



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA-CCEN  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

LUCERO PLAZAS ORTEGA

COMPRESSÃO DE RUÍDO QUÂNTICO EM UM  
INTERFERÔMETRO SAGNAC EM FIBRA COM  
UM LASER PULSADO EM 1,55 MICRONS.

RECIFE

2015

LUCERO PLAZAS ORTEGA

**COMPRESSÃO DE RUÍDO QUÂNTICO EM UM  
INTERFERÔMETRO SAGNAC EM FIBRA COM  
UM LASER PULSADO EM 1,55 MICRONS.**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física

Orientador:

Prof. Dr. Lúcio Hora Acioli  
Universidade Federal de Pernambuco

RECIFE

2015

Catálogo na fonte  
Bibliotecária Joana D'Arc Leão Salvador CRB 4-572

P722c Plazas Ortega, Lucero.  
Compressão de ruído quântico em um interferômetro Sagnac em fibra  
com laser pulsado em 1,55 microns / Lucero Plazas Ortega. – 2015.  
157 f.: fig., tab.

Orientador: Lucio Hora Acioli.  
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco.  
CCEN. Física, Recife, 2015.  
Inclui referências.

1. Óptica. 2. Fibras ópticas. 3. Lasers . I. Acioli, Lucio Hora  
(Orientador). II. Título.

535.2 CDD (22. ed.) UFPE-FQ 2016-20

LUCERO PLAZAS ORTEGA

**COMPRESSÃO DE RUÍDO QUÂNTICO EM UM  
INTERFERÔMETRO SAGNAC EM FIBRA COM  
UM LASER PULSADO EM 1,55 MICRONS.**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física

Aprovada em: 24/02/2015.

**BANCA EXAMINADORA**

---

Prof. Dr. Lúcio Hora Acioli  
Orientador  
Universidade Federal de Pernambuco

---

Prof. Dr. Alessandro de Sousa Villar  
Examinador Interno  
Universidade Federal de Pernambuco

---

Prof<sup>a</sup> Dr<sup>a</sup> Martine Patricia Arlette Chevrollier  
Examinadora Externa  
Universidade Federal da Paraíba

A Deus.

À minha família.

Aos meus amigos.

## Resumo

Componentes em quadratura do campo eletromagnético obedecem ao princípio de incerteza de Heisenberg. Como resultado a Mecânica Quântica prevê que estas componentes não podem ser especificadas simultaneamente com precisão ilimitada. Estados de incerteza mínima (estados coerentes) permitem atingir o menor produto das incertezas em cada quadratura, ambas de mesma magnitude. Além disto é possível construir estados quânticos comprimidos, para os quais uma das suas quadraturas atinge um valor menor para o desvio padrão que aquele definido para um estado de mínima incerteza, incrementando consequentemente a incerteza na outra quadratura. Nesta dissertação fazemos uma revisão destes conceitos e apresentamos um esquema experimental com o qual geramos estados comprimidos (*squeezed states*) da radiação. Este é baseado em um laser de fibra pulsado (comprimento de onda  $\lambda = 1.56\mu\text{m}$ , taxa de repetição  $f_R = 146\text{MHz}$ , largura de pulso  $\tau_p = 200\text{fs}$ ) associado a um interferômetro de Sagnac não linear em fibra. Além de uma descrição dos principais componentes ópticos serão discutidos os mecanismos de geração e caracterização dos estados comprimidos.

**Palavras-chave:** : Estados comprimidos. Laser pulsado. Fibras ópticas. Interferômetro de Sagnac.

## Abstract

Quadrature components of the field obey a Heisenberg uncertainty relation. As a result, quantum mechanics predicts that these components cannot be specified simultaneously with unlimited accuracy. Minimum uncertainty states or coherent states, allow reaching the lowest value of the uncertainty in each quadrature component, both having the same magnitude. It is still possible to construct squeezed quantum states, for which, one of its quadrature components achieves a less value for standard deviation than one that have a state of minimum uncertainty, with the consequence of an increase in the uncertainty of the other quadrature. In this dissertation, these concepts are reviewed and we provide an experimental scheme in order to generate squeezed states of light. This design is based on a pulsed fiber laser ( $\lambda = 1.56\mu\text{m}$ , repetition rate  $f_R = 146\text{MHz}$ , pulse width  $\tau_p = 200\text{fs}$ ) coupled with a nonlinear interferometer, which is composed by a fiber loop in a Sagnac configuration. In order to discuss the experimental results obtained with this scheme, will be carried out a description of the main optical components, taking into account the principal mechanisms of generating and measuring of squeezed states.

**Keywords:** Nonlinear optics. Fiber lasers. Squeezed states. Sagnac interferometer. Quadratures of the field.

# Lista de Figuras

1	Diagrama fasorial para um estado do campo elétrico. O vetor representa o campo (amplitude e fase), o círculo representa a incerteza na medida (ruído quântico) . . . . .	18
2	Diferentes estados comprimidos da luz, ilustradas em diagramas fasoriais. As elipses azuis indicam as regiões de incerteza. <b>a.</b> Compressão de amplitude. <b>b.</b> Compressão da fase. <b>c.</b> Compressão do vacuo. . . . .	19
2.1	Representação esquemática de um interferômetro de Sagnac feito com espelhos . . . . .	42
2.2	Divisor de Feixe: Dois campos $E_1$ e $E_2$ incidentes sob o divisor de feixe geram dois campos de saída $E_3$ e $E_4$ . . . . .	43
2.3	Esquema do interferometro Sagnac em fibra com divisor de feixe acoplado em fibra . . . . .	45
3.1	Esquema de blocos para o detector de um sistema de transmissão óptica detalhando as diferentes fontes de ruído . . . . .	53
3.2	Configuração conversora de corrente para tensão, também conhecida como amplificador de transimpedancia. Transforma baixas correntes produzidas pela conversão de fótons no fotodetector, em uma tensão proporcional com uma impedância de entrada muito alta. O ganho de amplificação é controlado pela resistencia ligada entre a entrada inversora e a saída. . . . .	55

## LISTA DE FIGURAS

---

3.3	Arranjo para detecção direta . . . . .	59
3.4	Arranjo para detecção homodina . . . . .	60
3.5	Arranjo para detecção heterodina . . . . .	62
3.6	Arranjo para detecção balanceada . . . . .	63
3.7	Flutuações da fotocorrente produzida no processo de detecção. As medidas foram feitas com um esquema de detecção balanceado.	64
3.8	Ilustração esquemática do circuito modelado para descrição dos processos de ruído balístico . . . . .	65
3.9	Função de resposta $h(t)$ . (a) Quando a velocidade do elétron é constante. (b) Velocidade variável. . . . .	66
3.10	Diagrama de blocos correspondente ao ESA que foi utilizado no experimento. . . . .	69
3.11	Configuração utilizada para caracterização de ruído balístico . . .	70
3.12	Apresenta-se uma figura ampliada da etapa de detecção corres- pondente ao esquema da figura 3.11. . . . .	71
3.13	Diagrama funcional de blocos do fotodetector PDB460C Thorlabs	73
3.14	Resultado experimental dos espectros de ruído intrínseco, medi- dos para cada um dos elementos que compõem o arranjo experi- mental. Preto: analisador de espectro. Vermelho: fotodetector sem radiação. Azul: laser. Os parâmetros no analisador de es- pectro foram: frequência central = 250 MHz, Span = 500 MHz, atenuação = 10 dBm, média = 100, RBW = 1 kHz. . . . .	75
3.15	Aparato experimental empregado para a medição de ruído quântico.	76
3.16	Comportamento do espectro de ruído em função da potência óptica que incide no fotodetector . . . . .	77
3.17	Dependência experimental da potencia eléctrica com a potencia óptica. . . . .	78
3.18	Esquema quântico do processo de mistura dos feixes no divisor.	81

## LISTA DE FIGURAS

---

4.1	Diagrama fasorial para uma onda clássica de amplitude $E_0$ e fase $\phi$ . . . . .	86
4.2	Diagrama fasorial para um campo descrito quânticamente. O círculo representa o grau de incerteza simétrico associado com as duas quadraturas. . . . .	88
4.3	Diagrama fasorial para o estado coerente. A incerteza quântica é esquematicamente desenhada com um círculo no final do fasor. As flutuações do fasor nas duas quadraturas correspondem ao diâmetro do círculo de incerteza. . . . .	91
4.4	Diagrama esquemático da incerteza no estado coerente . . . . .	92
4.5	O estado de vácuo é um estado de mínima incerteza centrado na origem do plano formado pelas quadraturas do campo. . . . .	93
4.6	Estados comprimidos das quadraturas. (a) vácuo comprimido. (b) Luz comprimida na fase. (c) Luz comprimida na amplitude . . . . .	94
4.7	Detecção diferencial balanceada homodina (Compressão na quadratura). . . . .	101
4.8	Efeito de um divisor atuando sobre o feixe comprimido. A fileira superior representa luz comprimida sem perdas e a fileira inferior introduz perdas através de um divisor de feixe. Três representações são apresentadas: (a) bandas laterais correlacionadas, (b) diagramas de fasores, (c) diferenças nas quadraturas. . . . .	102
4.9	Descrição esquemática do efeito de perdas (combina o estado de vácuo comprimido com um estado de vácuo sem compressão). . . . .	103
4.10	Evolução do círculo da incerteza gerada pela mudança da fase na fibra tipo Kerr. . . . .	108
4.11	Interferômetro com meio não linear para geração de estados comprimidos . . . . .	109
4.12	Variação da elipse de compressão para um pulso gaussiano [50]. . . . .	112

