

INSTITUTO FEDERAL
CEARÁ
Campus Fortaleza



PPGET - IFCE
Programa de Pós-graduação em
Engenharia de Telecomunicações

INSTITUTO FEDERAL DE EDUCAÇÃO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA DO CEARÁ
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA, PÓS-GRADUAÇÃO E INOVAÇÃO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA DE TELECOMUNICAÇÕES

FRANCISCO TADEU DE CARVALHO BELCHIOR MAGALHÃES

ESTUDO DO INTERFERÔMETRO ÓPTICO SAGNAC SIMÉTRICO E
ASSIMÉTRICO SOB EFEITOS NÃO LINEARES DE SPM, XPM E RAMAN

FORTALEZA

2016

FRANCISCO TADEU DE CARVALHO BELCHIOR MAGALHÃES

**ESTUDO DO INTERFERÔMETRO ÓPTICO SAGNAC SIMÉTRICO E
ASSIMÉTRICO SOB EFEITOS NÃO LINEARES DE SPM, XPM E RAMAN**

Dissertação submetida à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Telecomunicações do Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia de Telecomunicações.

Área de concentração:
Micro-ondas e Óptica Integrada.

Orientador:
Prof. Dr. Wilton Bezerra de Fraga.

Co-orientador:
Prof. Dr. Alisson da Conceição Ferreira

FORTALEZA

2016

M188e Magalhães, Francisco Tadeu de Carvalho Belchior,
Estudo do interferômetro óptico SAGNAC simétrico e
assimétrico sob efeitos não lineares de SPM, XPM e RAMAN. /
Francisco Tadeu de Carvalho Belchior Magalhães . - Fortaleza: IFCE,
2016.
f.70

Dissertação (Engenharia de Telecomunicação).
Orientador: Prof. Dr. Wilton Bezerra de Fraga

1. INTERFERÔMETRO SAGNAC . 2.SPM. 3. EFEITO RAMAN . 4.
TRANSMISSIVIDADE 5Título.

CDD 535



INSTITUTO FEDERAL DE EDUCAÇÃO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA DO CEARÁ
COORDENAÇÃO DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE
TELECOMUNICAÇÕES

Francisco Tadeu de Carvalho Belchior Magalhães

Esta dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de mestre em Engenharia de Telecomunicações, sendo aprovada pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Telecomunicações do Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará e pela banca examinadora:

Orientador: Prof. Dr. Wilton Bezerra de Fraga
Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará – IFCE

Prof. Dr. Daniel Xavier Gouveia
Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará – IFCE

Prof. Dr. José Cláudio do Nascimento
Universidade Federal do Ceará – UFC

Prof. Dr. José Wally Mendonça Menezes
Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará – IFCE

Prof. Dr. Glendo de Freitas Guimarães
Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará – IFCE

Fortaleza, 29 de Janeiro de 2016

Dedico esse trabalho aos meus pais Mario Belchior (*in memorian*) e Valderina Carvalho, meus irmãos Antônio Cristiano e Juliana Carvalho e a minha namorada Thais Dias.

AGRADECIMENTOS

Agradeço inicialmente a Deus.

A minha Mãe Valderina por todos os ensinamentos, pelo exemplo de vida, pela paciência, compreensão, amor, atenção e, principalmente, pelo apoio incondicional, fazendo papel de pai e mãe desde meus 4 anos.

Aos meus irmãos Cristiano e Juliana, pela certeza do apoio incondicional e pelos momentos maravilhosos que sempre vivemos juntos.

A minha namorada Thaís, pela compreensão, carinho, cuidado e paciência.

Aos meus sogros Fernando e Socorro, pela calma, confiança, incentivo, paciência, além dos inúmeros ensinamentos.

Ao amigo dos tempos da graduação, colega de trabalho no IFCE Sobral e hoje meu professor do mestrado Glendo, por ter acreditado em mim como aluno de mestrado, pela sua incansável paciência e por todos os ensinamentos.

Ao amigo e professor Wally por todos os ensinamentos e pelo estímulo às publicações (papers).

A todos meus amigos do colégio Farias Brito, em especial o grande parceiro de churrasco Antonino, pelo incentivo, confiança e pelos fins de semana de descontração.

Aos meus amigos de mestrado Paulo Victor, Lucas, Dayse, Daniel, Rogerio e a todos os que eu não cito aqui por falha da memória pela cumplicidade, amizade, pelos conselhos, críticas e sugestões recebidas, pelas brincadeiras que nos descontraíam mesmo nos momentos de tensão e por fazerem parte da minha vida.

Aos meus amigos de infância Rogerio e Marcos, pelo aprendizado recíproco, paciência, cumplicidade e excelentes momentos de alegria.

Aos meus grandes amigos e eternos parceiros Augusto e Dudu por todos os momentos de descontração, por demonstrar, mesmo a distância, a força da amizade e pelas lições de vida.

A meu orientador, professor, amigo e parceiro Wilton Fraga por acreditar em mim como pesquisador, por todos os ensinamentos, por todo o auxílio em momentos de incerteza, por me propiciar a oportunidade de participar de um grupo de pesquisa tão seletivo e por uma excelente orientação.

A todos os integrantes e colaboradores do laboratório de fotônica, em especial ao meu amigo Hilton que, incansavelmente, me auxiliou para que eu pudesse escrever essa dissertação.

A meu co-orientador, professor, amigo e parceiro Alisson por toda sua colaboração, conselhos, experiência e conhecimento.

A todos os professores do mestrado pelos ensinamentos e por todo o incentivo à pesquisa.

Aos professores participantes da banca examinadora da qualificação e da defesa pelo tempo, pelas valiosas colaborações e sugestões.

“Loucura é buscar resultados diferentes, fazendo as mesmas coisas.”
(Albert Einstein)

RESUMO

Neste trabalho, foi analisado o interferômetro Sagnac não linear nas configurações simétrico e assimétrico, com *loops* de 100 m e 200 m respectivamente, sobre os efeitos SPM, XPM e RAMAN, alimentado por um laser CW de 1.550,0 nm. Na configuração simétrica, as curvas de transmissividade e refletividade são alteradas pela presença do efeito Raman no *loop*, pois parte da energia foi chaveada pra a porta transmitida. A análise espectral mostra que apenas as componentes geradas pelo efeito Raman (onda Stokes) são chaveadas. Foi obtido, para uma potência de entrada de 189 W, valores de potência na porta transmitida de 5,1 W e 64,8 W para os cenários com fração Raman na fibra do *loop* iguais a 0,18 e 0,36 respectivamente. Para o caso da configuração com *loop* assimétrico, obteve-se comportamento oscilante nas curvas de transmissividade e refletividade, desfazendo a característica de espelho de fibra não linear, para valores de potência de entrada superiores a 142 W e 73 W para cenários da fração Raman de 0,18 e 0,36 respectivamente. Os três primeiros picos de transmissão para $f_R=0,18$ são de 177,9W e 189,8 W e 197,7 W ocorrendo para valores de potência de entrada de 181,2 W e 200,3 W e 213,4 W respectivamente. Para $f_R=0,36$, os três primeiros picos de transmissão são de 88,7 W e 95,9 W e 99,3 W ocorrendo para valores de potência de entrada de 91,9W e 105,3W e 115,0W.

Palavras-chave: Interferômetro Sagnac, SPM, efeito Raman, transmissividade.

ABSTRACT

In this work, we analyzed the Sagnac interferometer nonlinear in symmetric and asymmetric configurations, with 100 m and 200 m respectively loops, effects on SPM, XPM and RAMAN, powered by a CW laser 1550 nm. In symmetric configuration, the curves of transmissivity and reflectivity are changed by the Raman effect presence in the loop because of the power was switched to the transmitted port. Spectral analysis shows that only the components generated by the Raman effect (Stokes wave) are keyed. Was obtained for an input power of 189 W, power values at the gates of 5.1 W and 64.8 W transmitted to the scenarios with Raman fraction in the loop of fiber equal to 0.18 and 0.36 respectively. In the case of configuration with asymmetrical loop, was obtained oscillating cornering behavior of transmissivity and reflectivity, undoing the characteristic of non-linear fiber mirror to input power values greater than 142 W and 73 W for scenarios Raman fraction 0.18 and 0.36 respectively. The first three transmission peaks for $f_R = 0.18$ are 177.9 W and 189.8 W and 197.7 W and going for input power values of 181.2 W and 200.3 W and 213.4W, respectively. To $f_R = 0.36$, the first three transmission peaks are 88.7 W and 95.9 W and 99.3 W occurring input power values, to 91.9 W and 105.3 W and 115.0 W .

Keywords: Unbalanced Sagnac Interferometer, SPM, Raman effect, transmissivity

SUMARIO

	Lista de Figuras.....	xiii
	Lista de Tabelas.....	xv
	Lista de Símbolos.....	xvi
	Lista de Abreviações.....	xvii
1	Introdução.....	18
1.1	Motivação.....	19
1.2	Objetivos.....	20
1.3	Organização da Dissertação.....	21
2	Revisão Bibliográfica.....	22
3	Interferômetro óptico Sagnac.....	25
3.1	Transmissão Não linear.....	26
3.2	Acoplador.....	27
3.3	Transmissividade.....	28
4	Espalhamento Raman.....	35
4.1	Espectro de ganho Raman.....	36
4.2	Limiar Raman.....	38
4.3	Equações acopladas.....	42

5	Resultados e Discussões	45
5.1	Interferômetro Sagnac simétrico.....	45
5.2	Interferômetro Sagnac assimétrico.....	52
6	Considerações Finais.....	64
6.1	Conclusões.....	64
6.2	Produção científica	65
6.3	Perspectivas de trabalhos	66
	Referencias Bibliográficas	67

Lista de Figuras

Figura 1	Esquema de um interferômetro óptico Sagnac	25
Figura 2	Esquema de um acoplador	28
Figura 3	Representação geométrica da obtenção de A_T através da soma de vetores	32
Figura 4	Potência transmitida como função da potência incidente para dois valores de ρ , mostrando a resposta não linear de um interferômetro óptico Sagnac onde $\gamma \cdot L = 1W^{-1}$.	34
Figura 5	Diagramas de níveis de energia descrevendo (a) Espalhamento Raman Stokes e (b) Espalhamento Raman Anti-Stokes	35
Figura 6	Espectro de ganho Raman para fibra de sílica fundida para uma onda de bombeamento com $\lambda_P=1\mu m$.	37
Figura 7	Variação temporal da função de resposta Raman obtida através do espectro de ganho Raman para fibras de sílica	43
Figura 8	Esquema da propagação dos feixes A_f e A_b no <i>loop</i> do interferômetro Sagnac simétrico.	46
Figura 9	Potência nas portas refletida e transmitida para o cenário 1.	46
Figura 10	Potência nas portas refletida e transmitida para o cenário 2.	47
Figura 11	Potência nas portas refletida e transmitida para o cenário 3	47
Figura 12	Espectro nas saídas refletida (a) e transmitida (b) para uma potência de entrada de 189 W no cenário 2.	49

Figura 13	Espectro na saída refletida (a) e transmitida (b) para uma potência de entrada de 189 W no cenário 3	49
Figura 14	Esquema da propagação dos feixes A_f e A_b no <i>loop</i> do interferômetro Sagnac assimétrico	53
Figura 15	Potência na porta transmitida referente as ondas: (a) de bombeamento e (b) Stokes e na porta refletida referente as ondas (c) de bombeamento (d) Stokes para o cenário 4	54
Figura 16	Espectro nas saídas refletida (a) e transmitida (b) para o cenário 4.	56
Figura 17	Potência na porta transmitida referente as ondas: (a) de bombeamento e (b) Stokes e na porta refletida referente as ondas (c) de bombeamento (d) Stokes para o cenário 5	57
Figura 18	Espectro nas saídas refletida (a) e transmitida (b) para o cenário 5.	58

Lista de Tabelas

Tabela 1	Intensidades da onda de bombeamento e da onda Stokes nas portas refletidas e transmitidas para uma potência de entrada de 189 W	50
Tabela 2	Intensidades da onda de bombeamento e da onda Stokes nas portas refletidas e transmitidas nos cenários 2 e 3.	51
Tabela 3	Intensidades da onda de bombeamento e da onda Stokes nas portas refletidas e transmitidas para os cenários 4 e 5.	59

Lista de Símbolos

β_1	Coeficiente de dispersão de primeira ordem
β_2	Coeficiente de dispersão de segunda ordem ou de velocidade de grupo
λ	Comprimento de onda
n_2	Índice de refração não linear
f_R	Fração Raman
ω	Frequência angular
γ	Parâmetro de não linearidade
I	Intensidade da onda
g_R	Coeficiente de ganho Raman
α	Coeficiente de atenuação
T_R	Transmissividade de um interferômetro Sagnac
ρ	Coeficiente de chaveamento do acoplador
φ_L	Deslocamento de fase linear
φ_{NL}	Deslocamento de fase não linear
$h(t)$	Função de Resposta Raman
$\hbar$	Constante de Planck reduzida
Ω	Deslocamento de frequência (Raman)
τ	Parâmetro temporal de ajuste da função resposta Raman
σ	Parâmetro de depleção do bombeamento devido ao efeito Raman

Lista de Abreviações

CW	do inglês, <i>Continuous wave</i>
dB	Decibel
DDF	do inglês, <i>Dispersion Decreasing Fiber</i>
ENLS	Equação não linear de <i>Schrödinger</i>
FWM	do inglês, <i>Four wave mixing</i>
GVD	do inglês, <i>Group Velocity Dispersion</i>
NALM	do inglês, <i>Nonlinear amplifying loop mirror</i>
NLDC	do inglês, <i>Nonlinear Directional Coupler</i>
NOLM	do inglês, <i>Nonlinear optical loop mirror</i>
NSI	do inglês, <i>Nonlinear sagnac interferometer</i>
OTDM	do inglês, <i>Optical Time Domain Multiplexing</i>
SOA	do inglês, <i>Semiconductor optical amplifier</i>
SPM	do inglês, <i>Self-Phase Modulation</i>
SRS	do inglês, <i>Stimulated Raman scattering</i>
Tb	Tera bits
TDM	do inglês, <i>Time division multiplexing</i>
TOAD	do inglês, <i>Terahertz optical asymmetric demultiplexer</i>
WDM	do inglês, <i>Wavelength Division Multiplexing</i>
XPM	do inglês, <i>Cross-Phase Modulation</i>

INTRODUÇÃO

Os sistemas de comunicação têm como objetivo transmitir informações entre dois pontos, quer eles estejam a poucos quilômetros de distância, a distâncias transoceânicas ou, até mesmo, da ordem da distância entre planetas. Essa informação é, geralmente, transportada por uma onda eletromagnética (chamada de portadora) cuja frequência pode variar de forma significativa. Para que a onda portadora possa “carregar” a informação uma de suas características (amplitude, frequência ou fase) deve ser alterada, esse processo é conhecido como modulação (Agrawal, 2012).

Nos primórdios da civilização, o ser humano fez uso de espelhos, fachos de fogo e até sinais de fumaça para transmitir informações. Por esse sistema ser bastante simples, um único dado de informação era transportado (como a vitória numa batalha) (Holzmann & Pehrson, 2003).

Por volta do século XIX, como o advento da eletricidade e a invenção do telégrafo houve uma grande revolução nos sistemas de comunicações. Nessa primeira fase foi possível a comunicação quase instantânea entre pontos distantes de cerca de 1000 km (Jones, 1852). Em 1866 entrou em operação o primeiro cabo telegráfico transoceânico, permitindo uma rápida comunicação entre a Europa e a América do norte.

As comunicações com base em sinais elétricos evoluíram bastante com o uso de cabos coaxiais e sistemas de micro-ondas, entretanto, limitações técnicas para sistemas de alta velocidade tornaram sua operação bastante onerosa.

Durante a segunda metade do século XX, chegou-se à conclusão que seria necessário alterar o tipo de onda portadora de elétrica para óptica para se conseguir aumentar a velocidade de transmissão de dados (Kao & Hockham, 1966). Com a invenção do laser e a ideia do confinamento da luz numa guia (fibra óptica), o problema para esse sistema se tornar viável economicamente era reduzir as perdas de sinal na fibra óptica, que em 1960 chegavam a 1000 dB/km. Um notável avanço

ocorreu na década de 70, quando conseguiram produzir fibras ópticas cujas perdas chegavam a 20 dB/km para comprimentos de onda da ordem de 1 μm (Kapron, Keck, & Maurer, 1970). Com esses avanços, houve um esforço mundial para o desenvolvimento de sistemas de comunicações ópticas (Willner, 2000).

