinear optics**. 1.ed.. John Wiley and Sons, Inc., 1963, p. 232. ISBN 0471148601.

SCHAWLOW, A. L.; TOWNES, C. H. Infrared and optical masers. **Physical Review** , v. 112, n. 6, p. 1940-1949, 1958.

SCHLUMBERGER TECHNOLOGY CORPORATION. Arthur H. Hartog. **Distributed optical fibre measurements**. US 7,284,903, 21 /10/ 2005. Disponível em <<http://www.uspto.gov/>> . Acesso em 20/set/2011

SIGNORINI, A.; FARALLI, S.; SOTO, M. A.; SACCHI, G.; BARONTI, F.; BARSACCHI, R.; LAZZERI, A.; RONCELLA, R.; BOLOGNINI, G.; DI PASQUALE, F. 40 km long range Raman based distributed temperature sensor with meter scale spatial resolution. In: OPTICAL FIBER CONFERENCE **Proceedings...** San Diego: OSA 2010.

SMITH, R. G. Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin Scattering. **Applied Optics**, v. 11, n. 11, p. 2489-2494, 1972.

SONG, K. Y.; CHIN, S.; PRIMEROV, N.; THÉVENAZ, L. Time domain distributed fiber sensor with 1 cm spatial resolution based on Brillouin dynamic grating. **Journal of Lightwave Technology**, v. 28, n. 14, pp. 2062-2067, 2010

STIERLING, R.; RICKA, J.; ZYSSET, B.; BÄTTIG, R.; WEBER, H.P.; BINKERT, T.; BORER, W. J. Distributed fiber-optic temperature sensor using single photon counting detection. **Applied Optics**, v. 26, n. 8 ,p.1368 – 1370, 1987.

STOLEN, R. H.; IPPEN, E. P. Raman gain in glass optical waveguides. **Applied Physics Letters**, v. 22, n. 6, p. 276-279, 1973.

STOLEN, R. H.; GORDON, J.P.; TOMLINSON, W. J.; HAUS, H.A. Raman response function of silica-core fibers. **Journal of the Optical Society of America**, v.6, n.6, p. 1159-1166, 1989.

STOLEN, R.H. Relation between the effective area of a single mode fiber and capture fraction of spontaneous Raman scattering. **Journal of the Optical Society of America B**, v. 19, n. 3, p. 498-502, 2002.

STRECKERT, J.; WILCZEWSKI, F. Relationship between nonlinear effective core area and backscattering capture fraction for singlemode optical fibres. **Electronic Letters**, v.32, n. 8, p. 760-761, 1996.

SUSHCHINSKII, M. M. Review and interpretation of experiments on coherent four-photon Raman scattering. **Journal of Raman Spectroscopy**, v. 31, n. 8-9, p. 669-679, 2000.

SUSHCHINSKII, M. M. Nonlinear spectroscopy of nonlinear Raman scattering. **Journal of Russian Laser Research**, v.18, n. , pp. 343-397, 1997

TOGE, K.; HOGARI, K.; Horiguchi, T. Technique for measuring longitudinal distribution of Raman gain characteristics in optical fibers. **Journal of Lightwave Technology**, v. 21, n. 12, p. 3349-3354, 2003.

TOULOUSE, J. Optical nonlinearities in fibers: review, recent examples, and systems applications. **Journal of Lightwave Technology**, v. 23, n. 11, p. 3625 – 3641, 2005

TOWNES, C. H. Production of coherent radiation by atoms and molecules. **Nobel Lecture**, Physics 1963-1970, Elsevier. Disponível em http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1964/townes-lecture.html

UTTAM, D.; CULSHAW, B. Precision time domain reflectometry in optical fiber systems using a frequency modulated continuous wave ranging technique. **Journal of Lightwave Technology**, v. 3, n. 5 , p. 971-977, 1985.

VALLEY, G. C. A review of stimulated Brillouin scattering excited with a broad-band pump laser. **Journal of Quantum Electronics**, v. 22, n. 5, p. 704-712, 1986.

WAIT, P. C. **The application of brillouin scattering to distributed fibre optic sensing**. 1996, 179 p. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica e Ciência Aplicada) – Universidade de Southampton, Southampton, Inglaterra, 1999. Disponível em: <http://www.orc.soton.ac.uk/viewpublication.html?pid=1150T>

WILLIAMS, G. R.; BROWN, G.; HAWTHORNE, W.; HARTOG, A. H.; WAITE, P. C. Distributed temperature sensing (DTS) to characterize the performance of producing oil wells. **Proceedings of Spie** , v. 4202, p. 39, 2000.