## LISTA DE FIGURAS

---

- 4.13 Substituição do interferômetro de Mach-Zehnder por um circuito de Sagnac. . . . . 113
- 4.14 Esquema do interferômetro Sagnac em fibra implementado para detectar vácuo comprimido . . . . . 114
- 4.15 Esquema da montagem experimental para geração e detecção da luz comprimida. Um comprimento total igual a  $791.1 \pm 0.6$  cm em fibra, foi empregado para o circuito Sagnac e as saídas. . 115
- 4.16 Esquema do sistema de detecção para a aquisição de dados . . 117
- 4.17 Arranjo experimental para medidas da potência transmitida pelo sinal como função da potência acoplada na entrada do Sagnac . . . . . 118
- 4.18 Variação da potencia de vácuo transmitida em função da potencia de entrada. Observa-se uma queda na potência associada com vácuo, para potências de entrada na faixa de 7-10 mW, evidenciando a presença do efeito não linear. . . . . 119
- 4.19 Esquerda: Função de transferência não-linear em função da energia de entrada à circuito e compressão obtida para um Sagnac assimétrico (90:10). Direita: Configuração experimental para detectar compressão diretamente a partir de um interferômetro de fibra óptica assimétrico Sagnac [23]. . . . . 120
- 4.20 Seção do esquema experimental para observação do interferograma. A fase  $\Phi_{LO}$  introduzida pelo piezo elétrico depende do tempo físico T. . . . . 121
- 4.21 Dados registrados para a frequência central de 20MHz. O gráfico superior é o interferograma dos sinais do vácuo e oscilador local. A linha vermelha é o ajuste do interferograma baseado na Eq. 4.71. O gráfico inferior é o espectros de ruído normalizado pelo ruído de *shot noise*, representado pela linha verde. . . . . 124

## LISTA DE FIGURAS

---

- 4.22 Dados registrados para a frequência central de 30MHz. O gráfico superior é o interferograma dos sinais do vácuo e oscilador local. A linha vermelha é o ajuste do interferograma baseado na Eq. 4.71. O gráfico inferior é o espectros de ruído normalizado pelo ruído de *shot noise*, representado pela linha verde. . . . . 124
- 4.23 Esquema do caminho do vácuo e componentes ópticos usados para ajustar a potência no fotodetector. . . . . 127
- 4.24 Variação da amplitude do espectro de ruído como função da potência do sinal (Vácuo) transmitido pela PBS. (a) Para 20MHz. (b) Para 30MHz. . . . . 128
- 4.25 Compressão obtida para cada potencia transmitida do vácuo. (a) compressão para una frequência de detecção de 20MHz. (b) 30MHz. . . . . 128
- 4.26 Resultados experimentais para interferograma e sinal de ruído para a variação dos ângulos na placa  $\lambda/2$ . a) Ângulo de referência escolhido como  $0^\circ$  em  $\lambda/2$ . b) para  $45^\circ$ . . . . . 130
- 4.27 Ruído minimo relativo obtido para cada mudança de 45 graus no ângulo da placa de meia onda. A linha vermelha é o valor medio relativo del *shot noise* . . . . . 131
- 4.28 Dados experimentais correspondentes à transmissão do sinal para diversos ângulos na placa  $\lambda/2$ . A linha vermelha é o ajuste numérico que simula os pontos obtidos experimentalmente. . . . 132
- 4.29 Interferogramas experimentais com o seu respectivo espectro de ruído para medir relação do sinal de vazamento e vácuo. Variação dos angulos na placa  $\lambda/2$  em passos de  $5^\circ$  entre  $0^\circ$  e  $45^\circ$ . Os gráficos apresentados correspondem a  $\lambda/2 = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ$  e  $35^\circ$ . 133
- 4.30 Variando a potência do vácuo comprimido foram coletadas as amplitudes do interferograma para diversos ângulos na placa de media onda. . . . . 134

## LISTA DE FIGURAS

---

- 4.31 Ruído mínimo relativo obtido para cada mudança de 5 graus no ângulo da placa de meia onda. A linha vermelha é o valor médio relativo do shot noise . . . . . 134
- 4.32 Esquema experimental usado para medir compressão de ruído, variando a potência do oscilador local que atinge o fotodetector, ajustando a placa de meia onda delimitada numa elipse na figura. 136
- 4.33 Espectro de ruído para diferentes potências do oscilador local que atingem o detector. A linha vermelha corresponde ao nível de ruído balístico dado pela equação 4.82 quando  $\Phi = 0$ . A linha preta indica o nível de flutuações de ruído. . . . . 138
- 4.34 Ruído mínimo relativo obtido para 5 tensões registradas do oscilador local. A linha vermelha é o valor médio relativo del shot noise . . . . . 139
- 4.35 (a). Esquema de construção e operação do amplificador em fibra de érbio. (b). Visão geral da montagem do amplificador no laboratório. . . . . 142
- 4.36 Dados registrados para uma frequência de detecção de 30MHz, usando amplificação na entrada do Sagnac. Gráfico superior: interferograma dos sinais do vacuo e oscilador local para diferentes potencias do sinal do oscilador local, linha vermelha ajuste do interferograma. Gráfico inferior: espectros de ruído para os valores das potencias usadas, linha preta shot noise . . . 144
- 4.37 Ruído mínimo relativo usando um pulso amplificado para diferentes potências detectadas correspondentes ao oscilador local. A potência na entrada para o interferômetro de Sagnac permaneceu constante para cada medida. . . . . 145
- 4.38 Esquema de operação foto-detector usado. . . . . 146

# Sumário

Introdução	16
<b>1 Óptica Não-Linear</b>	<b>26</b>
1.1 Permissividade dielétrica não-linear . . . . .	27
1.2 Propagação em um meio não-linear . . . . .	29
1.2.1 Automodulação de fase (SPM) . . . . .	31
1.2.2 Modulação de fase cruzada (CPM) . . . . .	33
1.2.3 Efeito Kerr e compressão de ruído . . . . .	34
<b>2 Propagação em fibras ópticas</b>	<b>36</b>
2.1 Meios dispersivos . . . . .	36
2.1.1 Teoria de perturbação . . . . .	36
2.1.2 Propagação em meios dispersivos . . . . .	37
2.1.3 Propagação ao longo de uma fibra com efeito Kerr . . . . .	39
2.2 Interferômetro Sagnac . . . . .	42
2.2.1 Coeficientes de Reflexão e Transmissão . . . . .	42
2.2.2 Interferômetro Sagnac em fibra . . . . .	44
<b>3 Medidas de ruído</b>	<b>47</b>
3.1 Detecção de fotocorrentes . . . . .	50
3.2 Ruído em fotodetectores . . . . .	52
3.2.1 Ruído eletrônico . . . . .	55

## SUMÁRIO

---

3.2.2	Ruído quântico . . . . .	57
3.3	Técnicas de medição de ruído . . . . .	59
3.3.1	Detecção direta . . . . .	59
3.3.2	Detecção homodina . . . . .	60
3.3.3	Detecção heterodina . . . . .	61
3.3.4	Detecção balanceada . . . . .	62
3.4	Ruído balístico ou shot noise . . . . .	63
3.4.1	Descrição clássica do ruído balístico ( <i>shot noise</i> ) . . . . .	64
3.4.2	Analisador de espectro (ESA) N9320B . . . . .	68
3.5	Medidas de shot noise . . . . .	69
3.5.1	Fotodetector PDB460C . . . . .	73
3.5.2	Aquisição de dados. Medidas de ruído. . . . .	76
3.6	Teoria quântica da detecção . . . . .	79
3.6.1	Descrição quântica da detecção direta . . . . .	79
3.6.2	Descrição quântica da detecção balanceada heterodina . . . . .	80
<b>4</b>	<b>Medidas de compressão de ruído quântico - <i>squeezing</i></b>	<b>84</b>
4.1	Quadraturas do campo . . . . .	85
4.2	Estados coerentes . . . . .	88
4.2.1	Estado de vácuo . . . . .	93
4.3	Estados comprimidos . . . . .	94
4.3.1	Modelo quântico para estados comprimidos . . . . .	95
4.3.2	Geração de estados comprimidos . . . . .	98
4.3.3	Detecção de luz comprimida . . . . .	99
4.3.4	Perdas na detecção de luz comprimida . . . . .	101
4.4	Compressão em fibra Kerr . . . . .	103
4.4.1	Geração de vácuo comprimido . . . . .	108
4.5	Medidas de Compressão . . . . .	112
4.5.1	Aquisição de dados . . . . .	116