Atualmente, as fibras ópticas apresentam perdas bastante reduzidas, da ordem de 0,2dB/km para comprimentos de onda em torno de 1,55 μm (Gnauck, Kasper, Linke, Dawson, & Koch, 1985). Isso, combinado com modernos formatos de modulação permite enviar sinais com grandes velocidades e a grandes distâncias, tornando a transmissão de dados por fibra óptica o meio mais rápido em todo o globo. Como exemplo, um recorde de transmissão de dados foi estabelecido em 2010 com uma taxa de 64 Tb/s por 320 km usando 640 canais WDM com espaçamento de 12,5 GHz entre canais (X. Zhou, 2010).

1.1 Motivação

Ao longo dos últimos anos, a pesquisa em comunicações ópticas abriu novas possibilidades na pesquisa em fotônica, mais precisamente na parte de dispositivos ópticos. Além da importância individual de cada dispositivo, é fundamental conhecer, estudar e pesquisar outros dispositivos, como os interferômetros ópticos, que podem ser obtidos através da combinação de alguns dispositivos como a grade de Bragg, o acoplador e fibras ópticas.

Os quatro interferômetros de fibra mais comuns são o Fabry-Perot, Sagnac, Mach-Zehnder, e interferômetros de Michelson (Born & Wolf, 1999). Eles exibem efeitos não lineares que são úteis para aplicações em comutação óptica (Midwinter, 2012), quando os níveis de energia são grandes o suficiente para SPM e XPM tornarem-se importantes (Marrakchi, 1996).

Assim como outros interferômetros, o interferômetro de Sagnac pode explorar a mudança de fase não linear de fibras ópticas para a comutação óptica (Otsuka, 1983). Um dispositivo assim pode ser concebido para transmitir um sinal de alta potência, enquanto reflete sinais com níveis de potência baixos, agindo assim, como um interruptor totalmente óptico (Doran & Wood, 1988). Por esta razão, o interferômetro de Sagnac é conhecido como espelho de fibra não linear e tem

atraído atenção considerável não só para a comutação óptica, mas também para a demultiplexação de sinais em sistemas WDM.

1.2 Objetivos

Diversos estudos utilizando o interferômetro óptico de Sagnac foram feitos a partir de 1989 investigando a comutação totalmente óptica através de efeitos não lineares (Blow, Doran, & Nayar, 1989). Ao se explorar diferentes efeitos não lineares, tais como XPM, SPM, e mistura de quatro ondas (FWM) que ocorrem no interior da fibra utilizada para realizar o *loop* de Sagnac, pode-se usar o espelho de fibra não linear (NOLM) em muitas aplicações (Smith, Wigley, & Doran, 1990).

Um interferômetro de Sagnac não linear pode atuar como um filtro passa-alta de intensidade no sentido de que ela reflete os sinais de baixa intensidade, mas transmite radiação de alta intensidade sem afetá-lo, mas essa condição só é observada se o acoplador não for de 3dB. Para se conseguir a “quebra” do espelho de fibra foi colocado um amplificador de forma assimétrica no *loop* que produziu o desbalanceamento do anel através do deslocamento de fase não linear (Fermann, Haberl, Hofer, & Hochreiter, 1990).

Neste trabalho, o objetivo principal é investigar a possibilidade da quebra do espelho de fibra para um sinal CW (transmissão de um sinal CW em um interferômetro Sagnac com acoplador de 3dB) através da presença combinada de efeitos não lineares como o SPM, o XPM e o espalhamento Raman presentes no *loop* do interferômetro de Sagnac sem a adição de outros sinais no loop, já que, em pesquisas anteriores, utilizou-se os efeitos não lineares de SPM, XPM e efeito Raman em interferômetro de Sagnac para regenerar, amplificar e transmitir um sinal com a ajuda de bombeamento (Boscolo, Bhamber, & Turitsyn, 2006), mas ainda não foi estudado a possibilidade de fazer com que o próprio sinal CW, sem a presença de bombeamento, fosse responsável pela sua própria transmissão quando o acoplador do interferômetro Sagnac é de 3dB.

O interferômetro óptico Sagnac sob diferentes efeitos não lineares será implementado através do software de simulação de circuitos ópticos OptiSystem®.

1.3 Organização da Dissertação

Capítulo 2: Apresenta uma revisão bibliográfica dos estudos sobre chaveamento em interferômetros ópticos de Sagnac submetidos a diferentes condições e diferentes efeitos lineares e não lineares, mostrando a variedade de aplicações que este dispositivo pode ter ao ser empregado quando se combinam diferentes efeitos.

Capítulo 3: Traz de forma objetiva a fundamentação teórica sobre o interferômetro óptico de Sagnac, além de uma demonstração detalhada da expressão analítica da transmissividade do interferômetro quando submetido aos efeitos de SPM e XPM.

Capítulo 4: Traz de forma objetiva a fundamentação teórica sobre o espalhamento Raman, mostrando a relação entre a fração Raman e algumas características da propagação das ondas de bombeamento e Stokes.

Capítulo 5: Expõe os resultados numéricos das simulações por meio de gráficos otimizados pelo software Origin[®], obtidos a partir de simulações computacionais processadas pelo software OptiSystem[®]. Também são mostrados resultados analíticos, obtidos a partir das equações apresentadas nos capítulos 3 e 4 que explicam e justificam os resultados numéricos obtidos. Os resultados para os cenários com *loop* simétrico e assimétrico são apresentados separadamente para que se perceba com clareza a diferença entre os resultados obtidos na transmissão do sinal pelo interferômetro de Sagnac.

Capítulo 6: Conclui-se o trabalho com base nos resultados expostos, enfatizando os resultados mais interessantes e ressaltando as contribuições para o estado da arte. Também são apresentadas as publicações e participações em eventos científicos. Ao final, são apresentadas algumas sugestões de trabalhos futuros.

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Sendo um dispositivo extremamente flexível e aplicável a inúmeras funções no campo da multiplexação e aplicações diversas em óptica não linear, o interferômetro de Sagnac foi idealizado em 1913 por Georges Sagnac (Singh & Kaur, 2015), tendo sido formalizado em suas características de chaveamento e processamento não linear ultra-rápido através da criação do Espelho Óptico Não linear em Anel – Nonlinear Optical Loop Mirror (NOLM) por (Doran & Wood, 1988) onde características de chaveamento com a integridade dos pulsos ópticos são obtidos mediante o intercâmbio dos efeitos ópticos não lineares (especialmente SPM).

A análise dessas características foi aprofundada em estudo no qual a eficiência de chaveamento de pulsos do tipo sóliton foi abordada, considerações foram obtidas servindo a aplicações de processamento óptico ultra-rápido, neste trabalho foi registrado um ganho diferencial de 4.3 dB (Blow, Doran, & Nayar, 1989), o suficiente para montagem de um hipotético transistor óptico.

Na sequência, outros ensaios experimentais foram implementados, fazendo uso de trem de pulsos ópticos em taxas de velocidade mais altas e chaveamento íntegro (Nelson, et al., 1991); bem como foi também realizado trabalho investigando o chaveamento óptico levando em conta o SPM e a modulação de fase cruzada (XPM), foi detectado efeito Raman estimulado com características de chaveamento menos favoráveis (Doran, Forrester, & Nayar, 1989).

Análise de características envolvendo demultiplexação temporal óptica e chaveamento óptico de sólitons de ordem superior no interferômetro de Sagnac sob a presença de pulsos de bombeamento auxiliares, incluindo os efeitos de SPM, XPM e dispersão da velocidade de grupo (GVD), foi feitas por pesquisadores (Jinno, 1992).

Características de comportamento de redes ópticas tais como filtragem de sinais CW mediante um interferômetro de Sagnac desbalanceado através da

dispersão da velocidade de grupo (GVD) foram obtidos, uma vez que a dispersão age somente sobre os pulsos, o sinal CW seja de que intensidade for, é refletido; o bloqueio do sinal CW no anel desbalanceado pela dispersão (que atua como um filtro de pulso não linear) se dá de uma forma tal que a derivada segunda da envoltória do campo elétrico do sinal condição inicial com respeito ao tempo é responsável por isso, fazendo o NSI (*nonlinear Sagnac interferometer*) responder desta forma (Wong, Namiki, Margalit, Haus, & Ippen, 1997).

Uma técnica bastante utilizada para obter desbalanceamento de anéis em interferômetros do tipo Sagnac foi originalmente desenvolvida por J. P. Sokoloff et al. objetivando a demultiplexação de pulsos na banda de THz, pulsos esses que podem funcionar como bits de informação (fluxo de trem de pulsos (bits)), esse feito é alcançado mediante a fixação de um elemento óptico ativo do tipo SOA (semiconductor óptico amplificador), assimetricamente no anel do interferômetro, tendo como consequência a demultiplexação do trem de pulsos (Sokoloff, Prucnal, Glesk, & Kane, 1993).

Nessa mesma linha de raciocínio foi desenvolvido um trabalho no qual um dispositivo de recuperação de clock totalmente óptico (em redes TDM - time division multiplexing) atua com interferômetro de Sagnac desbalanceado na modalidade de um demultiplexador óptico assimétrico na faixa de terahertz (TOAD) na região de energia de transmissão da ordem de 150 fJ (Deng, Glesk, Kang, & Prucnal, 1997).

Foi desenvolvido um estudo sobre sinais ópticos pulsados trafegando em um interferômetro de Sagnac, nos quais a medição da influência da modulação de fase cruzada (XPM) no chaveamento é analisada, nesse estudo o desbalanceamento do interferômetro de Sagnac via dispersão foi uma ferramenta encontrada para cancelar as penalidades inerentes ao XPM (Pitois, 2005).

Pesquisadores recentemente analisaram o auto-chaveamento em um interferômetro de Sagnac de pulsos ópticos ultracurtos através da inclusão de um amplificador de ganho distribuído baseado em um esquema de um NALM (*nonlinear amplifying fiber loop mirror*) com conquistas de qualidade de chaveamento tais como pico de chaveamento achatado (*flattened switching peak*) (Cao & Wai, 2005).

Nos últimos tempos, pesquisadores desenvolveram uma técnica singular para analisar a performance do chaveamento de um espelho óptico não linear em anel (NOLM) utilizando fibras com perfis de dispersão decrescente (DDF) investigando as condições soliton e quasi-soliton (Lima & Sombra, 1999). Esse tipo de técnica (uso de fibras de dispersão decrescente) favorece a multiplexação e demultiplexação óptico-temporal (OTDM) e (TOAD) através de compressão de pulsos multi-soliton, nesse enfoque já ocorre a eliminação de pedestal com sua consequente filtragem e obtenção de ganhos na qualidade (Wai & Cao, 2003).

Um interferômetro de Sagnac foi submetido a uma pesquisa na qual fibra de dispersão decrescente foi utilizada sem fazer uso da compressão adiabática, a compressão utilizada foi do tipo 'beat-signal compression' (Cao & Wai, 2002).

Recentemente pesquisadores realizaram estudo investigando a influência da não linearidade Kerr relaxada ou lenta sobre o chaveamento do interferômetro de Sagnac, estudo original onde as condições soliton e quasi-soliton foram extensivamente analisadas, bem como o *chirp* naturalmente gerado pelo dispositivo quando da propagação dos referidos pulsos, nesse mesmo estudo a compressão dos pulsos foi averiguada (Ferreira, et al., 2012).

Também, foi pesquisado numericamente o aspecto da compressão em um contexto no qual solitons de alta ordem propagavam-se em um interferômetro de Sagnac feito a partir de fibras de dispersão decrescente (DDF), com significativa eliminação de pedestal e diminuição das componentes de frequência associadas ao *chirp* induzido (Menezes, et al., 2012).

Aqui, neste trabalho, será estudado o interferômetro óptico Sagnac não linear sob duas configurações distintas. A primeira configuração é chamada de simétrica, onde o *loop* é constituído por uma única fibra, onde se considera os efeitos de SPM, XPM e efeito Raman. A segunda configuração é chamada de assimétrica, onde o *loop* é constituído por duas fibras com propriedades distintas, onde também são considerados os efeitos de SPM, XPM e efeito Raman, ressalta-se que não foi encontrado, nessa pesquisa bibliográfica nenhum trabalho sobre interferômetro óptico Sagnac assimétrico e efeito Raman.

INTERFERÔMETRO ÓPTICO SAGNAC

Os interferômetros ópticos são dispositivos que fazem com que dois campos eletromagnéticos (feixes de luz) sofram interferência e, assim, tenham suas amplitudes alteradas. O resultado dessa interferência vai depender das amplitudes dos campos e da diferença de fase entre eles. Existem vários tipos de interferômetros ópticos, tais como Fabry–Perot, Sagnac e Mach–Zehnder (Agrawal G. P., 2001).

Nessa dissertação foi estudado o interferômetro óptico Sagnac. Tal dispositivo pode ser construído utilizando-se um acoplador e uma fibra óptica, como se mostra na figura (1). Ele é construído ligando-se de uma fibra entre as duas portas de saída um acoplador para formar um *loop* (laço).

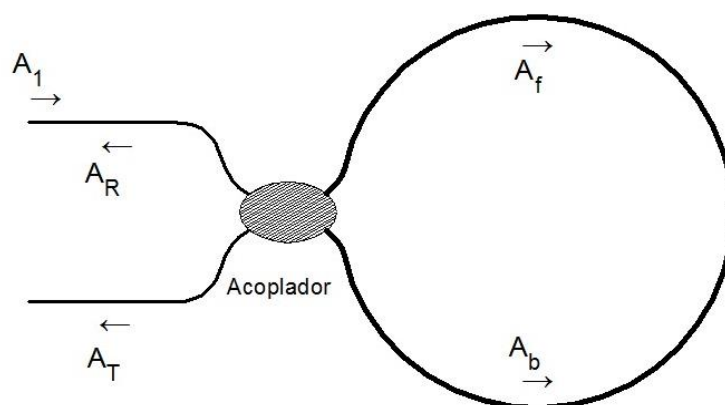


Figura 1: Esquema de um interferômetro óptico Sagnac

Um feixe de luz entra por uma das portas do acoplador (A_1) e é dividido em dois feixes (A_f e A_b)¹ que se propagam em sentidos opostos na fibra

¹ Os índices f e b referem-se aos termos *forward* (se propaga no sentido horário no *loop*) e *backward* (se propaga no sentido anti-horário no *loop*).

compartilhando o mesmo caminho óptico e, após percorrer todo o laço, irão retornar ao acoplador onde sofrem interferência. A intensidade dos feixes A_f e A_b e a diferença de fase relativa entre eles determina as intensidades dos feixes refletido (A_R) e transmitido (A_T) pelo interferômetro Sagnac.

Pode-se definir a transmissividade de um interferômetro Sagnac como a razão entre as intensidades dos feixes transmitido e incidente: (Doran & Wood, 1988)

$$T_R = \frac{|A_T|^2}{|A_1|^2} \quad (1)$$

3.1 Transmissão Não linear

Para se obter a expressão analítica da transmissividade em um interferômetro óptico Sagnac será necessário conhecer a equação que rege a propagação de um sinal luminoso no interior de uma fibra óptica e o princípio de funcionamento do acoplador utilizado no interferômetro.

A equação que rege a propagação de um sinal luminoso em uma fibra é conhecida como Equação Não Linear de Schroedinger (ENLS) onde a variável $A = A(z, t)$ fornece o sinal do pulso que se propaga na fibra (Agrawal G. , 2007):

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (2)$$

Onde $i = \sqrt{-1}$, β_1 é a contante de propagação da onda na fibra, β_2 é o parâmetro de dispersão na fibra (GVD), α é um parâmetro que indica a atenuação do sinal na fibra, γ é o parâmetro de não linearidade da fibra $\left(\gamma = \frac{2\pi \cdot n_2}{\lambda \cdot A_{eff}}\right)$, n_2 representa o índice de refração não linear, λ é o comprimento de onda, A_{eff} representa a área efetiva do núcleo da fibra e o termo $i\gamma |A|^2 A$ indica a presença do efeito de SPM.