YOUNG, A. T. Rayleigh scattering. **Applied Optics**, v. 20, n. 4, p. 533-535, 1981

ZALLEN, R. **The physics of amorphous solids**. 2 ed. Wiley – VCH, 2004. p. 304 ISBN-10 0-471-29941-3.

ZHANG, L.; FENG, X.; ZHANG, W.; LIU, X. Improving spatial resolution in fiber Raman distributed temperature sensor by using deconvolution algorithm. **Chinese Optics Letters**, v. 7, n. 7, p. 560-563, 2009.

ZHANG, Z.; WANG, J.; LIU, H.; XU, H.; DAI, B.; LI, C.; GENG, D.; KIM I.S. The

long range distributed fiber Raman photon temperature sensor.
Optoelectronics Letters, v. 3, n. 6, p. 404-405, 2007.

ANEXO A – RELAÇÃO DE TRABALHOS PUBLICADOS

1. **III EVFITA – Encontro de Verão de Física no ITA.** Pôster. Título: “Efeito Raman: Características e Aplicações no Estudo de Espalhamento da Luz”. São José dos Campos Fevereiro/ 2008;
2. **VIII WAI – Workshop de Atividades do IEAv.** Apresentação de trabalho oral. Título: “Sensor Distribuído a Fibra Óptica Utilizando Efeito Raman”. São José dos Campos Maio / 2008;
3. **I WSOF – First Workshop on Specialty Optical Fiber.** Pôster: “Spontaneous Raman Scattering in Optical Fiber: Experimental Measurement”. São Pedro, Agosto/2008;
4. **VI WFME – Workshop em Física Molecular e Espectroscopia.** Pôster: “Spontaneous Raman Scattering: Experimental Results”. São José dos Campos, Novembro/2008;
5. **XXXII Encontro Nacional de Física da matéria Condensada.** Apresentação de trabalho oral. Título: “Temperature Dependence of Raman Scattering in Optical Fiber to Distributed Sensor Application”. Águas de Lindóia, Maio/ 2009;
6. **OFS – 20 – Optical Fiber Sensor 2009.** Apresentação de trabalho tipo pôster. Título: “Simultaneous Brillouin Backscattering and Raman Spontaneous Distributed Fiber Sensor: Analytical and Numerical Approach”. Edinburgh, Outubro/2009;
7. **WNOF 2009 – Workshop on Novel Optical Fiber: Technology and Applications.** Campinas, Dezembro/2009;
8. **I WETE – 1º Workshop em Engenharia e Tecnologia Espaciais – Pós-Graduação INPE.** Apresentação de trabalho oral e poster. Título: “Asymmetries of Spontaneous Raman Scattering in Optical Fibers for Forward-Backward Directions”, São José dos Campos, Março/2010.
9. **XXXIII – Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada.** Poster: “Asymmetries of Spontaneous Raman Scattering in Optical Fibers for Forward-Backward Directions”. Águas de Lindóia, Maio/2010;

10. **X WAI – Workshop Anual do IEAv** - Poster: Título: “Características do Espalhamento Raman em Fibras Ópticas” São José dos Campos, Junho/2010;
11. **Advanced Photonics: OSA Optics & Photonics Congress** – Poster: (A) Título: “Asymmetries of Spontaneous Raman Scattering in Optical Fibers for the Forward-Backward Directions” (Apresentado em **Sensors Topical Meeting**); Título: “Stimulated Raman Scattering as Function of Coupled Mode in Standard Optical Fiber” (Apresentado em **Nonlinear Photonics Topical Meetings**), Karlsruhe, Junho/2010;
12. **Workshop Fotonicom/CePOF 2010** - Participação no evento. Atibaia, Novembro/2010.
13. **OFS 21 – Optical Fiber Sensors 21** - Apresentação de trabalho tipo pôster. Título: “Improving the dynamic range in distributed anti-Stokes Raman thermometry by means of susceptibility asymmetry”. Ottawa, Maio/2011;
14. Theoretical optimization of optical fibre Raman-Brillouin hybrid sensors. **Measurement Science and Technology** v. 21, n. 9, p. 094020-094026, 2010.