## SUMÁRIO

---

4.5.2	Resultados experimentais . . . . .	117
<b>5</b>	<b>Conclusões e Perspectivas</b>	<b>149</b>
5.1	Conclusões . . . . .	149
5.2	Perspectivas . . . . .	151
	<b>Referências</b>	<b>153</b>

# Introdução

A óptica quântica constitui a ferramenta principal, quando o objetivo é demonstrar fatos e desenvolver pesquisas fundamentais na área da mecânica quântica. Simultaneamente, já que a radiação eletromagnética é por si mesma, um objeto que pode ser descrito em termos da teoria quântica, os descobrimentos associados revelaram a natureza e propriedades físicas da radiação, fato que levou ao desenvolvimento de novas e melhores fontes de radiação e inúmeras aplicações. Estes avanços deram lugar à distinção entre a luz incoerente (térmica) e coerente (laser), com base na estatística dos fótons. Como consequência do modelo quântico, as quantidades passíveis de ser medidas como intensidade, amplitude da luz, estarão limitadas pelo chamado ruído quântico, o qual, é uma propriedade intrínseca da luz, e portanto manifesta-se para fontes térmica quanto para lasers. Quando o campo de radiação é detectado, se apresentam flutuações dos fons detectados, como um resultado da discretização, estas flutuações estão relacionadas com a intensidade da radiação, sendo proporcional às variações da foto-corrente produzida no detector, constituindo uma parte importante do ruído quântico. Este ruído na intensidade é chamado de *shot noise* (ruído de disparo) e não constitui uma propriedade do fotodetector. O *shot noise* fornece informação sobre as flutuações na intensidade da luz, sendo possível usar diversos detectores para estudar a estatística de tais flutuações. Quanto mais eficiente seja o detector na conversão de fótons a elétrons, melhor será a concordância entre as estatísticas dos dois. Após a detecção, o ruído na corrente passa a ser uma quantidade clássica, embora

carregue a informação acerca dos níveis de ruído quântico e a estatística dos fótons.

A radiação eletromagnética também pode ser descrita de uma maneira clássica através de funções temporais e espaciais que comutam. Como regra geral, podemos dizer que quando o número de partículas é alto, a teoria clássica concorda com a teoria quântica. Não obstante, o ruído clássico e o ruído quântico devem ser diferenciados neste contexto pelas propriedades únicas correspondentes a natureza do ruído quântico. É possível suprimir o ruído clássico por médio de alguns arranjos experimentais, dos quais falaremos nesta dissertação. O ruído quântico não pode ser eliminado por nenhuma configuração ou truque experimental; no entanto, pode ser modificado, tal que o seu valor pode ser feito menor que o nível mínimo de ruído achado. O anterior fenômeno é conhecido como compressão de ruído quântico ou *squeezing*. Para entender como e onde é produzida a compressão, precisaremos um modelo da luz, onde serão definidas quantidades chamadas quadraturas. Consideremos uma solução da equação de onda para um meio isotrópico e isolante descrita pela equação:

$$E(\mathbf{r}, t) = E_0 [\alpha(\mathbf{r}, t)\exp(i\omega t) + \alpha^*(\mathbf{r}, t)\exp(-i\omega t)], \quad (1)$$

com  $E(\mathbf{r}, t)$ , sendo o campo elétrico,  $E_0\alpha(\mathbf{r}, t)$  a sua amplitude e  $\omega$  a frequência angular da onda. A decomposição do campo elétrico de uma onda eletromagnética em duas quadraturas com termos oscilatórios é dado por:

$$E(\mathbf{r}, t) = E_0 [X_1(\mathbf{r}, t)\cos(\omega t) + X_2(\mathbf{r}, t)\sin(\omega t)], \quad (2)$$

as amplitudes das quadraturas são proporcionais as partes real e imaginária

da amplitude complexa, de modo que:

$$X_1(\mathbf{r}, t) = \alpha(\mathbf{r}, t) + \alpha^*(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

$$X_2(\mathbf{r}, t) = i[\alpha(\mathbf{r}, t) - \alpha^*(\mathbf{r}, t)], \quad (4)$$

a fase  $\phi$  pode ser escrita como:

$$\phi = \tan^{-1} \left( \frac{X_2}{X_1} \right) \quad (5)$$

Para representar o estado da radiação num modo do campo óptico, consideramos diagramas fasoriais. Clássicamente, o estado pode ser representado por um fasor. No entanto, estados quânticos possuem ruído quântico o qual pode ser visto como regiões de incerteza, de modo que ao fasor deveremos agregar a incerteza como uma região sombreada na extremidade do fasor, representando a incerteza na posição desta, conforme mostrado na figura 1.

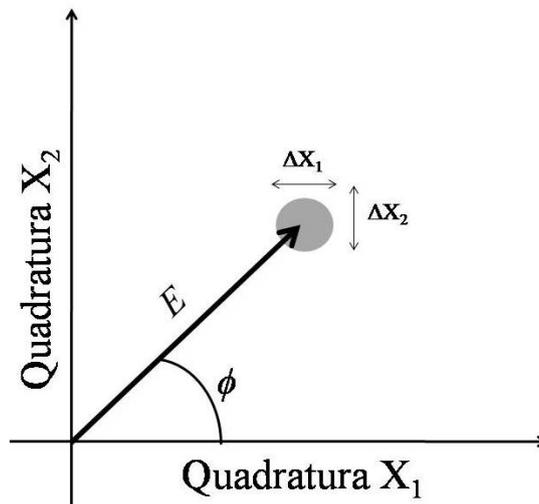


Figura 1: Diagrama fasorial para um estado do campo elétrico. O vetor representa o campo (amplitude e fase), o círculo representa a incerteza na medida (ruído quântico)

Havendo apresentado esta teoria, é possível afirmar agora que, o ruído pode ser caracterizado pela variância em ambas as quadraturas. Para entender isto de

forma mais precisa, consideraremos os chamados estados coerentes da radiação. Estes estados foram propostos e amplamente estudados por R. Glauber [1] que os definiu como os estados que melhor representam análogos quânticos para campos clássicos. No capítulo 4 desta dissertação descreveremos algumas das propriedades dos estados coerentes. Por enquanto, é importante ressaltar que os estados coerentes de luz apresentam flutuações iguais na quadratura de amplitude ou fase. Isto significa que, a área de incerteza é simétrica e que, para luz em um estado coerente, qualquer medida das flutuações produzirá o mesmo resultado independentemente do ângulo de projeção escolhido.

Estas flutuações igualmente distribuídas nas duas quadraturas são essencialmente de natureza quântica e tem relação direta com o estado que possui número de fótons nulo, o chamado vácuo. É possível reduzir, abaixo do nível mínimo da incerteza produzida pelas flutuações do vácuo, as flutuações presentes na fase ou na amplitude de uma quadratura com o correspondente incremento na outra, de forma que o princípio de incerteza permanece válido. O diagrama fasorial que corresponde à compressão de ruído para um estado coerente é apresentado na figura 2.

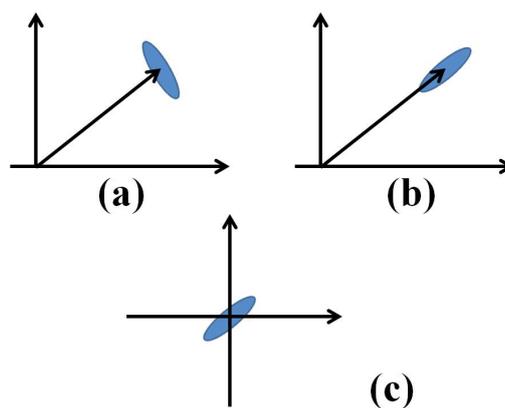


Figura 2: Diferentes estados comprimidos da luz, ilustradas em diagramas fasoriais. As elipses azuis indicam as regiões de incerteza. **a.** Compressão de amplitude. **b.** Compressão da fase. **c.** Compressão do vácuo.

Nesta dissertação iremos a estudar este fenômeno de compressão do ruído

---

da radiação, o qual possui relevância nas áreas de manipulação quântica da informação e metrologia quântica, sendo de fato, já utilizada em diversas áreas, onde se requer precisão como por exemplo, em comunicações ópticas [2], medição de comprimentos para a detecção de ondas gravitacionais com interferômetros a grande escala [3], e a detecção de sinais fracos, já que quando é comprimida uma das suas quadraturas, estas podem ser transmitidas com a mesma relação sinal-ruído e a mesma potência de luz. Entretanto, a compressão do ruído é uma aplicação ainda em desenvolvimento, basicamente porque ela apresenta diversas dificuldades nas etapas da implementação.