Para simplificar, geralmente se parametriza a equação (2) aplicando uma substituição de variável: $T = t - \frac{z}{v_g}$, tornando-a (Agrawal G. , 2007):

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (3)$$

No caso de dois pulsos que se propagam na mesma fibra é necessário incluir o efeito de XPM, para a implementação algébrica utiliza-se um sistema de equações acopladas (Agrawal G. , 2007):

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \beta_{11} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i\beta_{21}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{\alpha_1}{2} A_1 = i\gamma_1 (|A_1|^2 + 2|A_2|^2) A_1 \quad (4)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \beta_{12} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i\beta_{22}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{\alpha_2}{2} A_2 = i\gamma_2 (|A_2|^2 + 2|A_1|^2) A_2 \quad (5)$$

Fazendo uma análise semelhante a anterior, pode-se reduzir as equações (4) e (5) a (Agrawal G. , 2007):

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2} A_1 = i\gamma (|A_1|^2 + 2|A_2|^2) A_1 \quad (6)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2} A_2 = i\gamma (|A_2|^2 + 2|A_1|^2) A_2 \quad (7)$$

3.2 Acoplador

Além disso, como já mencionado, é importante conhecer o funcionamento do acoplador (um divisor de feixes ópticos) e sua equação (matriz de transferência) que fornece os sinais de saída em função dos sinais de entrada.

Um acoplador de fibra óptica consiste, na sua configuração mais simples, de duas fibras paralelas separadas por uma distância d , ao longo de um comprimento L_C , (figura 2), de tal forma que possibilite a interação entre os campos

que se propagam nos guias. Essas interações são responsáveis pela transmissão e acoplamento de pulsos ao se propagarem num acoplador (Agrawal G. P., 2001).

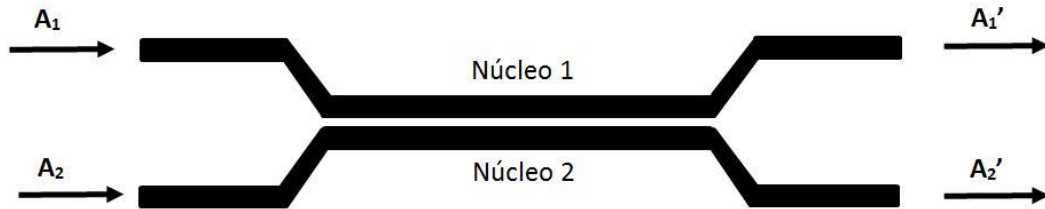


Figura 2: Esquema de um acoplador

Na figura 2 é representado o esquema de um acoplador ($\rho:1-\rho$), o que significa que uma fração ρ da energia que entra por uma porta continua no mesmo núcleo e a fração $(1-\rho)$ é transferida para o outro núcleo. Isso permite escrever a matriz de transferência de um acoplador linear que irá fornecer a expressão dos campos de saída nas portas 1 e 2 do acoplador em função dos campos de entrada nas portas 1 e 2 (Agrawal G. P., 2001).

$$\begin{pmatrix} A'_1 \\ A'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\rho} & i\sqrt{1-\rho} \\ i\sqrt{1-\rho} & \sqrt{\rho} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \end{pmatrix} \quad (8)$$

3.3 Transmissividade

Para obter a expressão da transmissividade num interferômetro Sagnac alimentado por uma laser CW deve-se começar pela análise do acoplador. Sabendo que na entrada do acoplador os sinais nas portas de entrada 1 e 2 são:

$$A_1 = A_0 \quad \text{e} \quad A_2 = 0 \quad (9)$$

com $A_0 = \sqrt{P_0}$, onde A_0 é a amplitude da onda na entrada 1 do acoplador e P_0 é a respectiva potência do sinal.

Aplicando a matriz de transferência do acoplador obtêm-se as expressões dos feixes luminosos A_f e A_b que irão se propagar pelo *loop*:

$$\begin{pmatrix} A_f \\ A_b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\rho} & i\sqrt{1-\rho} \\ i\sqrt{1-\rho} & \sqrt{\rho} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (10)$$

Logo:

$$A_f = \sqrt{\rho} A_0 \quad (11)$$

$$A_b = i\sqrt{1-\rho} A_0 \quad (12)$$

Após cada um desses feixes se propagar no *loop*, a atenuação pode ser desprezada, pois o comprimento da fibra não é suficiente para uma perda considerável (ao se utilizar uma fibra de baixa perda: $\alpha=0,2$ dB/km).

Pode-se dizer que os feixes experimentam apenas mudança de fase ao longo da propagação no *loop*. Pode-se calcular a mudança de fase linear (φ_L) e não linear (φ_{NL}) sofrida por cada feixe a partir da solução das equações diferenciais acopladas (ENLS). O deslocamento de fase linear φ_L é $\beta_1.L$.

Para se calcular a mudança de fase não linear (φ_{NL}), serão usadas as equações (5) e (6) simplificadas, pois despreza-se os efeitos de 2ª ordem (GVD) em virtude dos feixes propagantes serem CW (Agrawal G. P., 2001).

As equações acopladas obtidas a partir de (6) e (7) são:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = i\gamma(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1 \quad (13)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = i\gamma(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2 \quad (14)$$

As equações 13 e 14 formam um sistema de equações não lineares acopladas, entretanto, como o feixe é CW (despreza-se o GVD) e o comprimento do *loop* é pequeno (despreza-se a atenuação), percebe-se que os módulos de A_1 e A_2 permanecem constantes ao longo do *loop*, sofrendo apenas mudança de fase

durante a propagação. Dessa forma, pode-se resolver essas equações como se fossem lineares e não acopladas. A solução é imediata, pois as equações podem ser reduzidas à forma:

$$\frac{dA}{dz} = i \cdot K \cdot A \quad (15)$$

onde $K = \gamma \left(|A_p|^2 + 2 \cdot |A_q|^2 \right)$, com p e $q = 1, 2$ e $p \neq q$. Dessa forma, tem-se que K é uma constante, assim por integração direta, tem-se:

$$A = A_0 \cdot \exp[i(K \cdot L)] \quad (16)$$

Na equação 16, temos que A_0 representa o sinal no início da fibra, A representa o sinal ao final da propagação numa fibra de comprimento L . A variação de fase não linear sofrida por cada feixe após percorrer uma fibra de comprimento L é $\varphi_{NL} = K \cdot L$. Para obter o deslocamento de fase total deve-se somar parcelas linear φ_L e não-linear φ_{NL} .

A expressão que determina o pulso A ao final da propagação de uma fibra será:

$$A = A_0 \cdot \exp[i(\varphi_L + \varphi_{NL})] \quad (17)$$

Assim, as expressões que fornecem os feixes A'_f e A'_b , ao final do *loop* serão:

$$A'_f = A_f \cdot \exp[i\varphi_L + i\gamma \left(|A_f|^2 + 2 \cdot |A_b|^2 \right) L] \quad (18)$$

$$A'_b = A_b \cdot \exp[i\varphi + i\gamma \left(|A_b|^2 + 2 \cdot |A_f|^2 \right) L] \quad (19)$$

Os campos A'_f e A'_b passarão pelo acoplador, onde sofrem interferência e o resultado fornece as expressões dos feixes transmitido A_T e refletido A_R . Para se obter as expressões desses feixes, novamente se fará uso da matriz de transferência do acoplador:

$$\begin{pmatrix} A_T \\ A_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\rho} & i\sqrt{1-\rho} \\ i\sqrt{1-\rho} & \sqrt{\rho} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_f \\ A'_b \end{pmatrix} \quad (20)$$

Pode-se calcular a amplitude da onda transmitida e refletida, assim, a partir da equação 20:

$$A_T = \sqrt{\rho}A'_f + i\sqrt{1-\rho}A'_b \quad (21)$$

$$A_R = i\sqrt{1-\rho}A'_f + \sqrt{\rho}A'_b \quad (22)$$

Onde os valores de A'_f e A'_b são dados pelas equações (18) e (19), substituindo em (20):

$$\begin{aligned} A_T = & \sqrt{\rho}A_f \cdot \exp\left[i\varphi + i\gamma\left(|A_f|^2 + 2 \cdot |A_b|^2\right)L\right] + \\ & + i\sqrt{1-\rho}A_b \cdot \exp\left[i\varphi + i\gamma\left(|A_b|^2 + 2 \cdot |A_f|^2\right)L\right] \end{aligned} \quad (23)$$

Agora, substituindo em (23) os valores de A_f e A_b pelos obtidos nas equações 11 e 12 obtêm-se:

$$\begin{aligned} A_T = & \rho A_0 \cdot \exp\left[i\varphi + i\gamma\left(|A_f|^2 + 2 \cdot |A_b|^2\right)L\right] + \\ & + (\rho - 1) A_0 \exp\left[i\varphi + i\gamma\left(|A_b|^2 + 2 \cdot |A_f|^2\right)L\right] \end{aligned} \quad (24)$$

Pode-se compactar a expressão (24) usando:

$$\varphi_1 = \varphi + \gamma\left(|A_f|^2 + 2 \cdot |A_b|^2\right)L \quad (25)$$

$$\varphi_2 = \varphi + \gamma\left(|A_b|^2 + 2 \cdot |A_f|^2\right)L \quad (26)$$

Tornando (24) em:

$$A_T = \rho A_0 \cdot \exp[i\varphi_1] + (\rho - 1) A_0 \exp[i\varphi_2] \quad (27)$$

Essa expressão permite visualizar que A_T pode ser obtido através da soma de dois vetores de módulos distintos (a menos que $\rho=0,5$) e com fases diferentes φ_1 e φ_2 . Assim, pode-se determinar o módulo de A_T usando-se a Lei dos cossenos:

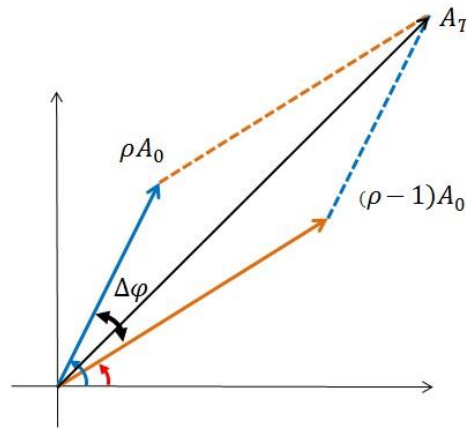


Figura 3: Representação geométrica da obtenção de A_T através da soma de vetores.

Através da figura 3, pode-se calcular a intensidade de A_T usando a lei dos cossenos:

$$|A_T|^2 = \rho^2 |A_0|^2 + (\rho - 1)^2 |A_0|^2 + 2\rho(\rho - 1) |A_0|^2 \cos(\Delta\varphi) \quad (28)$$

Onde $\Delta\varphi = (\varphi_1 - \varphi_2)$ representa a diferença de fase entre os sinais A_f e A_b .

Aplicando os valores das equações (25) e (26), obtêm-se:

$$\Delta\varphi = \left[\varphi + \gamma \left(|A_f|^2 + 2 \cdot |A_b|^2 \right) L \right] - \left[\varphi + \gamma \left(|A_b|^2 + 2 \cdot |A_f|^2 \right) L \right] \quad (29)$$

$$\Delta\varphi = \gamma \left(|A_b|^2 - |A_f|^2 \right) L \quad (30)$$

onde se substitui os valores de A_f e A_b das equações (11) e (12):

$$\Delta\varphi = \gamma[(1 - \rho)|A_0|^2 - \rho|A_0|^2)L] \quad (31)$$

$$\Delta\varphi = \gamma[(1 - 2\rho)|A_0|^2)L] \quad (32)$$

lembrando que $A_0 = \sqrt{P_0}$, chega-se em:

$$\Delta\varphi = [(1 - 2\rho) \cdot \gamma P_0 L] \quad (33)$$

Agora, basta desenvolver um pouco a equação (28) e se chega em:

$$|A_T|^2 = [1 - 2\rho(1 - \rho)[1 + \cos(\Delta\varphi)]]|A_0|^2 \quad (34)$$

Substituindo o valor de (33) em (34), obtém-se:

$$|A_T|^2 = [1 - 2\rho(1 - \rho)[1 + \cos[(1 - 2\rho) \cdot \gamma P_0 L]]]|A_0|^2 \quad (35)$$

Assim pode-se calcular a transmissividade T_R pela equação (1):

$$T_R = [1 - 2\rho(1 - \rho)[1 + \cos[(1 - 2\rho) \cdot \gamma P_0 L]]] \quad (36)$$

Logo, pode-se calcular a potência transmitida através do produto:

$$P_T = T_R \cdot P_0 \quad (37)$$

A figura 4 mostra a potência transmitida como função de P_0 , para dois valores de ρ . Para baixas potências ou valores de ρ bem próximos de 0,5, tem-se $\cos(\Delta\varphi) \approx 1$, o que fornece $T_R \approx [1 - 4\rho(1 - \rho)]$. Para potências elevadas, os efeitos não lineares induzem um deslocamento de fase que pode proporcionar uma transmissividade de 100%, bastando que a potência do sinal de entrada tenha valores compatíveis com

$$|(1 - 2\rho) \cdot \gamma P_0 L| = (2m - 1)\pi \quad (38)$$

onde m é inteiro.

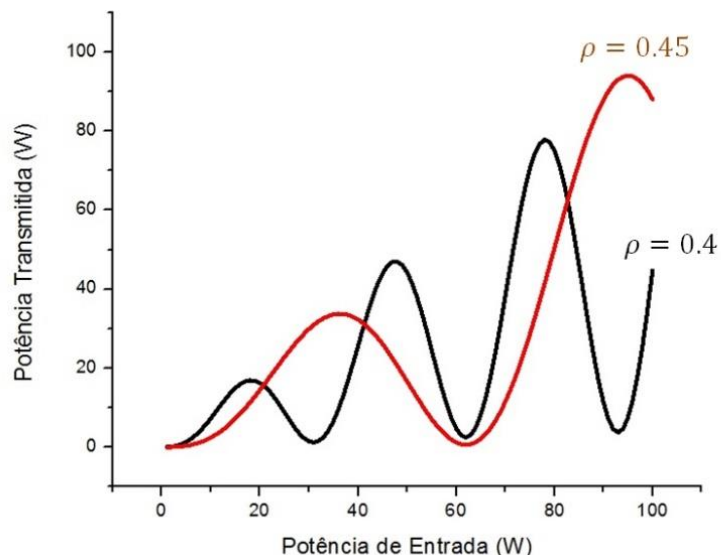


Figura 4: Potência transmitida como função da potência incidente para dois valores de ρ , mostrando a resposta não linear de um interferômetro óptico Sagnac onde $\gamma \cdot L = 1 \text{ W}^{-1}$.

A figura 4 também mostra que esse dispositivo fornece um comportamento oscilante e periódico de sua transmissividade com o aumento da potência do sinal de entrada. Na prática, apenas o primeiro pico de transmissão ($m=1$) é utilizado para o chaveamento do sinal porque ele requer menos energia. Como exemplo, a menor potência de chaveamento para um interferômetro com *loop* de 100 m, $\gamma=10 \text{ W/km}$ e $\rho=0,45$ é de 31 W.

O que demonstra o comportamento não linear da Transmissividade é o fato de ela depender da potência de entrada P_0 . Mesmo assim, quando $\rho=0,5$ o valor de $T_R=0$ para qualquer potência de entrada, ou seja, nada é transmitido e todo o feixe é refletido. Por essa razão, o interferômetro Sagnac é conhecido como espelho de fibra não linear.

ESPALHAMENTO RAMAN

O efeito Raman foi observado pela primeira vez em 1928 por C. V. Raman (Raman, 1928). Este efeito consiste em um espalhamento inelástico da luz e ocorre quando um determinado material é iluminado por uma fonte de luz (Laser, por exemplo) de frequência ω e esta, ao passar pelo material, passa a apresentar frequências diferentes da incidente. Os fótons gerados com frequência menores que ω são chamados de Stokes (ω_s) e com frequências maiores de Anti-Stokes (ω_a). As componentes Stokes, normalmente, tem intensidade de algumas ordens de grandeza superior as componentes Anti-Stokes. No processo de geração da onda Stokes percebe-se que a energia do fóton incidente ($\hbar\omega$) é maior que a do fóton emitido ($\hbar\omega_s$) essa diferença de energia é absorvida pelo material na forma de um fônon óptico, aumentando a energia vibracional do meio (Boyd, 2003).