A geração de estados comprimidos da radiação está intrinsecamente associada à óptica não linear. A razão disto é que, para reduzir o ruído numa das quadraturas, é preciso começar com um estado coerente e introduzir correlações entre as flutuações das duas quadraturas. A introdução das correlações é feita usando um meio que possui um índice de refração não linear, isto é, dependente da intensidade da luz. No caso particular do efeito Kerr, que iremos estudar mais detalhadamente nesta dissertação, a intensidade de um pulso óptico modula o índice de refração. Este, por sua vez, modula a fase da própria radiação. Desta forma, a correlação nas flutuações das duas quadraturas é estabelecida. Portanto, é possível ter um estado onde uma das flutuações seja diminuída com o consequente aumento na outra.

No que segue faremos um breve histórico dos desenvolvimentos na área de compressão de ruído quântico da radiação, dando ênfase àqueles que envolvem fibras ópticas.

A primeira proposta de compressão de ruído através de processos não-lineares foi publicada em 1974 por H. R. Yuen e J. H. Shapiro [4]. Estes autores propunham fazer uso de um processo de mistura de quatro ondas (Four Wave Mixing = FWM), onde a maior dificuldade prevista seria obter um ganho su-

ficientemente alto para evitar as fontes de ruído.

Em meados de 1984, vários grupos de pesquisa realizaram experimentos para medir a primeira supressão de ruído não clássico, cada um preferindo um processo não linear diferente. Eventualmente vários tiveram sucesso, sendo que o primeiro grupo em relatar observações experimentais de compressão foi aquele liderado por R. E. Slusher nos Laboratórios da AT&T Bell, em Murray Hill. Neste experimento foi explorado o processo de mistura de quatro ondas (FWM) ressonante em um feixe atômico de Na [5].

Em 1987, o grupo liderado por H J Kimble na Universidade do Texas, utiliza um amplificador paramétrico óptico para gerar compressão [6]. Por outro lado em 1988 são realizadas as primeiras observações de sucesso utilizando a técnica de geração de segundo harmónico (*Second Harmonic Generation* =SHG) levada a cabo por S. Pereira et al. [7], a qual detecta uma supressão de ruído de -0,6 [dB] no feixe fundamental.

Um grande avanço ocorreu quando tornou-se possível fazer uso de um cristal não-linear diretamente, sem cavidade. Quando o grupo de G. Leuchs em Munique poliu e recobriu as faces de um cristal não-linear com camadas refletoras devidamente projetadas para formar uma cavidade monolítica. A estabilidade e perdas puderam ser optimizadas [8]. Com este esquema Sizmman et. al [8] verificaram uma redução de 1,0 dB no ruído do feixe fundamental, a partir do qual, considerando as perdas do sistema, estes autores deduziram que houve uma redução de 2,0 dB.

Esta foi uma das primeiras aplicações do sistema de detecção balanceada (que discutiremos na seção 3.3.4). Infelizmente, o sistema não era estável, a compressão foi observada apenas para milissegundos de cada vez.

A primeira proposta para obter compressão de ruído baseada no efeito Kerr óptico foi realizada pelo grupo de M. D. Levenson e R. M. Shelby no IBM Almaden Research Laboratories em 1985 [9]. A ideia era muito simples: usar

---

uma fibra óptica para transformar um estado coerente, gerado por um laser CW de criptônio, em luz espremida em quadratura. Já se sabia que a sílica que forma a fibra óptica apresenta um coeficiente Kerr pequeno, mas os longos comprimentos de interação da radiação com o meio, devido à geometria da fibra óptica, compensavam este fato.

Apos os experimentos pioneiros com luz laser de onda contínua (CW), as próximas gerações de experimentos passaram a usar pulsos ultracurtos para alcançar mudanças de fase não-lineares maiores e com menos ruído devido ao espalhamento de Brillouin em fibras ópticas mais curtas. Em 1993, H. A. Haus e K. Bergman no MIT estenderam as idéias de Levenson e Shelby ao regime pulsado e obtiveram uma redução de ruído muito impressionante, de -3,5 [dB].

A propagação de um pulso óptico dentro de uma fibra com dispersão cromática e não linearidade devido ao efeito Kerr pode ser descrita pela Equação Não Linear de Schrodinger (Nonlinear Schrodinger Equation = NLSE), que tem soluções do tipo sóliton. A descrição quântica deste fenômeno permite prever que os sólitons possuem propriedades quânticas de ruído que são únicas [10,11]. Um destes efeitos é a compressão de quadratura de amplitude, previsto por Carter et al. [12], posteriormente observado na IBM por M. M. Rosenbluh e R. M. Shelby [13], usando um laser de centro de cor para produzir pulsos de sóliton com uma duração de pulso de 200 fs em  $\lambda = 1500$  nm, propagado através de uma fibra monomodo preservadora de polarização. Supressão de ruído de -1,67 [dB] foi medida com um detector homodino.

Uma série de experimentos de compressão muito bem sucedidos com pulsos ópticos foi levada a cabo pelo grupo do MIT [14,15]. Novamente o meio não linear utilizado é o efeito Kerr propagando em uma fibra óptica monomodo. A fonte de luz é um laser de modos travados (Mode-Locked - ML) de Nd: YLF

---

gerando pulsos de 100 [ps] com uma frequência de repetição de 100 [MHz]. O comprimento de onda é de  $1.3 \mu\text{m}$ , que é o comprimento de onda para o qual a dispersão da velocidade de grupo (Group Velocity Dispersion = GVD) da fibra utilizada se anula, assegurando que os pulsos mantenham a sua forma durante a propagação. O arranjo experimental é equivalente a um interferômetro de Sagnac não linear. Os pulsos são acoplados no interferômetro através de um acoplador de fibra, equivalente a um divisor de feixe 50/50. Com isto dois pulsos de mesma intensidade movem-se em sentidos opostos nos braços do interferômetro. Depois de um trajeto completo os pulsos chegam simultaneamente de volta para o acoplador. Eles interferem e formar um pulso que se move de volta na direção ao laser. A outra porta do interferômetro é a saída do vácuo comprimido, que é detectado com um detector homodino. A fração do pulso que retorna em direção ao laser é usada como um oscilador local. Uma supressão de ruído de -3,5 [dB] nesta montagem. Os resultados descritos nesta dissertação foram obtidos em uma montagem similar a esta que acabamos de descrever.

Em experimentos de compressão de SHG e OPO com pulsos foi alcançado mais sucesso com a geração de estado de vácuo espremido usando um amplificador paramétrico óptico degenerado (*Degenerate Optical Parametric Amplifier* = DOPA). O grupo de P. Kumar utiliza um cristal de KTP em operação de passagem única. As flutuações são medidas com um detector homódino. Foi dada especial atenção à correspondência entre o feixe de oscilador local e o feixe comprimido tanto no domínio espectral quanto no domínio temporal. Supressão de ruído de 5,8 dB foi observada [16].

Em 1995 S. Friberg et al. estudaram a compressão das flutuações do número de fótons de um sóliton óptico usando uma técnica denominada de filtragem espectral [17]. Previsões teóricas para redução de ruído em sólitons de ordem

---

$N = 1$  através desta técnica mostram que é possível alcançar valores da ordem de até 6,5 dB [18]. Usando pulsos mais energéticos, na forma de sólitons de segunda ordem ( $N = 2$ ), até 8,4 [dB] de compressão de ruído no número de fótons foram previstos [19]. O experimento pioneiro foi realizado com pulsos com duração de 2,7 ps e comprimento de onda central  $\lambda = 1455$  [nm]. Depois de propagar através de 1,5 km de fibra e após a devida filtragem espectral resultou na observação de 2.3 dB de compressão com sólitons  $N= 1,2$  [17].

O método foi posteriormente investigado em Erlangen por A. Sizmann e G. Leuchs com sólitons de sub-picossegundos e uma variedade de funções de filtragem, comprimentos de fibra e energias de pulso abaixo e acima da energia do sóliton fundamental [20], e até -3,8 dB de redução de ruído foram alcançados na detecção direta. Se corrigido para perdas lineares, uma redução no número de fótons por incerteza de 6,4 dB foi inferida [20].

O método mais promissor e mais bem sucedido de redução de ruído de quadratura e de número de fótons com sólitons até agora são interferômetros não-lineares assimétricas. A análise deste sistema, tanto no caso CW [21] quanto usando pulsos [22–24] mostram que a se a relação entre as potências dos feixes no divisor de feixes do interferômetro for assimétrica, torna-se possível obter reduções de ruído ainda maiores do que em interferômetros simétricos. Mais do que 10 dB de redução de ruído foi previsto. Após a primeira demonstração experimental S. Schmitt et al. fizeram uso de sólitons com duração de 130 fs e relataram a observação de 5 dB no ruído do número de fótons [23]. Este e o trabalho paralelo relatado por K. Bergman [25] são os que apresentam as maiores reduções de ruído observados para sólitons. Quando corrigido para perdas lineares, a redução inferida no ruído do número de fótons foi de 7,3 dB [26,27].

A seguir apresentamos o plano geral dos capítulos desta dissertação.

Tendo em vista a importância dos processos ópticos não lineares para o pro-

cesso de compressão de ruído quântico, no Capítulo 1 discutiremos os principais processos não lineares de interesse que ocorrem em uma fibra óptica.

Seguido no Capítulo 2, vamos falar sobre a propagação do pulso em fibra óptica e fazer uma primeira descrição das características de um interferômetro Sagnac.

No Capítulo 3 discutimos as principais fontes de ruído e as técnicas de medição. Uma análise clássica e quântica para a definição do ruído de disparo (shot noise) será aplicado para caracterização e comparação com o experimento.

No Capítulo 4 discutiremos a compressão de ruído para estados coerentes, estados de vácuo comprimido e o sistema de medição implementado. Neste capítulo serão apresentados os resultados experimentais fazendo paralelamente a discussão em vista da teoria exposta.

Finalmente, no Capítulo 5 concluiremos com os resultados mais relevantes obtidos em nossos experimentos e discutiremos as perspectivas que foram geradas pelo trabalho feito.

# Capítulo 1

## Óptica Não-Linear

Para estudar a compressão de ruído quântico deve-se analisar em primeiro lugar, a geração de estados com esta característica. Conforme delineado anteriormente devemos separar o campo nas duas quadraturas para conseguir espremer a flutuação em uma, deste modo o valor comprimido irá ser compensado pelo alargamento nas flutuações da outra. Para atingir a separação é preciso introduzir uma diferença de fase. O anterior é feito através de procedimentos que consideram um meio não linear. A seguir descrevemos os processos mais relevantes para nossa discussão.

O estudo dos fenômenos ópticos não lineares constitui uma área de intensa pesquisa na qual se estuda a interação da luz com a matéria no regime em que as suas propriedades ópticas são modificadas pela presença da radiação. Comumente apenas a luz laser é suficientemente intensa para modificar as propriedades ópticas dos materiais. A resposta não linear pode dar lugar à troca de energia entre campos eletromagnéticos de frequências diferentes.

Atualmente tem-se conhecimento de um vasto número de processos ópticos não lineares que podem, por exemplo resultar na geração de novas frequências. Um destes processos é a geração de segundo harmônico no qual uma parte da energia de uma onda de frequência  $\omega$  propaga-se através de um cristal sendo

convertido em uma onda de frequência  $2\omega$ . Outros processos não lineares que são mediados pelo mesmo tipo de não linearidade são a soma e diferença de frequências (importante para a oscilação paramétrica, por exemplo). Neste caso uma onda intensa de frequência  $\omega_3$  propagando em um cristal não linear gera duas ondas de frequências  $\omega_1$  e  $\omega_2$  tais que  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ . O processo inverso, em que duas ondas incidentes de frequências  $\omega_3$  e  $\omega_2$  geram, de forma coerente, uma terceira onda de frequência  $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$  também é possível. Para a geração de estados comprimidos, é de nosso interesse o estudo de fenômenos não-lineares em fibras ópticas, entre os quais encontram-se a auto-modulação de fase, a modulação de fase cruzada, mistura de quatro ondas, processos Raman estimulados, e espalhamento Brillouin estimulado. Estes efeitos serão estudados nesta dissertação, detalhando apenas os aspectos físicos mais importantes.

## 1.1 Permissividade dielétrica não-linear

Nesta seção, vamos deduzir a expressão da permissividade dielétrica não-linear do meio, em nosso caso a fibra óptica, partindo da expressão geral do vetor polarização. No caso da óptica linear de um meio não ressonante com a radiação incidente a resposta é instantânea e a polarização do meio está diretamente relacionada ao campo elétrico através da relação

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (1.1)$$

onde a constante de proporcionalidade  $\chi^{(1)}$  é conhecida como a susceptibilidade linear e  $\epsilon_0$  representa a permissividade do espaço livre. Geralmente, os efeitos da susceptibilidade são incluídos através do índice de refração  $n$  e os coeficientes de atenuação  $\alpha$ . Fenômenos ópticos não lineares só ocorrem quando a resposta do meio material depende da intensidade do campo elétrico aplicado.

Para descrever com mais precisão a não-linearidade óptica, vamos considerar como a polarização  $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ , de um sistema depende do campo óptico aplicado  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ , ou seja,  $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \chi(\mathbf{E}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ . Na óptica não-linear de uma fibra óptica, que supomos não-ressonante e, portanto, instantâneo, a resposta pode ser descrita expressando a polarização como uma série de potência no campo  $\mathbf{E}(t)$ , conforme a:

$$\mathbf{P}_i^{NL}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \left[ \chi_{ijk}^{(2)} \mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_k^*(\mathbf{r}, t) + \chi_{ijkl}^{(3)} \mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_k(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_l^*(\mathbf{r}, t) + \dots \right]. \quad (1.2)$$

No domínio do tempo a equação que descreve a relação entre a polarização total e o campo elétrico é dada por,

$$\mathbf{P}_i(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \left[ \chi_{ij}^{(1)} \mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t) + \chi_{ijk}^{(2)} \mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_k^*(\mathbf{r}, t) + \chi_{ijkl}^{(3)} \mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_k(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_l^*(\mathbf{r}, t) + \dots \right], \quad (1.3)$$

a qual contem um termo linear e outro não linear, ou seja,  $\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}$ . Onde as quantidades  $\chi^{(2)}$  e  $\chi^{(3)}$  são conhecidas como as susceptibilidades ópticas não lineares de segunda e terceira ordem, respectivamente.

A susceptibilidade  $\chi^{(2)}$  de segunda ordem, é responsável por tais efeitos não-lineares como geração de segundo harmônico e geração de soma de frequência. No entanto, é diferente de zero apenas para os meios que não possuem uma simetria de inversão ao nível molecular. Desde líquidos, gases, sólidos amorfos (como vidro), e até mesmo muitos cristais apresentam simetria de inversão, então  $\chi^{(2)}$  anula-se para esses meios e, conseqüentemente, esses materiais não podem produzir interações ópticas não-lineares de segunda ordem. Como resultado, as fibras ópticas não exibem normalmente efeitos não lineares de segunda ordem ( $\chi^{(2)} = 0$ ), então a expressão acima torna-se:

$$\mathbf{P}_i(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) \mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) + \epsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} \mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_k(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_l^*(\mathbf{r}, t), \quad (1.4)$$

na qual  $\epsilon_r$  é a constante dielétrica do meio linear. Por outro lado, interações ópticas não lineares de terceira ordem (ou seja, aquelas descritas por uma susceptibilidade  $\chi^{(3)}$ ) podem ocorrer em ambos os meios com e sem simetria de inversão. Além disso, em meios isotrópicos e não absorptivos, as simetrias da rede cristalina permitem a existência de apenas três elementos independentes, no tensor de susceptibilidade não-linear. Isto pode ser expresso de forma compacta pela relação:

$$\chi_{ijkl}^{(3)} = \frac{1}{3} \chi_{xxxx}^{(3)} (\delta_{ij}\delta_{kl} + \delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}). \quad (1.5)$$

Os efeitos não-lineares de ordem mais baixa em fibras ópticas são de terceira ordem  $\chi^{(3)}$ . Fenômenos como a geração de terceiro harmônico, mistura de quatro ondas, e refração não linear são explicados por meio deste termo. Então com o anterior, podemos mostrar que cada componente da polarização não linear é dado por:

$$P_{iNL} = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \left[ \left( |E_i|^2 + \frac{2}{3} |E_j|^2 \right) |E_i| + \frac{1}{3} (E_i^* E_j) E_j \right]. \quad (1.6)$$

## 1.2 Propagação em um meio não-linear

Para discutir fenômenos não lineares que tem a ver com compressão de ruído, tais como automodulação de fase SPM (*Self Phase Modulation* = SPM), modulação de fase cruzada CPM (*Cross-Phase Modulation* = CPM), e mistura de quatro ondas FWM, é preciso entender como a propagação da radiação é afetada quando a polarização não linear é levada em conta na equação de onda. Para simplificar a discussão, as variáveis são reais para todos os campos e são desprezados os efeitos de perda no meio (fibra). Por causa da isotropia, mesmo na presença de não linearidades, a polarização permanece ao longo da mesma direção do campo elétrico. Assim as funções vetoriais do campo e a

polarização possuem apenas uma componente, que vamos denotar por funções escalares. Desta maneira pode-se escrever a polarização total  $P(r, t)$  como:

$$P(r, t) = P_L(r, t) + P_{NL}(r, t), \quad (1.7)$$

onde  $P_L(r, t)$  e  $P_{NL}(r, t)$  estão dados pelas equações 1.1 e 1.2 respectivamente. Com isto, a equação de onda na óptica não linear pode ser escrita como

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2}. \quad (1.8)$$

Pelo fato de que  $\chi^{(2)}$  é igual a zero no meio usado, a polarização não linear segundo 1.3, resulta em:

$$P_{NL}(r, t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3(\mathbf{r}, t). \quad (1.9)$$

As não-linearidades em fibras ópticas podem ser classificadas em duas categorias:

- As que ocorrem devido à dependência do índice de refração com a intensidade do campo aplicado, que por sua vez é proporcional ao quadrado da amplitude: automodulação de fase (SPM), modulação de fase cruzada (CPM) e a mistura de quatro ondas (FWM).
- As produzidas pelos efeitos do espalhamento da radiação na fibra, espalhamento Raman estimulado (*Stimulated Raman Scattering* = SRS) e espalhamento Brillouin estimulado (*Stimulated Brillouin Scattering* = SBS).