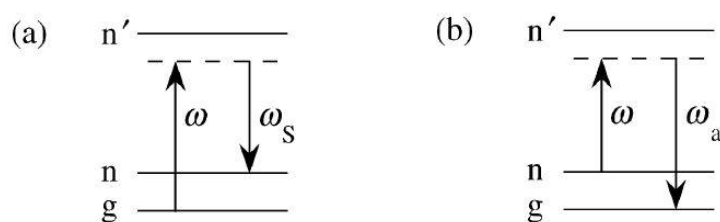


Figura 5: Diagramas de níveis de energia descrevendo

(a) Espalhamento Raman Stokes e (b) Espalhamento Raman Anti-Stokes (Boyd, 2003)

O processo de espalhamento espontâneo Raman geralmente é um processo de baixa intensidade. Mesmo para matéria condensada, o espalhamento da luz por unidade de volume para a onda Stokes é cerca de 10^{-6} cm^{-1} . Assim, na propagação através de 1 cm do meio dispersivo, aproximadamente 1 parte em 10^6 da radiação incidente será convertida na onda Stokes. No entanto, se a fonte de luz

for um feixe de laser de alta intensidade, pode ocorrer como resultado a versão estimulada do processo de espalhamento Raman. O espalhamento Raman estimulado geralmente é muito forte, podendo converter 10% ou mais da energia do feixe laser incidente em frequência Stokes (Woodbury & Ng, 1962).

4.1 Espectro de ganho Raman

O espectro de ganho Raman é a distribuição de todas as frequências Stokes geradas através do espalhamento Raman. O espectro de Ganho Raman depende da frequência da luz incidente e do material. Em geral, para uma fibra de sílica, o ganho máximo ocorre em uma frequência 13 THz abaixo da frequência óptica do sinal de bombeamento (Auyeung & Yariv, 1978).

O espalhamento Raman pode ser usado para amplificar sinais ópticos desde que se propaguem em uma fibra junto com um bombeamento de alta potência e que a diferença entre as frequências dos sinais esteja dentro do espectro de Ganho Raman (Stone, 1975). O bombeamento é o sinal de alta potência que será espalhado inelasticamente para produzir fótons na frequência Stokes.

Considerando ondas contínuas ou quase contínuas, a variação da intensidade das ondas Stokes pode ser descrito por (Boyd, 2003) :

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_P I_S \quad (39)$$

Onde I_P é a intensidade do bombeamento, I_S é a intensidade Stokes e g_R é o coeficiente de ganho Raman. O espectro de Ganho Raman, $g(\Omega)$, onde Ω representa a diferença entre a frequência de bombeamento e a frequência Stokes, é o parâmetro mais importante para a descrição do Espalhamento Raman Estimulado (SRS- Stimulated Raman Scattered). Em geral, g_R depende da composição do núcleo da fibra e varia significativamente de acordo com o dopante usado (Shen, 1984).

A figura 6 ilustra g_R em função do deslocamento de frequência para uma fibra de sílica fundida sendo bombeada em $\lambda_P=1\mu\text{m}$. Uma das principais

características do ganho Raman em fibras de sílica é que g_R ocupa uma faixa larga (até 40 THz) e possui um pico largo em 13 THz (Stolen, Ippen, & Tynes, 1972). Esse comportamento se dá devido à sua natureza não cristalina. Em materiais amorfos, tais como a sílica fundida, as frequências vibracionais das moléculas se espalham e se sobrepõem criando um contínuo (Stolen & Ippen, 1973). Em consequência disso, o ganho Raman ocorre em uma vasta faixa dentro das fibras de sílica.

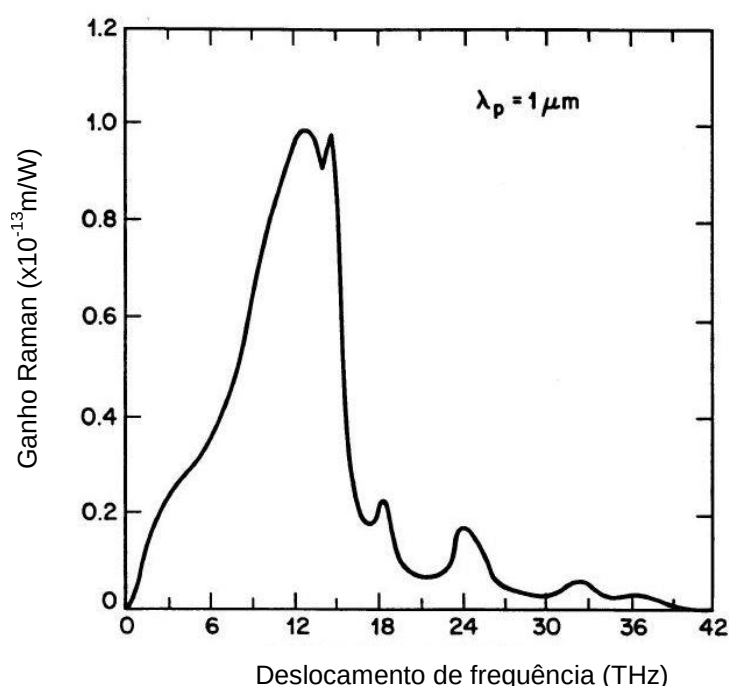


Figura 6: Espectro de ganho Raman para fibra de sílica fundida para uma onda de bombeamento com $\lambda_p = 1 \mu m$. (Stolen & Ippen, 1973)

Para ver como se desenvolve o processo de Espalhamento Raman Estimulado (SRS), considere uma fonte de bombeamento de onda contínua na frequência óptica de ω_p se propagando na fibra. Se, forem lançados na entrada da fibra, um sinal de prova na frequência de ω_s e um feixe de bombeamento em ω_p , o sinal será amplificado por causa do ganho Raman (desde que a diferença $\Omega = \omega_p - \omega_s$ esteja dentro do espectro Raman mostrado na figura 6).

Se na entrada da fibra for lançado apenas o feixe de bombeamento, o Efeito Raman Espontâneo vai atuar como “um feixe de prova” e será amplificado ao longo da fibra.

Como o Espalhamento Raman gera fótons em toda a faixa, todos os componentes da frequência são amplificados. No entanto, os componentes da frequência para o qual g_R é máximo crescem mais rapidamente. A Sílica, por exemplo, apresenta $g_R(\Omega)$ máximo para $\Omega=13,2$ THz aproximadamente. Quando a potência de bombeamento excede um determinado limiar, essa componente cresce exponencialmente. Deste modo, o Efeito Raman Estimulado gera ondas Stokes cuja frequência é determinada pelo pico de ganho Raman (Smith R. G., 1972). O deslocamento em frequência correspondente é chamado de *Raman shift* ou *Stokes shift*.

4.2 Limiar Raman

Para o caso de um Laser CW as equações que governam as intensidades das ondas Stokes e de bombeamento são (Agrawal G. , 2007):

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_P I_S - \alpha_S I_S \quad (40)$$

$$\frac{dI_P}{dz} = -\frac{\omega_P}{\omega_S} g_R I_P I_S - \alpha_P I_P \quad (41)$$

Onde I_S é a intensidade da onda Stokes, I_P a intensidade da onda de Bombeamento e g_R é o coeficiente de ganho Raman que tem relação com a susceptibilidade não linear do meio e depende também da diferença de frequência Ω entre a onda Stokes e da onda de bombeamento.

Na ausência de perdas, o que pode ser considerado supondo uma fibra de pequeno comprimento, verifica-se através das equações 40 e 41:

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{I_S}{\omega_S} + \frac{I_P}{\omega_P} \right) = 0 \quad (42)$$

Essa equação demonstra a conservação do numero total de fótons é conservado ao longo da propagação na fibra. Essa equação também permite relacionar as intensidades dos feixes Stokes e de bombeamento ao longo de toda a fibra:

$$I_P(z) = I_0 - \frac{\omega_P}{\omega_S} I_S(z) \quad (43)$$

Embora a depleção do bombeamento deva ser incluída para a descrição completa do SRS, para fins de estimar o limiar de Raman, esta pode ser desprezada (Smith R. G., 1972).

Negligenciando a depleção da bomba, a Eq. 40 permite obter a intensidade da onda Stokes ao final da fibra $I_S(L)$:

$$I_S(L) = I_S(0) \exp(g_R I_0 L_{eff} - \alpha_S L) \quad (44)$$

onde

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha_P L)}{\alpha_P} \quad (45)$$

A solução dada pela equação (44) mostra que devido à absorção do bombeamento, que o comprimento efetivo é menor do que o comprimento L da fibra, entretando, se for desconsiderado a atenuação ($\alpha_P \ll 1$), obtêm-se $L_{eff} = L$.

Para se utilizar a equação (44) é preciso uma intensidade $I_S(0)$ de entrada (em $z=0$). Na prática o espalhamento Raman Estimulado aumenta com o espalhamento Raman Espontâneo ao longo da fibra.

Para se calcular a Potência Stokes (assumindo que a fibra transmite apenas um modo) deve-se considerar a amplificação de cada componente da frequência (de energia $\hbar\omega$) de acordo com a equação (44), e integrar em todo o espectro de ganho Raman, que é (Smith R. G., 1972):

$$P_S(L) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hbar\omega \cdot \exp[g_R(\omega_P - \omega)I_0 L_{eff} - \alpha_S L] d\omega \quad (46)$$

A maior contribuição ocorre para os valores de pico do gráfico de $G(\Omega)$. Fazendo $\omega=\omega_S$, temos:

$$P_S(L) = P_{S0}^{eff} \cdot \exp[g_R(\Omega_R)I_0L_{eff} - \alpha_S L] \quad (47)$$

onde na entrada, para $z=0$,

$$P_{S0}^{eff} = \hbar\omega_S B_{eff} \quad (48)$$

$$B_{eff} = \left(\frac{2\pi}{I_0 L_{eff}} \right)^{1/2} \cdot \left| \frac{\partial^2 g_R}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_S}^{-1/2} \quad (49)$$

Fisicamente B_{eff} é largura de faixa efetiva da radiação Stokes centrada próximo do pico de ganho em $\Omega=\omega_P-\omega_S$. Embora B_{eff} dependa da intensidade do bombeamento e do comprimento da fibra, a largura espectral do pico dominante no gráfico de $g(\Omega)$ representa uma boa aproximação para isso (Smith R. G., 1972).

O limiar Raman é definido como sendo a potência de bombeamento na entrada da fibra para a qual a potência Stokes se torna igual à potência de bombeamento na saída da fibra (Smith R. G., 1972) ou,

$$P_S(L) = P_P(L) \equiv P_0 \exp(-\alpha_P L) \quad (50)$$

onde $P_0=I_0 A_{eff}$ é a potência de bombeamento na entrada e A_{eff} é a área efetiva do núcleo. Usando a equação (47) na (50) e assumindo $\alpha_S \approx \alpha_P$, o limiar passa a ser,

$$P_{S0}^{eff} \cdot \exp\left(\frac{g_R P_0 L_{eff}}{A_{eff}}\right) = P_0 \quad (51)$$

Onde P_{S0}^{eff} também depende de P_0 através da relação dada pela equação (51). A solução da equação (51) fornece a potência de bombeamento crítica

requerida para obter o limiar Raman. Considerando que o espectro de ganho Raman é da forma Lorentziana, uma boa aproximação para a potência de bombeamento crítica é dada por (Smith R. G., 1972):

$$\frac{g_R P_0^{Cr} L_{eff}}{A_{eff}} \approx 16 \quad (52)$$

Pode se fazer uma análise semelhante para o caso do espalhamento Raman estimulado contra-propagante, porém, neste caso o fator 16 é substituído por 20. Deve se notar que para se chegar a equação (52) foi considerado que a polarização do bombeamento e do sinal foram mantidas ao longo da fibra. Caso a polarização não tivesse sido preservada, o limiar Raman seria aumentado por um fator entre 1 (um) e 2 (dois). No caso em que as polarizações forem totalmente aleatórias, esse fator é da ordem de 2.

Para fibras longas tal que $\alpha P_L \gg 1$, $L_{eff} = 1/\alpha_P$. Para um bombeamento em $\lambda_P = 1,55 \mu m$ (comprimento no qual as perdas são mínimas, $\sim 0,2 \text{ dB/Km}$), com $L_{eff} \approx 20 \text{ km}$ e usando o valor típico de $A_{eff} = 50 \mu m^2$ o limiar Raman previsto é de $P_0^{Cr} = 600 \text{ mW}$. Como o nível de potência dentro da fibra é geralmente abaixo de 10 mW , o espalhamento Raman estimulado não é muito provável de ocorrer em sistemas de transmissões ópticas monocanal. Com o amplificador óptico, a potência de entrada pode chegar a 100 nW o que é bem abaixo do limiar (Agrawal G. , 2007).

Na prática o Espalhamento Raman estimulado só é observado quando se usa lasers de alta potência. Na região visível, A_{eff} é tipicamente $60 \mu m^2$ nas fibras monomodo.

Usando a equação (52) obtem-se $P_0^{Cr} \approx 10 \text{ W}$ para uma fibra de 10 m de comprimento. Mesmo diante de tantas simplificações e não considerando a exaustão do laser, a equação 52 é bem próxima do valor exato. Uma vez alcançado o limiar Raman a potência de bombeamento é rapidamente transferida para a onda Stokes (Auyeung & Yariv, 1978).

4.3 Equações Acopladas

A propagação da onda Stokes e de bombeamento ao longo da fibra é pode ser descrita por um conjunto de duas equações acopladas que descrevem a amplitude dos pulsos dadas por (Headley & Agrawal, 1996):

$$\frac{\partial A_P}{\partial z} + \frac{1}{v_{gP}} \frac{\partial A_P}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2P} \frac{\partial^2 A_P}{\partial t^2} + \frac{\alpha_P}{2} A_P = i\gamma_P [|A_P|^2 + (2 - f_R) |A_S|^2] A_P - \frac{g_P}{2} |A_S|^2 A_P \quad (53)$$

$$\frac{\partial A_S}{\partial z} + \frac{1}{v_{gS}} \frac{\partial A_S}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2S} \frac{\partial^2 A_S}{\partial t^2} + \frac{\alpha_S}{2} A_S = i\gamma_S [|A_S|^2 + (2 - f_R) |A_P|^2] A_S + \frac{g_S}{2} |A_P|^2 A_S \quad (54)$$

onde, A_P e A_S mostram como variam as amplitudes das ondas associadas a onda de bombeamento e a onda Stokes (Raman), v_{gj} é a velocidade de grupo, β_{2j} é o parâmetro de GVD, com $j=p$ ou s . (pump ou Stokes), α_j é o parâmetro de atenuação.

As equações 3 e 4 incluem os efeitos de ganho Raman, SPM, XPM e GVD. Os parâmetros g_j e γ_j são dados por (Headley & Agrawal, 1996):

$$g_j = 2\gamma_j f_R |\tilde{h}_R(\Omega_R)| \quad (55)$$

$$\gamma_j = \frac{n_2 \omega_j}{c A_{eff}} \quad (56)$$

onde γ_j é o parâmetro de não linearidade da fibra, g_j é o coeficiente de ganho Raman e f_R é um parâmetro conhecido como fração Raman, seu valor estimado para fibras de sílica é de 0,18 (Stolen, Tomlinson, Haus, & Gordon, 1989). O valor $\Omega_R = \omega_P - \omega_S$ representa a diferença entre a frequência da onda de bombeamento e a onda Stokes gerada pelo efeito Raman e a função $\tilde{h}_R(\Omega_R)$ representa a parte imaginária da transformada de Fourier da função resposta Raman $h(t)$.

Uma forma aproximada da expressão analítica da resposta Raman é (Blow & Wood, 1989):

$$h(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \text{sen}\left(\frac{t}{\tau_1}\right) \quad (57)$$

onde os parâmetros τ_1 e τ_2 devem ser escolhidos para fornecer um bom ajuste da curva de ganho Raman mostrada na figura 7. Os valores obtidos para adequar a equação 57 são $\tau_1 = 12,2fs$ e $\tau_2 = 32fs$ (Blow & Wood, 1989).