Nos processos de espalhamento descritos acima, um fóton da onda incidente é aniquilado e dá origem a um fóton de menor energia e uma excitação elementar (um fônon, por exemplo), preservando a energia e o momento. Estes processos tem origem em processos de emissão espontânea e tendem a introduzir ruído.

Este processo adiciona perdas quando a onda incidente propaga-se a través da fibra.

### 1.2.1 Automodulação de fase (SPM)

Nesta seção, a descrição feita para este fenômeno estará baseada na discussão proposta no livro de Ramaswami, *Optical Networks: A practical perspective* [43].

Uma solução simples para 1.8 está dada por:

$$E(z, t) = E \cos(\omega_0 t + \beta_0 z), \quad (1.10)$$

sendo  $\omega_0$  a frequência da onda. Na presença das não linearidades associadas com a fibra, precisamos conhecer o comportamento do campo. Para a onda plana monocromática que temos assumido, isto significa encontrar a constante de propagação  $\beta_0$ . Usando 1.9, a polarização não linear é dada por:

$$\begin{aligned} P_{NL}(r, t) &= \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \cos^3(\omega_0 t + \beta_0 z) \\ &= \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \left( \frac{3}{4} \cos(\omega_0 t + \beta_0 z) + \frac{1}{4} \cos(3\omega_0 t + 3\beta_0 z) \right), \end{aligned} \quad (1.11)$$

onde vemos que aparece uma constante de propagação na frequência angular  $3\omega_0$ , a qual pode ser chamada de  $\beta(3\omega_0)$ . O campo elétrico associado a esta frequência possui também uma constante de propagação  $3\beta_0 = 3\beta(\omega_0)$ , a qual é a constante de propagação na frequência angular  $\omega_0$ . Usando a relação:

$$\beta = \frac{\omega n}{c}, \quad (1.12)$$

e sabendo que o índice de refração na fibra não é constante, temos uma incompatibilidade entre as duas constantes de propagação, a qual é geralmente conhecida na literatura como *lack of phase match* [43]. Devido à este fato, a

componente do campo elétrico com frequência  $3\omega_0$  pode ser desprezada. Em vista disso, a polarização é dada pela expressão:

$$P_{NL}(r, t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} E \left( E^2 \left( \frac{3}{4} \cos(\omega_0 t + \beta_0 z) \right) \right). \quad (1.13)$$

Substituindo na equação 1.8 e achando  $\beta_0$ , temos que:

$$\beta_0 = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} E^2}, \quad (1.14)$$

onde há sido usada a equação 1.1. A definição do índice de refração  $n_0^2(\omega) = 1 + \chi^{(1)}(\omega)$ , a qual inclui os efeitos de dispersão cromática nas fibras, pode ser usada na 1.14, a qual resulta em:

$$\beta_0 = \frac{\omega_0 n_0}{c} \sqrt{1 + \frac{3}{4n_0^2} \chi^{(3)} E^2}. \quad (1.15)$$

Para fibras ópticas de sílica  $\chi^{(3)}$  é pequeno suficiente para expandir a equação anterior. Finalmente chegamos a:

$$\beta_0 = \frac{\omega_0}{c} \left( n_0 + \frac{3}{8n_0} \chi^{(3)} E^2 \right). \quad (1.16)$$

Por conseguinte, o campo elétrico propagando-se pela fibra, é uma senóide  $E(z, t) = E \cos(\omega_0 t + \beta_0 z)$ , cuja fase muda com a intensidade  $I = E^2$ . Pelas razões anteriores fica claro o nome de automodulação de fase. A mudança na fase devida à SPM é proporcional à intensidade do campo elétrico. A mudança na fase aumenta com o aumento da distância  $z$ . Usando 1.12 é possível definir um índice de refração dependente da intensidade:

$$n(\omega) = n_0 + n_2 I, \quad (1.17)$$

com  $n_0$  e  $n_2$  (denotado como índice de refração não linear) dados pelas relações:

$$n_0 = 1 + \frac{1}{2} \text{Re} \{ \chi^{(1)} \}, \quad (1.18)$$

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \text{Re} \{ \chi^{(3)} \}, \quad (1.19)$$

Das equações 1.17, 1.18 e 1.19, temos que o índice de refração está relacionado com a susceptibilidade de terceira ordem pela equação (omitindo o subíndice):

$$n(\omega) = n_0 + \frac{3}{8n_0} \chi^{(3)}(\omega) |E|^2. \quad (1.20)$$

### 1.2.2 Modulação de fase cruzada (CPM)

A modulação de fase cruzada tem origem quando a intensidade de duas ondas propagando-se conjuntamente no meio, modulam simultaneamente o índice de refração dado pela equação 1.17. Neste caso o campo elétrico da onda incidente é dado por:

$$E(z, t) = E_1 \cos(\omega_1 t - \beta_1 z) + E_2 \cos(\omega_2 t - \beta_2 z). \quad (1.21)$$

Empregando um procedimento similar ao desenvolvido na seção anterior, é possível achar a constante de propagação quando dois campos ópticos com frequências  $\omega_1$  e  $\omega_2$ , propagam-se simultaneamente dentro da fibra. A fase da onda varia de acordo com

$$\varphi_{NL} = \frac{\omega_1 n_2}{c} (|E_1|^2 + 2|E_2|^2) z, \quad (1.22)$$

na qual desprezamos os termos que geram polarizações em frequências  $\omega_1$  e  $\omega_2$ , devido à falta de casamento de fase. Na equação 1.16, o primeiro termo é responsável pela automodulação de fase (SPM), enquanto o segundo termo é responsável pela modulação de fase cruzada (CPM). Uma característica impor-

tante da CPM é que, para campos ópticos igualmente intensos, a contribuição do processo de CPM para a fase não linear, é o dobro da SPM. Os processos não lineares SPM e CPM geram no pulso que atravessa a fibra, um alargamento espectral o qual fica relevante quando à potência da radiação é muito alta (devido ao baixo valor de  $\chi^{(3)}$ ).

### 1.2.3 Efeito Kerr e compressão de ruído

Conforme discutimos na introdução desta dissertação, para produzir uma redução das flutuações quânticas do campo eletromagnético é necessário um processo em que esteja presente uma não linearidade óptica, seja através de geração ondas com soma ou diferença de frequências, devido a uma susceptibilidade  $\chi^{(2)}$ , ou através de algum processo de mistura de quatro ondas, devido a uma susceptibilidade  $\chi^{(3)}$ .

No que segue descrevemos como o efeito Kerr descrito anteriormente através de uma dependência do índice de refração com a intensidade pode produzir squeezing. Uma das manifestações do efeito Kerr é a automodulação de fase, descrito pela equação 1.16. Para entender como este processo pode gerar compressão de ruído consideremos um feixe de luz viajando através de um meio não linear com flutuações na fase e na amplitude. Estas flutuações serão denotadas por  $\delta X_1$  e  $\delta X_2$ , respectivamente.