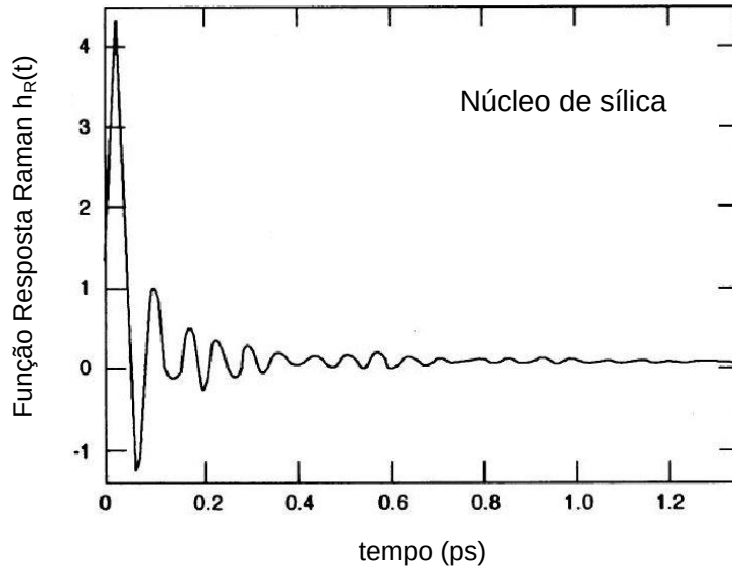


Figura 7: Variação temporal da função de resposta Raman obtida através do espectro de ganho Raman para fibras de sílica (Stolen, Tomlinson, Haus, & Gordon, 1989)

É possível simplificar as equações acopladas 53 e 54 para um feixe CW, desconsiderando as perdas por atenuação e GVD, dessa forma elas se tornam:

$$\frac{\partial A_P}{\partial z} + \frac{g_P}{2} |A_S|^2 A_P = i\gamma_P [|A_P|^2 + (2 - f_R) |A_S|^2] A_P \quad (58)$$

$$\frac{\partial A_S}{\partial z} - d \frac{\partial A_S}{\partial T} - \frac{g_S}{2} |A_P|^2 A_S = i\gamma_S [|A_S|^2 + (2 - f_R) |A_P|^2] A_S \quad (59)$$

onde $T = t - \frac{z}{v_{gp}}$ e $d = \frac{1}{v_{gp}} - \frac{1}{v_{gs}}$ (60).

As expressões que permitem calcular os deslocamentos de fase ϕ não lineares induzidos por SPM e XPM na onda de bombeamento ao longo da propagação numa fibra de comprimento L são (Agrawal G. , 2007):

$$\phi_{SPM} = \gamma_P \int_0^L |A_P|^2 dz \quad (61)$$

$$\phi_{XPM} = (2 - f_R) \gamma_P \int_0^L |A_S|^2 dz \quad (62)$$

A equação 53 permite prever que o sinal de bombeamento A_P terá sua amplitude diminuída (depleção), pois o termo $\frac{g_P}{2} |A_S|^2 A_P$ funciona de forma análoga a atenuação e sofrerá deslocamento de fase não linear devido a SPM e XPM. Se considerarmos que $|A_S|^2 \ll |A_P|^2$, o deslocamento de fase induzido por XPM será desprezível em relação ao induzido por SPM na onda de bombeamento.

A equação 54 permite prever que a onda Stokes terá sua amplitude aumentada pois o termo $\frac{g_S}{2} |A_P|^2 A_S$ funciona de forma oposta a atenuação (ganho), além de sofrer deslocamento de fase não linear devido a SPM e XPM. Se considerarmos novamente que $|A_S|^2 \ll |A_P|^2$ o deslocamento de fase induzido por SPM será desprezível em relação ao induzido por XPM na onda Stokes.

A relação entre fração Raman (f_R) e o coeficiente de ganho Raman g_j ($j = P, S$) tanto no bombeamento quanto na onda Stokes (Eq. 55) indica que a variação da fração Raman altera a taxa de transferência de energia entre a onda de bombeamento e a onda Stokes ao longo da fibra.

RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nesse capítulo são apresentados os resultados obtidos a partir das simulações realizadas no software OptiSystem® para duas configurações distintas do interferômetro Sagnac: a simétrica, onde o *loop* é constituído de uma única fibra e a assimétrica onde o *loop* é constituído pela junção de duas fibras com propriedades distintas.

Foram estudados cinco cenários do interferômetro Sagnac, três cenários para a configuração simétrica e dois cenários para a assimétrica.

Na configuração simétrica temos os cenários 1, 2 e 3. No cenário 1 a fibra que constitui o *loop* é uma fibra convencional e leva em consideração os efeitos de SPM e XPM. Nos cenários 2 e 3, na fibra que constitui o *loop*, foi levado em consideração os efeitos de SPM, XPM e efeito Raman com valores de fração Raman (f_R) iguais a 0,18 no cenário 2 e a 0,36 no cenário 3.

Na configuração assimétrica temos os cenários 4 e 5. No cenário 4, na fibra1 que constitui o *loop*, foi levado em consideração os efeitos de SPM, XPM e efeito Raman com uma fração Raman (f_R) igual a 0,18. A fibra2 que constitui o restante do *loop* é uma fibra convencional e leva em consideração os efeitos de SPM e XPM. No cenário 5, na fibra1 que constitui o *loop*, foi levado em consideração os efeitos de SPM, XPM e efeito Raman com uma fração Raman (f_R) igual a 0,36. A fibra2 que constitui o restante do *loop* é uma fibra convencional e leva em consideração os efeitos de SPM e XPM.

5.1. Interferômetro óptico Sagnac simétrico

Nessa primeira configuração, como apresentado na figura 8, os modelos de interferômetros Sagnac foram construídos utilizando um acoplador de 3dB ($\rho=0,5$). Para o *loop* foi utilizado uma fibra de comprimento 100m, $n_2=2.10^{-19}m^2/W$ e

área efetiva $80\mu\text{m}^2$, um laser CW operando no comprimento de onda de 1550 nm com uma largura espectral de 10 MHz.

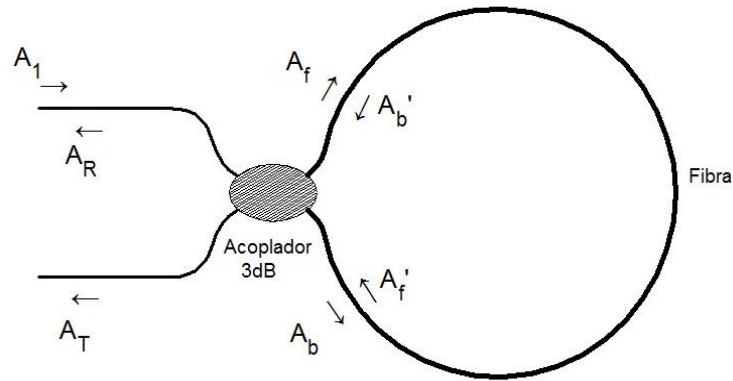


Figura 8: Esquema da propagação dos feixes A_f e A_b no *loop* do interferômetro Sagnac simétrico.

No cenário 1, o comportamento desse modelo do interferômetro Sagnac é conhecido como espelho de fibra não linear como previsto pela equação 2. Através dessa equação percebe-se que quando $p=0,5$, $T_R=0$, independente da potência P_0 incidente. Esse resultado foi confirmado através da figura 9.

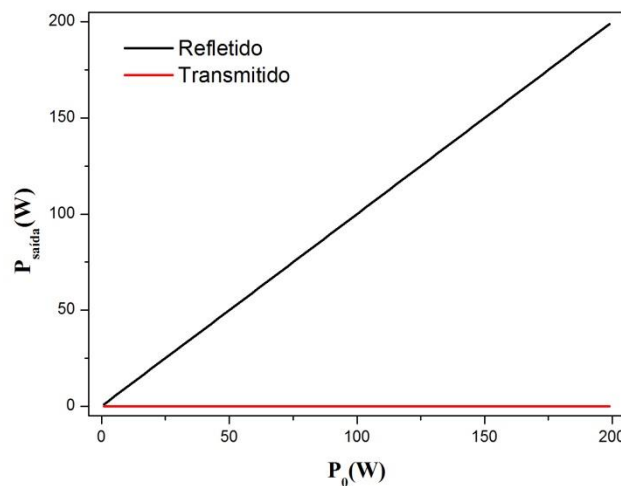


Figura 9: Potência nas portas refletida e transmitida para o cenário 1.

Nos cenários 2 e 3 obtemos comportamentos semelhantes entre si, mas distintos do comportamento do cenário 1. Quando o efeito Raman está presente na

fibra do *loop* percebe-se que, ao aumentar a intensidade do sinal de entrada, a intensidade do sinal transmitido pelo interferômetro é praticamente nula (menor que 1% da potência incidente) até determinada potência (que chamaremos de potência de quebra do espelho).

Nas figuras 10 e 11 observa-se que, quando o valor da potência incidente ultrapassa essa potência de quebra, percebe-se que parte da energia do sinal de entrada passa efetivamente a ser transmitida.

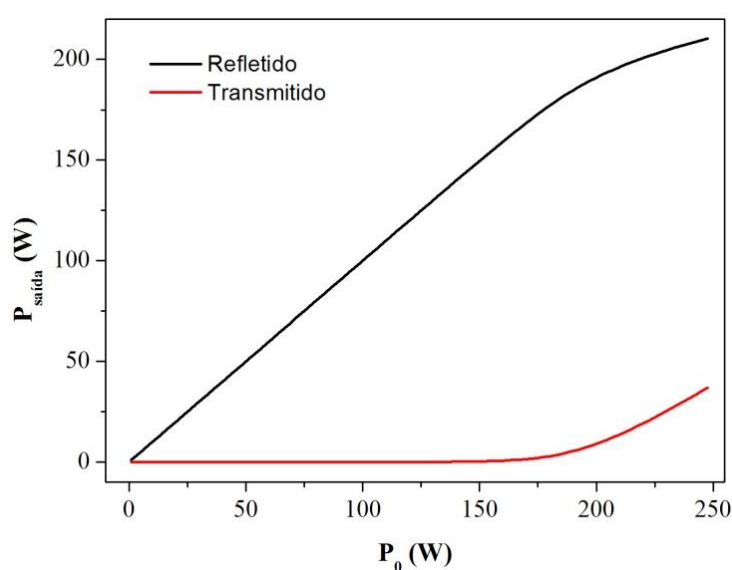


Figura10: Potência nas portas refletida e transmitida para o cenário 2.

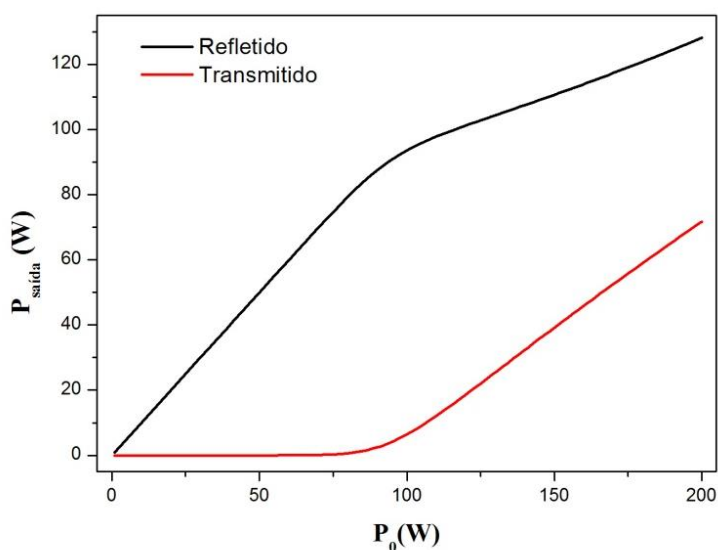


Figura11: Potência nas portas refletida e transmitida para o cenário 3.

A potência de quebra no cenário 3 é de 81 W, valor inferior ao do cenário 2 que é de 173 W. Isso se deve ao fato do efeito Raman ser mais pronunciado no cenário 3 (maior valor da fração Raman), sendo necessário uma menor potência na porta de entrada do interferômetro para que seja observada energia na porta transmitida.

Para analisar a resposta do interferômetro Sagnac simétrico sujeito a diferentes intensidades do efeito Raman, pode-se comparar os valores de potência obtidos nas saídas transmitida e refletida nos cenários 2 e 3 para uma mesma potência de entrada. Assim, foi escolhida uma potência de entrada de 189 W, pois esse valor é maior que a potência de quebra do espelho para os dois cenários.

Na figura 10 observa-se que, para uma potência de entrada de 189 W, tem-se na saída transmitida 5,1 W de potência referentes apenas à onda Stokes e, na saída refletida, observa-se 183,9 W de potência total, dos quais 178,8 W são referentes a onda de bombeamento e 5,1 W referentes a onda Stokes.

Na figura 11, para a mesma potência de entrada de 189 W, tem-se na saída transmitida 64,8 W de potência referente unicamente a onda Stokes e na saída refletida observa-se 120,0 W, dos quais 59,2 W são referentes a onda de bombeamento e 64,8 W referentes a onda Stokes.

As figuras 12 e 13 mostram os espectros nas portas refletida e transmitida nos os cenários 2 e 3, respectivamente, para uma potência de entrada de 189 W. Pode-se perceber que na saída refletida têm-se componentes espectrais da onda de bombeamento e da onda Stokes (gerada pelo efeito Raman), enquanto que, na porta transmitida se verifica apenas a presença de componentes espectrais referentes a onda Stokes.

Na figura 12(a), observa-se que a onda de bombeamento alcança um pico de intensidade de 52,0 dBm em 1550nm e a onda Stokes uma intensidade de -5,5 dBm em 1600 nm. Na figura 12(b) observa-se na onda Stokes a intensidade de -5,5 dBm em 1600 nm, indicando que as intensidades da onda Stokes nas portas refletida e transmitida são idênticas para o cenário 2.

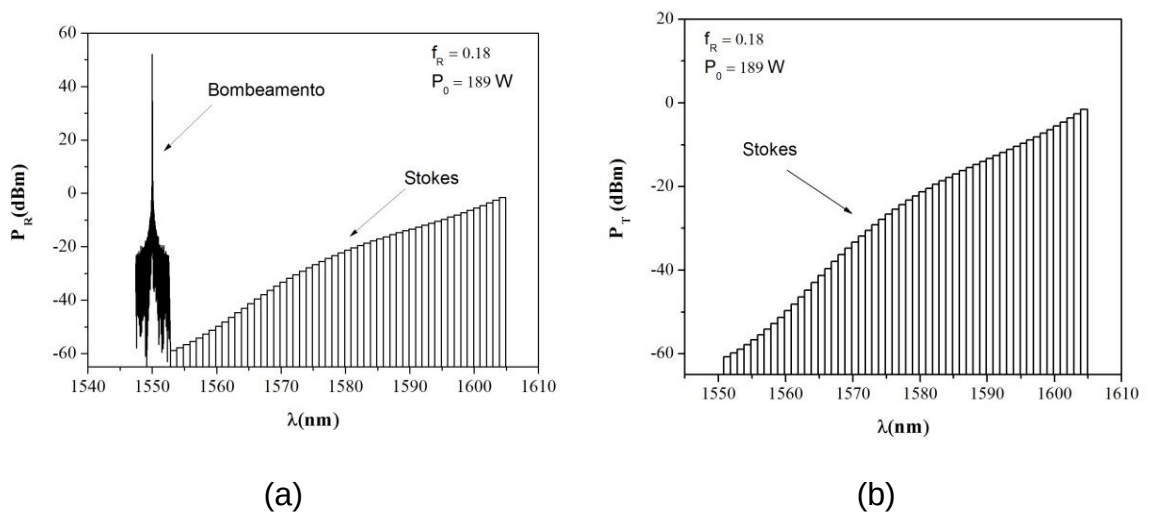


Figura 12 : Espectro nas saídas refletida (a) e transmitida (b) para uma potência de entrada de 189 W no cenário 2.

Na figura 13(a), observa-se que a onda de bombeamento alcança um pico intensidade de 47,5 dBm em 1550 nm e a onda Stokes uma intensidade de 5,0 dBm em 1600 nm. Na figura 13(b) observa-se na onda Stokes a intensidade de 5,0 dBm em 1600 nm, indicando que as intensidades da onda Stokes nas portas refletida e transmitida são idênticas também para o cenário3.