O campo elétrico associado a este feixe será, portanto, dado por

$$E(t) = E_{in}(t) + \delta X_1 e^{i\phi(t)} + \delta X_2 e^{-i\phi(t)}. \quad (1.23)$$

Um meio não linear possui um índice de refração dependente da intensidade tal como foi indicado na equação 1.17. De acordo com esta, flutuações na intensidade modulam também o índice de refração. Consequentemente o índice de refração modulará a fase do sinal transmitido. Para um comprimento de

onda  $\lambda$  e um meio de comprimento total  $L$  a fase na saída será dada por:

$$\phi_{\text{saída}} = \phi_{\text{in}} + \frac{2\pi n L}{\lambda} = \frac{2\pi L}{\lambda} (n_0 + n_2 (E_{\text{in}}(t) + \delta X 1_{\text{in}}(t))^2), \quad (1.24)$$

de modo que, na saída do meio, as flutuações de fase do campo serão aquelas que já estavam presentes na radiação ao entrar na fibra adicionadas a uma componente produzida pelas flutuações  $\delta X_1$  da intensidade de entrada, ou da quadratura em fase com o campo. Deve ficar claro que os ruídos em fase e em quadratura agem um sobre o outro se a fibra for longa, de modo que haverá uma correlação entre os ruídos na saída. Nesta versão mais simplificada, é possível escrever as flutuações na quadratura da fase à saída do laser como [28]

$$\begin{aligned} \delta X 2_{\text{saída}}(t) &= \delta X 2_{\text{in}}(t) + \frac{4\pi n_0 n_2 L}{\lambda} I \delta X 1_{\text{in}}(t) \\ &= \delta X 2_{\text{in}}(t) + 2r_{\text{Kerr}} I \delta X 1_{\text{in}}(t) \\ \text{com } r_{\text{Kerr}} &= \frac{2\pi n_0 n_2 L I}{\lambda}. \end{aligned} \quad (1.25)$$

onde  $r_{\text{Kerr}}$  inclui a não linearidade e a intensidade do campo de entrada. As flutuações da amplitude na saída permanecem iguais, tal que  $\delta X 1_{\text{saída}}(t) = \delta X 1_{\text{in}}(t)$ . Então, a equação 1.26 permite concluir que as flutuações de amplitude e fase ficam correlacionadas na saída, sendo possível então criar estados onde a distribuição das flutuações seja assimétrica devido à esta correlação após a passagem pelo meio. Desta maneira, o efeito Kerr correlaciona as flutuações nas quadraturas de fase e amplitude, independente da frequência.

# Capítulo 2

## Propagação em fibras ópticas

### 2.1 Meios dispersivos

#### 2.1.1 Teoria de perturbação

Numa fibra óptica, ou num meio material em geral a propagação de pulsos ópticos de banda espectral larga é fortemente influenciada pela dispersão cromática, devido à dependência do índice de refração com a frequência:  $n = n(\omega)$ . Em uma fibra óptica, onde a radiação é confinada a uma área muito pequena os efeitos não lineares manifestam-se principalmente através da dependência do índice de refração com a intensidade. Ambos estes dois efeitos modificam a constante de propagação, isto é:  $\beta = \beta(\omega, I)$  e devem ser introduzidos em nosso tratamento.

Para iniciar a descrição consideremos a equação de onda para o campo elétrico  $\mathbf{E}$ , separando o laplaciano nas componentes transversal e longitudinal, chega-se na seguinte equação:

$$\nabla_T^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu_0 \epsilon \mathbf{E} - \beta^2 \mathbf{E} = 0. \quad (2.1)$$

Considera-se uma perturbação da quantidade  $\epsilon$  por  $\delta\epsilon$ , tal que a sua variação

é continua. Do mesmo jeito, as quantidades  $\delta\mathbf{E}$  e  $\delta\beta$ , de modo que estas perturbações seguem uma equação dada por:

$$\nabla_T^2 \delta\mathbf{E} + \omega^2 \mu_0 \epsilon \delta\mathbf{E} + \omega^2 \mu_0 \delta\epsilon \mathbf{E} - \beta^2 \delta\mathbf{E} - 2\beta \delta\beta \mathbf{E} = 0. \quad (2.2)$$

Resolvendo 2.2 para  $\delta\beta$  [49]:

$$2\beta \delta\beta = \frac{\int_{\text{seção transversal}} \omega^2 \mu_0 \delta\epsilon |\mathbf{E}|^2 dS}{\int_{\text{seção transversal}} |\mathbf{E}|^2 dS} \quad (2.3)$$

$dS = dx dy$ , sendo um elemento de área num plano transversal à  $z$ . Conclui-se portanto que, na primeira ordem de perturbação, não é preciso conhecer a variação  $\delta\mathbf{E}$ , para conhecer a variação na constante da propagação. O fato anterior, permite introduzir perturbações nas equações da propagação como será descrito a seguir.

### 2.1.2 Propagação em meios dispersivos

Nesta seção descrevemos os efeitos puramente dispersivos da propagação da onda. Para isto supomos que a intensidade da radiação é suficientemente baixa de modo a permitir desprezar efeitos não lineares. Com isto obteremos a equação de propagação de um determinado modo do campo eletromagnético dentro da fibra. Consideramos que este modo propaga-se numa estrutura uniforme feito uma guia de onda, sem perdas e com uma amplitude espectral  $A(\omega, z)$ , com dependência harmônica em  $z$  dada por  $e^{i\beta z}$ . O comportamento desta onda segue a equação diferencial:

$$\frac{\partial}{\partial z} A(\omega, z) = i\beta(\omega) A(\omega, z). \quad (2.4)$$

Se a duração do pulso não for extremamente curta, isto é, sua largura espectral não for exageradamente larga, é factível realizar uma expansão na constante

de propagação  $\beta$  dependente da frequência, para uma banda estreita centrada na frequência principal  $\omega_0$ , da seguinte maneira:

$$\beta(\omega) = \beta(\omega_0) + \Delta\omega \frac{d\beta}{d\omega} + \frac{1}{2} \Delta\omega^2 \frac{d^2\beta}{d\omega^2}, \quad (2.5)$$

com  $\frac{d\beta}{d\omega} = 1/v_g$ , onde  $v_g$  é a velocidade de grupo e  $\frac{d^2\beta}{d\omega^2}$  é a dispersão da velocidade de grupo. Neste contexto, a amplitude do pulso é escrita através da relação:  $A(\omega, z) = a(\Delta\omega, z)e^{i\beta_0 z}$ . Na última equação supomos que a frequência da amplitude de Fourier  $A(\omega)$  difere da frequência central do pulso por uma quantidade  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ . Substituindo esta nova amplitude na equação 2.4, e usando 2.5 tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial z} a(\Delta\omega, z) = i \left( \Delta\omega \frac{d\beta}{d\omega} + \frac{1}{2} \Delta\omega^2 \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right) a(\Delta\omega, z) \quad (2.6)$$

A transformada de Fourier de  $A(\omega, z)$  fornece a sua dependência temporal:

$$\begin{aligned} A(t, z) &= \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega t} A(\omega, z) \\ &= \exp(i\beta_0 z - i\omega_0 t) \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta\omega e^{-i\Delta\omega t} a(\Delta\omega, z) \\ &= e^{i\beta_0 z - i\omega_0 t} a(t, z) \end{aligned} \quad (2.7)$$

Se a relação  $\int_{-\infty}^{\infty} \Delta\omega e^{-i\Delta\omega t} (i\Delta\omega)^m a(\Delta\omega, z) = (-1)^m \frac{\partial^m}{\partial t^m} a(t, z)$ , é usada, então equação 2.4 para a amplitude  $a(t, z)$  pode-se escrever como:

$$\frac{\partial}{\partial z} a + \frac{1}{v_g} \frac{\partial a}{\partial t} = \frac{-i}{2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \frac{\partial^2 a}{\partial t^2}. \quad (2.8)$$

Na última equação a envoltória que oscila rapidamente no espaço e no tempo foi removida. Aplicando as seguintes transformações:  $\xi = z$ ,  $\tau = t - z/v_g$ , com o objetivo de remover o tempo de retardo  $z/v_g$ , e a definição  $\beta_2 = \frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2}$ , finalmente chega-se à equação que descreve a propagação de um modo numa

fibra com dispersão na velocidade de grupo:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} a = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a}{\partial \tau^2}. \quad (2.9)$$

Podemos investigar o efeito da dispersão supondo um pulso gaussiano sendo injetado na fibra óptica. Neste caso a equação 2.9 pode ser resolvida analiticamente e, quando voltamos às variáveis  $z$  e  $t$ , o pulso de saída permanece sendo gaussiano, mas assume a seguinte forma

$$a(t, z) = A_0 \frac{\tau_0}{\tau} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \exp(-i\theta(z, t) + i\phi(z)), \quad (2.10)$$

onde temos os parâmetros :

$$\begin{aligned} \tau^2 &= \tau_0^2 (1 + z^2/b^2) \\ \theta(z, t) &= zt^2 / (2\beta_2 (z^2 + b^2)) \\ \tau_0^2 &= 2\beta_2 b \\ \phi &= 0.5 \tan^{-1}(z/b) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Um pulso gaussiano que ingressa em  $z = 0$  no meio ganha uma fase que depende quadraticamente do tempo dada por  $\theta(z, t)$ , e o pulso ganha *chirp*, ou varredura de frequência. De fato, a derivada  $d\theta/dt$  é associada à chamada *frequência instantânea* que no caso de uma pulso gaussiano varia linearmente no tempo.