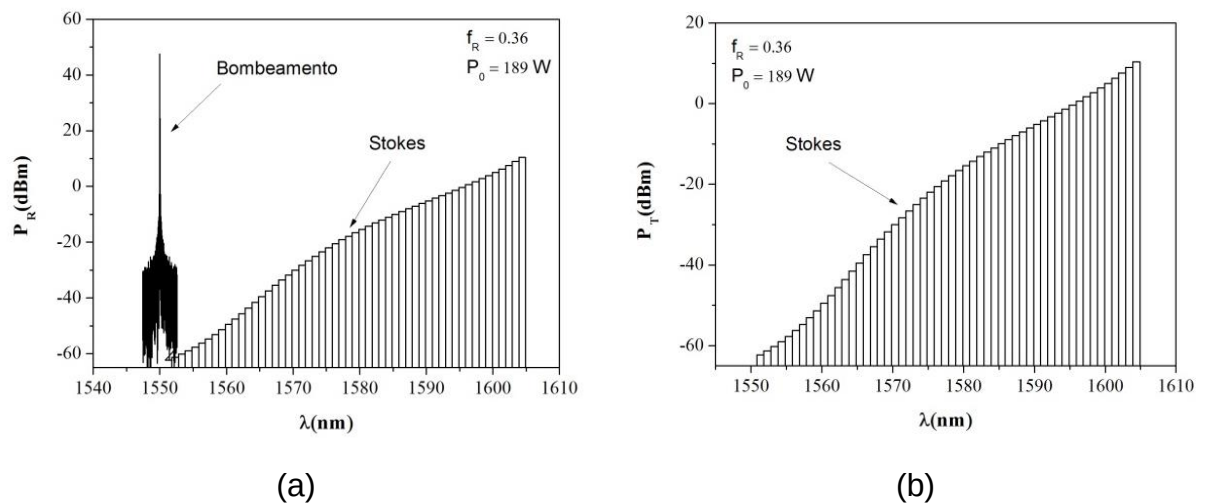


Figura 13: Espectro na saída refletida (a) e transmitida (b) para uma potência de entrada de 189 W no cenário 3

A partir desses valores, fica claro que a intensidade onda Stokes é maior no cenário 3 do que no cenário 2 e que a intensidade da onda de bombeamento tem intensidade maior no cenário 2 do que no cenário 3, visto que o efeito Raman é mais acentuado no cenário 3 (maior valor da fração Raman). Esse comportamento está de acordo com o previsto pela equação 5.

Na tabela 1 é possível comparar os valores da transmissividade referentes à onda de bombeamento (T_P) e à onda Stokes (T_S), além das intensidades da onda de bombeamento e da onda Stokes nas portas de saída do interferômetro Sagnac para a potência de entrada de 189 W nos cenários 2 e 3.

Tabela 1: Intensidades da onda de bombeamento e da onda Stokes nas portas refletidas e transmitidas para uma potência de entrada de 189 W.

Cenário	Potência Refletida (W)			Potência Transmitida (W)			Transmissividade (%)	
	Pump	Stokes	Total	Pump	Stokes	Total	T_P	T_S
2	178,8	5,1	183,9	0,0	5,1	5,1	0,0	2,7
3	59,2	64,8	124,0	0,0	64,8	64,8	0,0	34,3

Na tabela 2 reuniu-se os valores de intensidade das ondas de bombeamento e da onda Stokes nas portas refletida e transmitida do interferômetro Sagnac, além da transmissividade referente a onda Stokes para diferentes valores de potência do sinal de entrada nos cenários 2 e 3.

Tabela 2: Intensidades da onda de bombeamento e da onda Stokes nas portas refletidas e transmitidas nos cenários 2 e 3.

Cenário	Potência de Entrada (W)	Potência Refletida (W)			Potência Transmitida (W)			Transmissividade (%)	
		Pump	Stokes	Total	Pump	Stokes	Total	T _p	T _s
2	100,0	100,0	0,0	100,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
	170,0	167,2	1,4	168,6	0,0	1,4	1,4	0,0	0,82
	240,0	176,2	31,8	208,0	0,0	31,8	31,8	0,0	13,25
3	20,0	20,0	0,0	20,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
	80,0	78,8	0,6	79,4	0,0	0,6	0,6	0,0	0,75
	140,0	75,2	32,4	107,6	0,0	32,4	32,4	0,0	23,14

Para explicar a transmissividade nula da onda de bombeamento e não nula da onda Stokes no interferômetro Sagnac com *loop* simétrico será analisada a propagação do sinal de entrada pelo interferômetro, desde a primeira passagem pelo acoplador até a saída nas portas refletida e transmitida, como mostrado na figura 8.

O sinal de entrada A_1 será chamado de onda de bombeamento e possui um único comprimento de onda principal λ_P , por isso, vamos representá-lo por $A_1(\lambda_P)$. Quando este sinal passa pelo acoplador (3 dB) ele é dividido em dois feixes de mesma intensidade: *forward* e *backward*, representados respectivamente por A_f e A_b . Esses dois feixes continuam apresentando uma única componente espectral de grande intensidade, por isso, serão representados por $A_f(\lambda_P)$ e $A_b(\lambda_P)$.

Os feixes $A_f(\lambda_P)$ e $A_b(\lambda_P)$ ao se propagarem ao longo da fibra do *loop*, tem parte de sua energia convertida em fótons de menor frequência em virtude do efeito Raman (onda Stokes). Dessa forma, chegam ao acoplador dois feixes que serão representados por $A_f'(\lambda_P, \lambda_S)$ e $A_b'(\lambda_P, \lambda_S)$, indicando que os feixes A_f' e A_b' são constituídos pelos comprimentos de onda de bombeamento (λ_P) e pelos comprimentos de onda Stokes (λ_S).

A intensidade da componente espectral $A_f'(\lambda_P)$ é menor do que $A_f(\lambda_P)$ pois parte da energia de $A_f(\lambda_P)$ foi usada para a geração dos comprimentos de onda da onda Stokes, o mesmo ocorrendo para o feixe A_b .

Os feixes $A_f'(\lambda_P, \lambda_S)$ e $A_b'(\lambda_P, \lambda_S)$ passam pelo acoplador que divide esses feixes nas portas refletida e transmitida. Na porta refletida tem-se a presença das componentes espectrais de bombeamento e da onda Stokes: $A_R(\lambda_P, \lambda_S)$. Na porta transmitida do interferômetro o sinal transmitido $A_T(\lambda_S)$ tem apenas as componentes espectrais da onda Stokes.

A componente espectral do sinal de bombeamento (λ_P), ao se propagar pelo *loop*, sofre deslocamentos de fase linear e não linear, além de sofrer deslocamento de fase extra $\frac{\pi}{2}$ a cada passagem chaveada pelo acoplador (Agrawal G. P., 2001). Os deslocamentos de fase sofridos pelas ondas forward (ϕ_f) e backward (ϕ_b) proporcionam uma diferença de fase $\Delta\phi$ entre os feixes $A_f'(\lambda_P)$ e $A_b'(\lambda_P)$ que é responsável pela interferência da onda de bombeamento construtiva na porta refletida e destrutiva na porta transmitida, explicando a ausência da onda de bombeamento na porta transmitida.

As componentes espectrais da onda Stokes (λ_S) aparecem com intensidades idênticas nas portas refletida e transmitida. Isso ocorre em virtude das componentes $A_f'(\lambda_S)$ e $A_b'(\lambda_S)$ serem geradas de forma idêntica ao longo do *loop* e passarem uma única vez pelo acoplador, fazendo com que não haja diferença de fase para que ocorra interferência destrutiva nem construtiva nas portas refletida ou transmitida.

5.2 Interferômetro óptico Sagnac assimétrico

Nessa segunda configuração, como apresentado na figura 14, os interferômetros Sagnac foram construídos utilizando um acoplador de 3 dB ($\rho=0,5$). Para o *loop* foram utilizados duas fibras, ambas de comprimento 100 m, $n_2=2.10^{-19}$ m²/W e área efetiva 80 μm^2 denominadas de fibra1 e fibra 2, um laser CW operando no comprimento de onda de 1550 nm com uma largura espectral de 10 MHz.

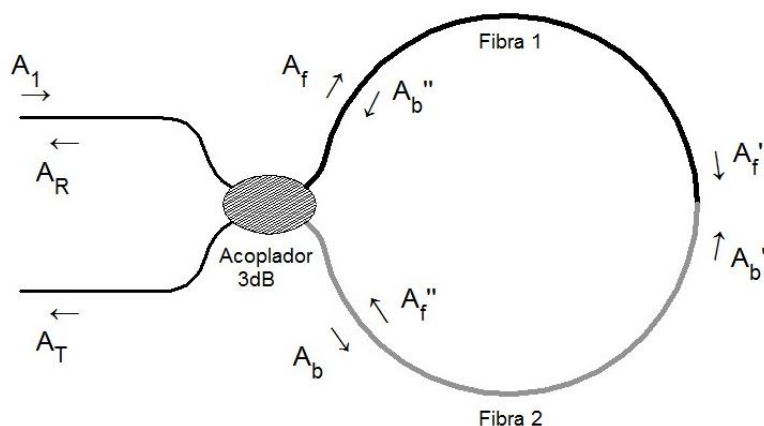


Figura 14: Esquema da propagação dos feixes A_f e A_b no *loop* do interferômetro Sagnac assimétrico.

No interferômetro Sagnac com *loop* assimétrico foi verificado que, para valores da potência de entrada abaixo de um determinado valor, praticamente não se observa energia na porta transmitida, comportamento semelhante ao espelho de fibra não linear. Para valores maiores da potência de entrada, observa-se comportamento diferente do espelho de fibra e daquele apresentado pelo Sagnac simétrico.

Nas figuras 15(a) e 17(a) pode-se observar que a potência da onda de bombeamento transmitida pelo interferômetro é inferior a 1 W para valores da potência incidente até 142 W no cenário 4 e 73 W no cenário 5.

Quando a potência de entrada ultrapassa esses valores percebe-se, através das figuras 15(a,c) e 17(a,c), que os valores da potência, referentes à onda de bombeamento, oscilam alternadamente entre valores máximos (de pico) e mínimos nas saídas transmitida e refletida, ou seja, quando temos picos de transmissão, temos mínimos de reflexão e vice-versa.

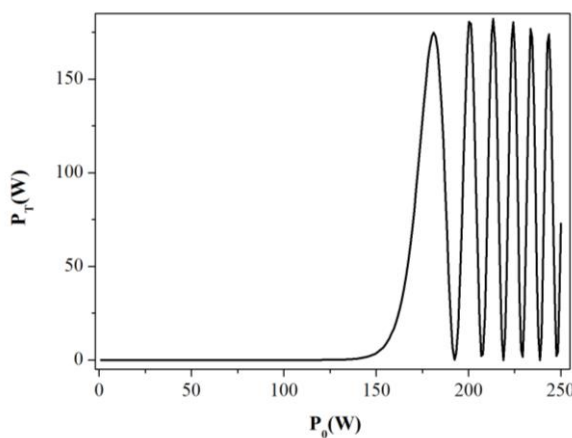
As figuras 15(b,d) e 17(b,d) mostram valores idênticos e crescentes de potência referentes a onda Stokes nas saídas transmitida e refletida com o aumento da intensidade da onda de entrada em cada cenário.

A figura 15(a) mostra que o primeiro pico de transmissão ocorre quando a potência da onda de entrada é de 181,2 W, nessa condição a intensidade da onda de bombeamento transmitida é de 174,8 W, fornecendo uma transmissividade referente ao bombeamento de 96,5%. O segundo e terceiro picos de transmissão

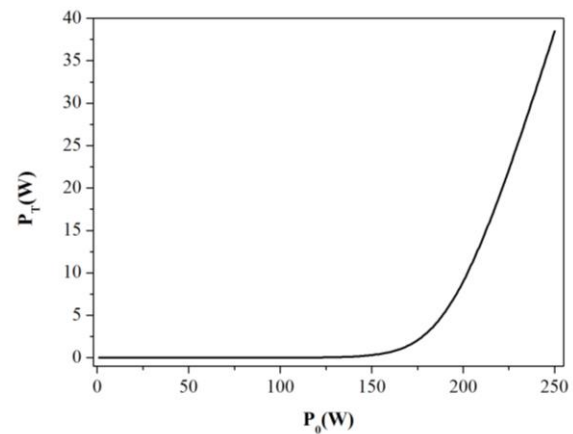
ocorrem quando a potência da onda incidente assume valores de 200,3 W e 213,4 W com valores de pico de transmissão da onda de bombeamento de 180,7 W e 182,2 W, respectivamente, o que acarreta valores de transmissividade de 90,2% no segundo pico e de 85,4% no terceiro. Nota-se que a transmissividade da onda de bombeio é máxima no primeiro pico, mesmo sendo possível obter valores maiores para a potência transmitida referentes a onda de bombeamento em picos subsequentes.

Entre dois picos de transmissão, a potência da onda de bombeamento transmitida chega a zero, indicando um máximo de reflexão e o retorno a condição de espelho de fibra (para a onda de bombeamento). Os três menores valores para potência de entrada que retornam o cenário 4 à condição de espelho de fibra para a onda de bombeamento são de 192,4 W, 206,9 W e 218,9 W, respectivamente.

Além disso, quando não se observa valores de pico referentes a reflexão ou a transmissão percebe-se que a onda de bombeamento aparece dividida entre as portas de reflexão e transmissão. Quando a potência de entrada atinge 170,8 W tem-se a primeira ocorrência, no cenário 4, de que a intensidade da onda de bombeio fica dividida igualmente entre as portas refletida e transmitida, nesse caso a intensidade da onda de bombeio nessas portas é de 83,9 W.



(a)



(b)

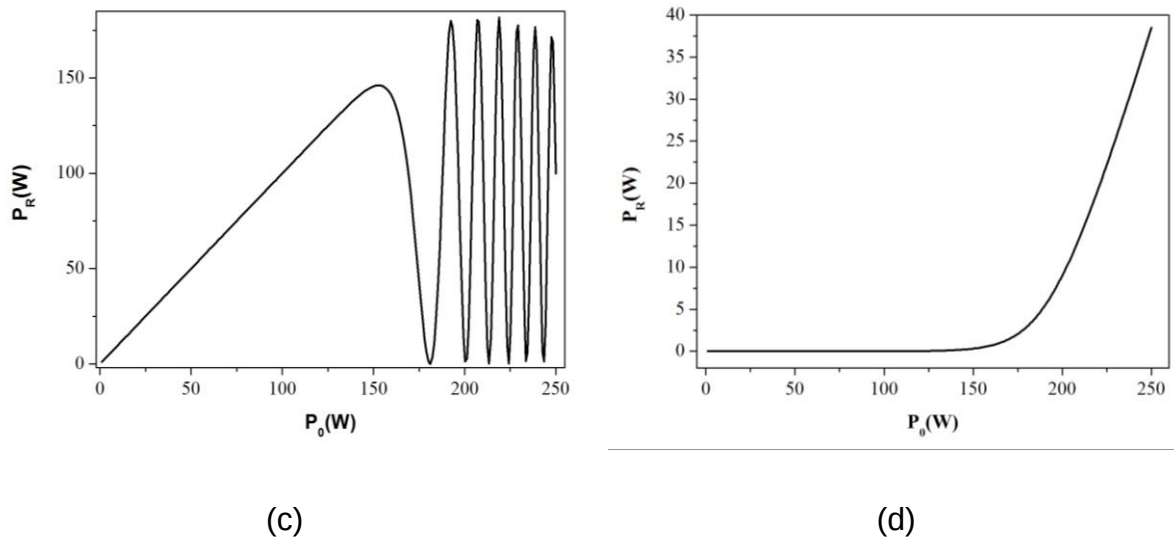


Figura15: Potência na porta transmitida referente as ondas: (a) de bombeamento e (b) Stokes e na porta refletida referente as ondas (c) de bombeamento (d) Stokes para o cenário 4

A figura 16 mostra o espectro nas portas refletida e transmitida do cenário 4 para uma potência de entrada de 170,8 W. Pode-se perceber que em ambas as saídas têm-se componentes espectrais da onda de bombeamento e da onda Stokes, diferente dos cenários simétricos.

Na figura 16(a), observa-se que a onda de bombeamento alcança um pico intensidade de 48,8 dBm em 1550 nm e a onda Stokes uma intensidade de -10,9 dBm em 1600 nm. Na figura 16(b), observa-se que a onda de bombeamento alcança um pico intensidade de 49,4 dBm em 1550 nm e a onda Stokes uma intensidade de -10,9 dBm em 1600 nm, indicando valores idênticos para a onda Stokes nas portas refletida e transmitida.

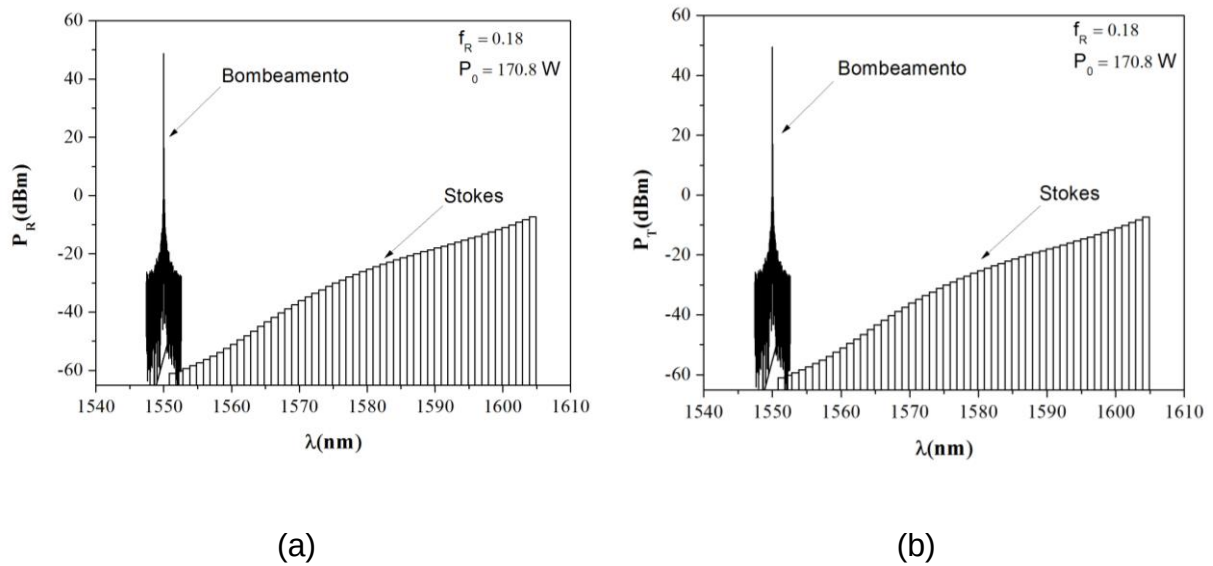


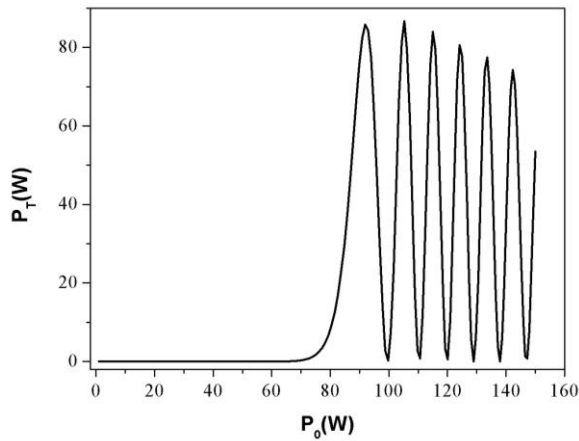
Figura 16: Espectro na saída refletida (a) e transmitida (b) para o cenário 4.

Na figura 17(a) observa-se que o primeiro pico de transmissão ocorre quando a potência da onda de entrada é de 91,9 W, nessa condição a intensidade da onda de bombeamento transmitida é de 85,7 W, fornecendo uma transmissividade referente ao bombeamento de 93,3% . O segundo e terceiro picos de transmissão ocorrem quando a potência da onda incidente assume valores de 105,3 W e 115,0 W com valores de pico de transmissão da onda de bombeamento de 86,6 W e 84,0 W, respectivamente, o que acarreta valores de transmissividade de 82,2% no segundo pico e de 73,0% no terceiro. Mais uma vez a transmissividade da onda de bombeio nos picos de transmissão é máxima no primeiro pico, mesmo que no segundo pico seja obtida uma potência transmitida maior, referente à onda de bombeamento.

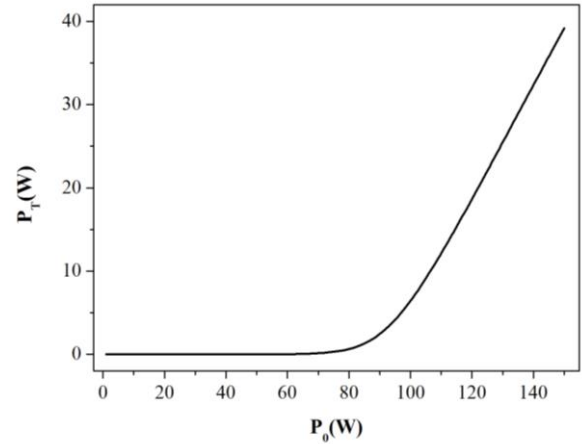
Entre dois máximos de transmissão, a potência da onda de bombeamento transmitida chega à zero, indicando o retorno a condição de espelho de fibra (para a onda de bombeamento). Os três menores valores para potência de entrada que retornam o cenário 5 à condição de espelho de fibra para a onda de bombeamento são de 99,7 W, 110,6 W e 120,0 W, respectivamente.

Além disso, quando a potência de entrada atinge 86,3 W tem-se primeira ocorrência, no cenário 5, de que a intensidade da onda de bombeio fica dividida

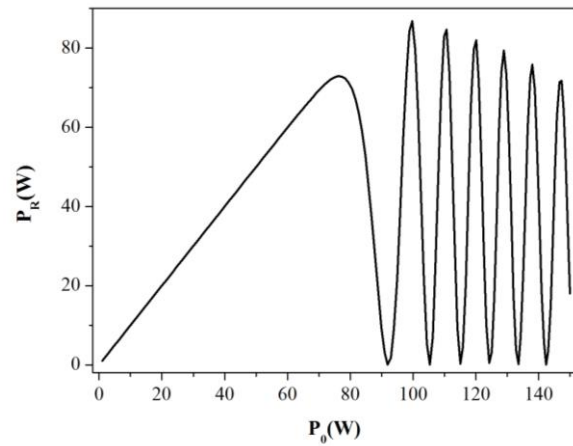
igualmente entre as portas refletida e transmitida, nesse caso a intensidade da onda de bombeio nessas portas é de 41,7 W.



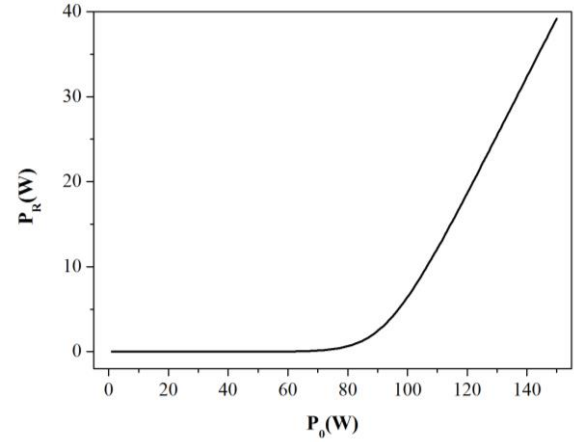
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 17: Potência na porta transmitida referente as ondas: (a) de bombeamento e (b) Stokes e na porta refletida referente as ondas (c) de bombeamento (d) Stokes para o cenário 5

Cabe lembrar que a potência da onda de bombeamento, mesmo nos picos de transmissão é menor que a potência de entrada, essa diferença referente em parte à potência da onda Stokes que foi gerada ao longo da fibra 1 do *loop*,

lembrando que esse valor aparece dividido igualmente nas portas refletida e transmitida.

A figura 18 mostra o espectro nas portas refletida e transmitida do cenário 5 para uma potência de entrada de 86,3 W. Pode-se perceber que em ambas as saídas têm-se componentes espectrais da onda de bombeamento e da onda Stokes, diferente dos cenários simétricos.

Na figura 14(a), observa-se que a onda de bombeamento alcança um pico intensidade de 45,0 dBm em 1550 nm e a onda Stokes uma intensidade de -10,8 dBm em 1600 nm. Na figura 14(b), observa-se que a onda de bombeamento alcança um pico intensidade de 45,7 dBm em 1550 nm e a onda Stokes uma intensidade de -10,8 dBm em 1600 nm, indicando, mais uma vez, valores idênticos para a intensidade da onda Stokes nas portas refletida e transmitida.

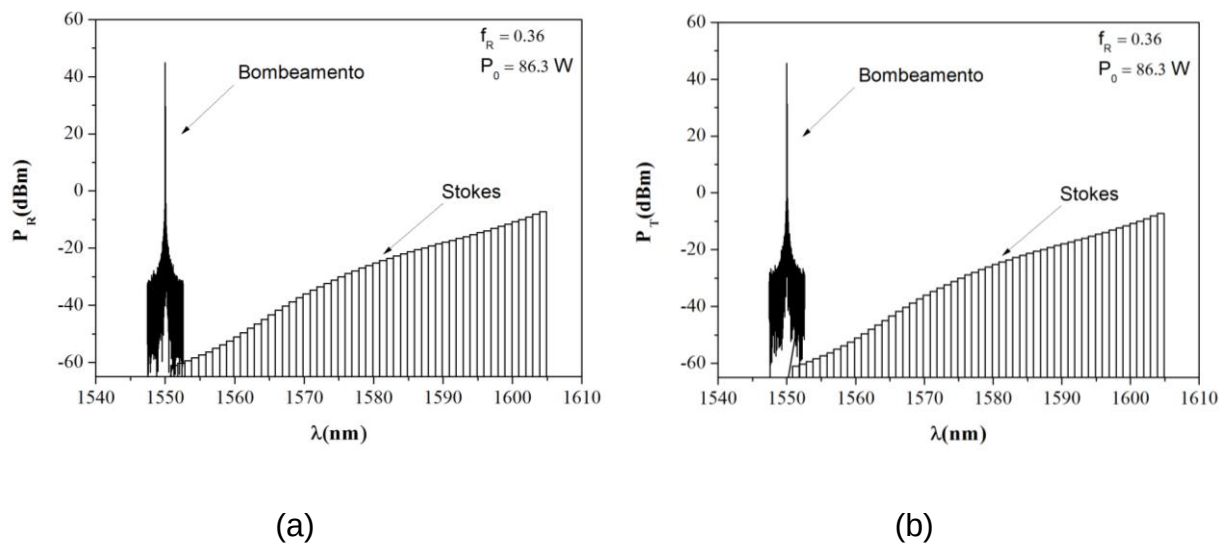


Figura 18: Espectro na saída refletida (a) e transmitida (b) para o cenário 5.

A tabela 3 fornece os valores de potência da onda de bombeamento e da onda Stokes nas portas de saída do interferômetro Sagnac para diferentes valores da potência de entrada.

Tabela 3: Intensidades da onda de bombeamento e da onda Stokes nas portas refletidas e transmitidas para os cenários 4 e 5.

Cenário	Potência de Entrada (W)	Potência Refletida (W)			Potência Transmitida (W)			Transmissividade (%)	
		Pump	Stokes	Total	Pump	Stokes	Total	T _P	T _S
4	170,8	83,9	1,5	85,4	83,9	1,5	85,4	49,1	0,9
	181,2	0,1	3,1	3,2	174,8	3,1	177,9	96,5	1,7
	200,3	1,4	9,1	10,3	180,7	9,1	189,8	90,2	4,5
	213,4	0,1	15,5	15,6	182,2	15,5	197,7	85,4	7,3
5	86,3	41,7	1,5	43,2	41,7	1,5	43,2	48,3	1,7
	91,9	0,1	3,0	3,1	85,7	3,0	88,7	93,3	3,3
	105,3	0,1	9,3	9,4	86,6	9,3	95,9	82,3	8,8
	115,0	0,3	15,3	15,6	84,0	15,3	99,3	73,0	13,3

Nos cenários 4 e 5 verifica-se a transmissão da onda de bombeamento no interferômetro Sagnac. Para explicar o comportamento oscilante do sinal de bombeamento entre as portas transmitida e refletida do interferômetro Sagnac com *loop* assimétrico foi analisada a propagação do sinal de entrada pelo interferômetro, desde a primeira passagem pelo acoplador até a ainda nas portas refletida e transmitida, como mostrada na figura 5.

O sinal de entrada A_1 será novamente chamado de onda de bombeamento e é representado por um único comprimento de onda principal, por isso, vamos representá-lo por $A_1(\lambda_P)$. Quando este sinal passa pelo acoplador (3 dB) ele é dividido em dois feixes de mesma intensidade que continuam apresentando uma única componente espectral de grande intensidade λ_P , o forward e o backward, representados por $A_f(\lambda_P)$ e $A_b(\lambda_P)$ respectivamente.

O feixe $A_f(\lambda_P)$ se propaga primeiramente ao longo da fibra1 onde estão presentes SPM, XPM e o efeito Raman, assim, ao chegar ao final da fibra1, na junção das fibras, o feixe se tornará $A'_f(\lambda_P, \lambda_S)$, pois ele é constituído pelo comprimento de onda de bombeamento λ_P e pelos comprimentos de onda da onda

Stokes λ_S . Na junção das fibras, a intensidade de $A_f'(\lambda_P)$ será menor que $A_f(\lambda_P)$ pois parte de sua energia foi transferida para a geração da onda Stokes $A_f'(\lambda_S)$.

Analogamente, o feixe $A_b(\lambda_P)$ se propaga primeiramente ao longo da fibra2 onde estão presentes SPM e XPM, e, ao chegar ao final da fibra2, na junção das fibras, o sinal se tornará $A_b'(\lambda_P)$ pois continuará sendo constituído principalmente pelo comprimento de onda de bombeio λ_P . A intensidade do sinal $A_b'(\lambda_P)$ tem a mesma intensidade do sinal $A_b(\lambda_P)$, pois não há efeito Raman na fibra 2.

Após a junção das fibras o feixe $A_f'(\lambda_P, \lambda_S)$ passa a se propagar na fibra 2, onde estão presentes SPM e XPM. Ao final da propagação na fibra2, antes de entrar no acoplador o sinal passa a ser representado por $A_f''(\lambda_P, \lambda_S)$. A intensidade de cada componente espectral A_f'' é idêntica a de A_f' pois na fibra 2 não ocorre o efeito Raman.

O feixe $A_b'(\lambda_P)$ irá se propagar na fibra1, onde estão presentes SPM, XPM e efeito Raman. Ao chegar ao final da fibra1, o sinal será constituído pela onda de bombeamento e pela onda Stokes, sendo representado por $A_b''(\lambda_P, \lambda_S)$. A intensidade do sinal $A_b''(\lambda_P)$ será menor do que $A_b'(\lambda_P)$, pois parte de sua energia foi transferida para a geração da onda Stokes $A_b''(\lambda_S)$.

Após percorrer o *loop* assimétrico constituído pelas duas fibras com propriedades distintas, os sinais A_f'' e A_b'' retornam ao acoplador onde vão sofrer nova interferência, e o resultado aparece na porta refletida e na porta transmitida do interferômetro.

Os comprimentos de onda gerados pelo efeito Raman λ_S (onda Stokes), que se propagaram no sentido horário e no anti-horário quando chegam ao acoplador são divididos igualmente entre as portas refletida e transmitida pois, entre $A_f''(\lambda_S)$ e $A_b''(\lambda_S)$, não há diferença de fase que justifique interferência construtiva ou destrutiva (a onda Stokes passa apenas uma vez pelo acoplador), o que explica os valores idênticos de potência da onda Stokes nas portas refletida e transmitida para qualquer valor da potência de entrada.

Os sinais $A_f''(\lambda_P)$ e $A_b''(\lambda_P)$ adquirem deslocamentos de fase: linear e não linear (devido a SPM e XPM) após se propagarem pelas fibras do *loop* e deslocamentos de fase $\frac{\pi}{2}$ a cada passagem chaveada pelo acoplador.

Como mostrado nas figuras 15(a) e 17(a), percebe-se que os valores de potência referentes a onda de bombeamento transmitida tem comportamento oscilante a partir de um determinado valor da potência de entrada. Isto mostra que os sinais $A_f''(\lambda_p)$ e $A_b''(\lambda_p)$ podem sofrer interferência construtiva ou destrutiva nas saídas transmitida e refletida do interferômetro, dependendo do valor da potência da onda de entrada. Lembrando que o tipo de interferência esta relacionado com a diferença de fase $\Delta\phi$ entre as ondas que interferem, pode-se mostrar que essa diferença de fase depende da potência de entrada, o que explicaria o comportamento oscilante da potência transmitida.

A diferença de fase entre as ondas $A_f''(\lambda_p)$ e $A_b''(\lambda_p)$ pode ser obtida subtraindo os deslocamentos de fase que cada uma dessas ondas sofreu ao longo da propagação nas duas fibras do *loop*. Chamando de ϕ_f o deslocamento de fase sofrido pela onda de bombeamento que se propaga no sentido horário e ϕ_b o deslocamento de fase sofrido pela onda de bombeamento que se propaga no sentido anti-horário. Pode-se explicitar cada um desses deslocamentos de fase linear e não linear nas fibras 1 e 2, lembrando que cada porção não linear tem parcelas referentes ao efeitos de SPM e XPM:

$$\phi_f = \phi_{1f_L} + \phi_{1f_{SPM}} + \phi_{1f_{XPM}} + \phi_{2f_L} + \phi_{2f_{SPM}} + \phi_{2f_{XPM}} \quad (63)$$

$$\phi_b = \phi_{1b_L} + \phi_{1b_{SPM}} + \phi_{1b_{XPM}} + \phi_{2b_L} + \phi_{2b_{SPM}} + \phi_{2b_{XPM}} \quad (64)$$

Os deslocamentos de fase linear sofridos pela onda de bombeamento forward e backward ao longo das fibras 1 e 2 do *loop* são todos iguais ($\phi_{1f_L} = \phi_{2f_L} = \phi_{1b_L} = \phi_{2b_L}$). Desconsiderando os deslocamentos de fase não linear que o sinal de bombeamento sofre por XPM, visto que a intensidade da onda Stokes tem intensidade muito menor que a onda de bombeamento resta considerar apenas os deslocamentos de fase gerados por SPM.

Os deslocamentos de fase gerados por SPM podem ser obtidos a partir da equação 61, dessa forma, os deslocamentos de fase que as ondas de bombeamento *forward* e *backward* sofrem ao passar pela fibra 1 são iguais ($\phi_{1f_{SPM}} = \phi_{1b_{SPM}}$) isso porque as intensidades dessas ondas são iguais ao longo da

fibra1 pois elas sofrem a mesma depleção em virtude do efeito Raman presente nessa fibra.

Ao se propagar pela fibra 2, a potência da onda de bombeamento *forward* é menor que a *backward*, como consequência disso o deslocamento de fase que a onda de bombeamento *forward* sofre ao passar pela fibra 2 é menor que o deslocamento de fase que a onda de bombeamento *backward* sofre ao passar pela mesma fibra ($\varphi_{2f_{SPM}} < \varphi_{2b_{SPM}}$). De fato, considerando que o sinal de bombeamento na entrada no interferômetro tem potência (P_0) e que o acoplador é de 3dB, a potência é dividida igualmente entre as ondas *forward* e *backward*. O sinal *backward* ao passar pela fibra 2 tem potência constante e igual a $\frac{P_0}{2}$. O sinal *forward*, ao passar pela fibra 2, tem uma potência constante igual a $\frac{\sigma P_0}{2}$ ($\sigma < 1$), onde σ representa um fator de redução da potência da onda de bombeamento (depleção) devido ao efeito Raman na fibra1. Com esses resultados e usando a equação 61, pode-se obter expressões para o deslocamento de fase devido a SPM para as ondas *forward* e *backward* na fibra 2:

$$\varphi_{2f_{SPM}} = \frac{\gamma_P \cdot \sigma P_0 \cdot L}{4} \quad (65)$$

$$\varphi_{2b_{SPM}} = \frac{\gamma_P \cdot P_0 \cdot L}{4} \quad (66)$$

Assim, a partir das equações 65 e 66, podemos obter a diferença de fase $\Delta\varphi$ entre as ondas que retornam ao acoplador:

$$\Delta\varphi = \frac{\gamma_P \cdot (1-\sigma) P_0 \cdot L}{4} \quad (67)$$

A equação 67 comprova que, mesmo para um acoplador de 3 dB, a diferença de fase entre as ondas *forward* e *backward*, que retornam ao acoplador após se propagarem pelo *loop*, depende da potência do sinal de entrada no interferômetro, explicando assim o comportamento oscilante da potência transmitida para valores de P_0 acima de 142 W e 73 W, nos cenários 4 e 5, respectivamente.

Nas situações em que os valores de P_0 acarretam $\Delta\varphi = (2m - 1)\pi$ têm-se picos de transmissão enquanto que se $\Delta\varphi = (2m).\pi$ tem-se transmissão nula (para m inteiro) (Agrawal G. P., 2001). Em cada cenário, para valores de P_0 abaixo dos citados observa-se que a depleção do sinal é desprezível ($\sigma \approx 1$) acarretando $\Delta\varphi=0$, o que explica a potência transmitida ser praticamente nula para esses valores de potência de entrada.

CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste capítulo, são apresentadas as conclusões a partir dos resultados obtidos, procurando-se destacar os resultados mais interessantes e relevantes. Em seguida, são expostos alguns trabalhos futuros, sugeridos a partir deste trabalho e do estado da arte sobre chaveamento em interferômetros Sagnac.

6.1 Conclusão

Através do estudo realizado nesse trabalho sobre o interferômetro óptico Sagnac foi possível concluir que os efeitos não lineares SPM e espalhamento Raman modificam os perfis de transmissividade e refletividade do interferômetro mesmo quando o acoplador é de 3dB. Essa energia pode ser referente unicamente a onda Stokes no caso do *loop* simétrico ou referente a onda Stokes e de bombeamento no caso assimétrico.

No caso em que o *loop* é simétrico, de comprimento 100 m e levando-se em consideração os efeitos de SPM, XPM e Raman, com valores de fração Raman f_R de 0,18 e 0,36, verifica-se que, para valores da potência de entrada inferiores a 173 W e 81 W respectivamente, observa-se valores de potência na porta transmitida inferiores a 1% da potência incidente.

Para valores de potência de entrada maiores, verifica-se uma potência crescente na porta transmitida sempre referente apenas à onda Stokes, o que informa que não houve quebra do espelho para o sinal de entrada. Na porta refletida observa-se tanto a onda de bombeamento e como também a onda Stokes, de intensidade sempre idêntica àquela presente na porta transmitida.

No caso em que o *loop* é assimétrico, formado por duas fibras de comprimento 100 m cada e levando-se em consideração os efeitos de SPM, XPM nas duas fibras e efeito Raman apenas em uma, com valores de fração Raman de

0,18 e 0,36, verifica-se que, para valores da potência de entrada inferiores a 142 W e 73 W respectivamente, se observa potência na porta transmitida inferior a 1 W .

Para valores de potência de entrada maiores verifica-se um comportamento oscilante da potência da onda de bombeamento entre as portas transmitida e refletida, alternando picos de reflexão e transmissão, o que demonstra a quebra do espelho de fibra para o sinal de entrada. Isso ocorre em virtude de haver uma diferença de fase dependente da potencia do sinal de entrada entre os sinais *forward* e *backward* em decorrência do efeito de SPM combinado ao efeito Raman no *loop*. Os valores de potência referentes à onda Stokes são crescentes nas saídas refletida e transmitida. Observa-se os primeiros três picos de transmissão para valores da potência de entrada de 181,2 W, 200,3 W, 213,4 W para $f_R = 0,18$ e 91,9 W, 105,3 W, 115,0 W para $f_R = 0,36$, já os três primeiros picos de reflexão (mínimos de transmissão) ocorrem para valores da potência de entrada de 192,4 W, 206,9 W, 218,9 W para $f_R = 0,18$ e 99,7 W, 110,6 W, 120,0 W para $f_R = 0,36$.

6.2 Produção científica

Durante esta pesquisa sobre a possibilidade de efeitos não lineares permitirem a quebra do espelho de fibra do interferômetro de Sagnac, quatro produções científicas foram geradas até o momento da defesa dessa dissertação, sendo dois aprovados e publicados em simpósio/encontro, um submetido e aceito para publicação em revista científica de destaque nacional e um submetido a revista científica de destaque internacional:

- ***Análise Analítica e Numérica do Interferômetro Óptico Sagnac sob Efeitos de Não Linearidades:*** este trabalho foi apresentado e publicado no IX Encontro de Pós-Graduação e Pesquisa Universidade Estadual Vale do Acaraú/Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação (outubro de 2014);
- ***Unbalance of Sagnac interferometer by using Raman scattering:*** este trabalho foi apresentado e publicado no XXXVIII Encontro Nacional de Física

da Matéria Condensada (ENFMC), promovido pela Sociedade Brasileira de Física em Foz do Iguaçu (maio de 2015);

- ***Simulação numérica da propagação de um pulso quasi-soliton sob a ação de GVD por meio do método das diferenças finitas no domínio do tempo:*** este trabalho foi submetido e aceito pelo periódico da Revista Tecnologia (UNIFOR), qualis B5 (2012) na categoria de Engenharias IV;
- ***Unbalance of the Sagnac interferometer through nonlinear asymmetry:*** este trabalho foi submetido à revista científica *Optical Engineering*, qualis A2 na categoria de Engenharias IV.

6.3 Perspectivas de trabalhos

Mesmo que os estudos sobre interferômetros ópticos não lineares seja bastante amplo na literatura, há muitas possibilidades de investigações para esses dispositivos. Futuramente, planeja-se:

- Examinar o comportamento de outros tipos de sinais (pulsos) neste tipo de dispositivo óptico aplicando-se também diferentes assimetrias;
- Analisar o comportamento deste dispositivo com a inserção de um metamaterial na fibra do *loop*;
- Investigar a transmissividade em interferômetro Sagnac submetido a outros efeitos não lineares;
- Estudar a possibilidade de criar novos dispositivos a partir da combinação dos interferômetros existentes;
- Implementação de Codificadores e decodificadores ópticos;
- Implementação de Circuitos Lógicos ópticos (Portas Lógicas, Meio somadores e somadores completos), amplificadores, conversores de comprimento de onda.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Agrawal, G. (2007). *Nonlinear fiber optics*. Academic press.
- Agrawal, G. P. (2001). *Applications of nonlinear fiber optics*. Academic press.
- Agrawal, G. P. (2012). *Fiber-optic communication systems* (Vol. 222). John Wiley & Sons.
- Auyeung, J., & Yariv, A. (1978). Spontaneous and stimulated Raman scattering in long low loss fibers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 14(5), 347--352.
- Blow, K. J., & Wood, D. (1989). Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 25(12), 2665-2673.
- Blow, K., Doran, N., & Nayar, B. K. (1989). Experimental demonstration of optical soliton switching in an all-fiber nonlinear Sagnac interferometer. *Optics letters*, 14(14), 754--756.
- Born, M., & Wolf, E. (1999). *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Cambridge university press.
- Boscolo, S., Bhamber, R., & Turitsyn, S. K. (2006). Design of Raman-based nonlinear loop mirror for all-optical 2R regeneration of differential phase-shift-keying transmission. *IEEE journal of quantum electronics*, 619.
- Boyd, R. (2003). *Nonlinear optics*. Academic press.
- Cao, W.-h., & Wai, P. (2002). Soliton-like pulse train generation using a nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion decreasing fiber. *IEEE Photonics Technology Letters*, 1427-1429.
- Cao, W.-h., & Wai, P. (2005). Comparison of fiber-based Sagnac interferometers for self-switching of optical pulses. *Optics communications*, 177-186.

- Deng, K., Glesk, I., Kang, K., & Prucnal, P. (1997). Unbalanced TOAD for optical data and clock separation in self-clocked transparent OTDM networks. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 830-832.
- Doran, N., & Wood, D. (1988). Nonlinear-optical loop mirror. *Optics Letters*, 13(1), 56--58.
- Doran, N., Forrester, D., & Nayar, B. (1989). Experimental investigation of all-optical switching in fibre loop mirror device. *Electronics letters*, 267-269.
- Fermann, M. E., Haberl, F., Hofer, M., & Hochreiter, H. (1990). Nonlinear amplifying loop mirror. *Optics Letters*, 752-754.
- Ferreira, A., Costa, M., Coêlho, A., Sobrinho, C., Lima, J., Menezes, J., et al. (2012). Analysis of the nonlinear optical switching in a Sagnac interferometer with non-instantaneous Kerr effect. *Optics Communications*, 285(6), 1408-1417.
- Gnauck, A., Kasper, B., Linke, R., Dawson, R., & Koch, T. (1985). 4-Gbit/s transmission over 103 km of optical fiber using a novel electronic multiplexer/demultiplexer. *Journal of lightwave technology*, 1032-1035.
- Headley, C., & Agrawal, G. P. (1996). Unified description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers. *JOSA B*, 13(10), 2170--2177.
- Holzmman, G. J., & Pehrson, B. (2003). *The early history of data networks*. Hoboken: Wiley.
- Jinno, M. (1992). Effects of group velocity dispersion on self/cross phase modulation in a nonlinear Sagnac interferometer switch. *Journal of Lightwave Technology*, 1167--1178.
- Jones, A. (1852). *Historical Sketch of the Electric Telegraph: Including Its Rise and Progress in the United States*. New York: GP Putnam.
- Kao, K., & Hockham, G. A. (1966). Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, 1151-1158.
- Kapron, F. P., Keck, D. B., & Maurer, R. D. (1970). Radiation losses in glass optical waveguides. *Applied Physics Letters*, 17(10), 423-425.

- Lima, J., & Sombra, A. (1999). Soliton and quasi-soliton switching in nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion decreasing fiber. *Optics communications*, 163(4), 292--300.
- Marrakchi, A. (1996). *Selected Papers on Photonic Switching*. Bellingham: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE).
- Menezes, J., Sousa, J., Costa, M., Ferreira, A., Lima, F., Sobrinho, C., et al. (2012). Numerical Analysis of the Instantaneous and Relaxed Kerr Model for Generation of the All-Optical Logic Gates with Triangular Fiber Coupler. *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*.
- Midwinter, J. E. (2012). *Photonics in switching*. San Diego: Academic Press.
- Nelson, B., Blow, K., Constantine, P., Doran, N., Lucek, J., Marshall, I., et al. (1991). All-optical Gbit/s switching using nonlinear optical loop mirror. *Electronics letters*, 704-705.
- Otsuka, K. (1983). Nonlinear antiresonant ring interferometer. *Optics letters*, 471-473.
- Pitois, S. (2005). Influence of cross-phase modulation in SPM-based nonlinear optical loop mirror. *Optics communications*, 332-337.
- Raman, C. V. (1928). A new radiation. *Indian Journal of physics*, 387-398.
- Shen, Y.-R. (1984). *Principles of nonlinear optics*. New York: Wiley-Interscience.
- Singh, K., & Kaur, G. (2015). Interferometric architectures based All-Optical logic design methods and their implementations. *Optics & Laser Technology*, 122-132.
- Smith, K., Wigley, P., & Doran, N. (1990). Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror. *Optics letters*, 15(22), 1294--1296.
- Smith, R. G. (1972). Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering. *Applied Optics*, 11(11), 2489--2494.
- Sokoloff, J., Prucnal, P., Glesk, I., & Kane, M. (1993). A terahertz optical asymmetric demultiplexer (TOAD). *Photonics Technology Letters, IEEE*, 787-790.

- Stolen, R. H., Ippen, E., & Tynes, A. (1972). Raman oscillation in glass optical waveguide. *Applied Physics Letters*, 20(2), 62--64.
- Stolen, R. H., Tomlinson, W., Haus, H., & Gordon, J. (1989). Raman response function of silica-core fibers. *JOSA B*, 6(6), 1159--1166.
- Stolen, R., & Ippen, E. (1973). Raman gain in glass optical waveguides. *Applied Physics Letters*, 22(6), 276--278.
- Stone, J. (1975). CW Raman fiber amplifier. *Applied Physics Letters*, 26(4), 163--165.
- Wai, P., & Cao, W.-h. (2003). Ultrashort soliton generation through higher-order soliton compression in a nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion-decreasing fiber. *JOSA B*, 20(6), 1346--1355.
- Willner, A. E. (2000). Millennium Issue Editorial. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 827-828.
- Wong, W. S., Namiki, S., Margalit, M., Haus, H. A., & Ippen, E. P. (1997). Self-switching of optical pulses in dispersion-imbalanced nonlinear loop mirrors. *Optics letters*, 1150-1152.
- Woodbury, E., & Ng, W. (1962). Ruby laser operation in near IR. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, 2367.
- X. Zhou, J. Y. (2010). 64-Tb/s (640x107-Gb/s) PDM-36QAM Transmission over 320km Using Both Pre- and Post-Transmission Digital Equalization. *Optical Fiber Communication Conference OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2010)*, paper PDPB9.