### 2.1.3 Propagação ao longo de uma fibra com efeito Kerr

Por meio da equação 2.9 é possível calcular a amplitude (envoltória lenta) do pulso que propaga-se no interior da fibra. No entanto se a constante de propagação for perturbada devido à sua dependência não linear com a intensidade,

devemos fazer  $\beta \rightarrow \beta + \delta\beta$  e a equação 2.9 deve ser alterada para

$$\frac{\partial}{\partial \xi} a = \frac{-i}{2} \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \frac{\partial^2 a}{\partial \tau^2} + i\delta\beta a. \quad (2.12)$$

Um modo de intensidade  $|a|^2$  apresenta um perfil espacial de intensidade não uniforme. Devido ao fato de que a diferença de fase num comprimento de onda é pequena [49], é possível usar a teoria de perturbação para avaliar a mudança no índice de refração devida ao efeito Kerr. O perfil de campo normalizado é principalmente transversal na fibra, de modo que  $|\mathbf{E}|^2 = I$  e  $\mathbf{E} = a(z)e(x, y)$ . Onde a relação  $\int dx \int dy |e(x, y)|^2 = 1$  é também satisfeita. Aproveitando o resultado 2.3, podemos achar a variação na constante de propagação:

$$\begin{aligned} \frac{\delta\beta}{\beta} &= \frac{\int dx \int dy \delta n |\mathbf{E}|^2}{n_0^2 \int dx \int dy |e(x, y)|^2} \\ &= \frac{|a|^2 n_2 \int dx \int dy |e(x, y)|^4}{n_0 \int dx \int dy |e(x, y)|^2} \\ &\approx \frac{|a|^2 n_2}{n_0 A_{\text{eff}}}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

onde a razão das integrais da quarta potência e o quadrado do perfil do campo definem o inverso de uma área efetiva. O perfil do índice é aproximado por  $n_0$ , aqui  $\beta \approx (2\pi/\lambda) n_0$ . Como resultado, a variação da constante de propagação é:

$$\delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \frac{1}{A_{\text{eff}}} |a|^2 \quad (2.14)$$

A derivação da variação na constante de propagação não abordou especificamente a dependência da intensidade com tempo. Na verdade, 2.14 é a expressão correta quando  $|a|^2$  é interpretado como a potência instantânea. Para incorporar a dependência temporal da maneira adequada, considerase

o efeito Kerr como uma mistura de quatro ondas degenerada, onde tres ondas com frequências  $\omega, \omega', \omega''$ , misturam-se para dar origem a uma quarta onda de frequência  $\omega'''$ . A fonte da quarta onda é um produto da forma:  $\int d\omega \int d\omega' a^*(\omega) a(\omega') a(\omega'')$ , com frequência  $\omega''' = \omega' + \omega'' - \omega$ . A transformada de Fourier do termo que dá origem à quarta onda pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} & \int d\omega''' e^{-i\omega''' t} \int d\omega \int d\omega' a^*(\omega) a(\omega') a(\omega'') \\ &= \int d\omega''' e^{-i(\omega''' - \omega' + \omega) t} a(\omega''' - \omega' + \omega) \int d\omega e^{i\omega t} a^*(\omega) \int d\omega' e^{-i\omega' t} a(\omega') \\ &= a^*(t) a(t) a(t) = |a(t)|^2 a(t). \end{aligned} \tag{2.15}$$

Finalmente a variação na constante de propagação é dada por:

$$i\delta\beta a(z, t) = i \frac{2\pi}{\lambda} n_2 \frac{1}{A_{\text{eff}}} |a(z, t)|^2 a(z, t). \tag{2.16}$$

Incorporando este resultado na equação 2.12, esta pode ser re-escrita como:

$$\frac{\partial}{\partial z} a(z, t) = \frac{-i}{2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \frac{\partial^2 a(z, t)}{\partial t^2} + i\kappa |a(z, t)|^2 a(z, t), \tag{2.17}$$

com:

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_2}{A_{\text{eff}}}. \tag{2.18}$$

A equação 2.18 representa uma boa descrição quando os pulsos são curtos (pico-segundos) devido ao fato de que são estreitos o suficiente para ignorar o alargamento produzido devido a variação em frequência.

## 2.2 Interferômetro Sagnac

O arranjo experimental de um interferômetro de Sagnac consiste de um divisor de feixe e alguns espelhos (figura 2.1) dependendo da configuração. Os espelhos criam um circuito, onde os feixes que resultam após a passagem de um feixe incidente pelo divisor, irão percorrer a totalidade do caminho no circuito em direções opostas.

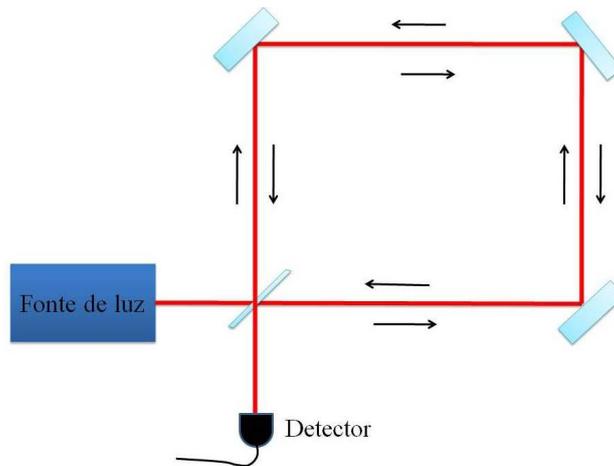


Figura 2.1: Representação esquemática de um interferômetro de Sagnac feito com espelhos

### 2.2.1 Coeficientes de Reflexão e Transmissão

Para compreender melhor o funcionamento do interferômetro Sagnac, consideremos um divisor de feixe que não tem nenhuma perda. Se tivermos dois campos de entrada,  $E_1$  e  $E_2$  e dois campos de saída,  $E_3$  e  $E_4$ , como no diagrama abaixo, Fig. 2.2, segue-se que os campos satisfazem as seguintes relações

$$\begin{aligned} E_3 &= T_1 E_1 + R_2 E_2, \\ E_4 &= T_2 E_2 + R_1 E_1. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Aqui R representa reflexão e T representa transmissão. R e T são ambos

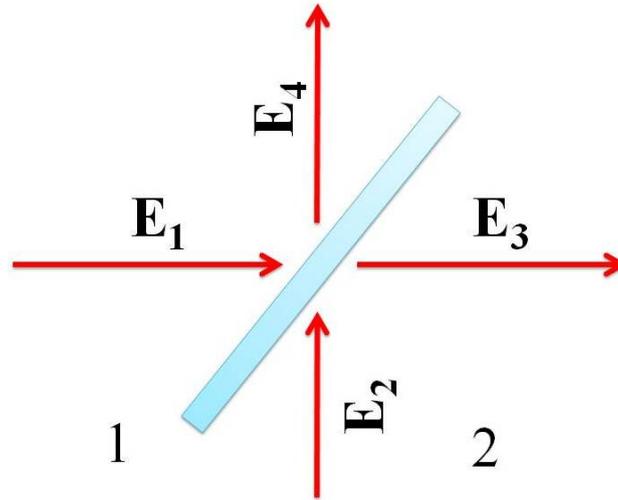


Figura 2.2: Divisor de Feixe: Dois campos  $E_1$  e  $E_2$  incidentes sob o divisor de feixe geram dois campos de saída  $E_3$  e  $E_4$

geralmente complexos e variam com a frequência óptica. Vamos supor que estamos a lidar com radiação monocromática. Por conservação de energia temos

$$R_1 = -R_2, \quad T_1 = T_2 = T. \quad (2.20)$$

Consideramos um divisor de feixe 50/50, o que significa as intensidades dos feixes após o divisor são iguais. Neste caso

$$\begin{aligned} |R_1| &= |R_2| = R, \\ |T_1| &= |T_2| = T, \\ T &= R = \frac{1}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (2.21)$$

Assim, a transmissão e a reflexão são o mesmo, independentemente de que lado entre o feixe no divisor de feixe. Depois de fazer estes cálculos para a configuração de Sagnac podemos chegar ao resultado de ter vácuo para uma das saídas.

### 2.2.2 Interferômetro Sagnac em fibra

O efeito Sagnac é um fenómeno interferométrico associado com a rotação. Inicialmente, este experimento interferométrico foi sugerido com o objectivo de medir a rotação da terra por meios ópticos (Lodge em 1897 e Michelson em 1904). Se tal experiência poderia ser feita, seria possível provar ou refutar as ideias sobre a imobilidade do éter ou arraste completa do éter pela terra. Para este experimento, geralmente vários espelhos são usados para que os raios de luz seguem uma trajetória triangular ou quadrada. A detecção da rotação por meios puramente ópticos fue descoberto por Georges Sagnac em 1913 [40]. O interferómetro está localizado numa plataforma rotativa. Quando a plataforma está em rotação, as linhas do padrão de interferência são deslocadas em relação à posição do padrão de interferência quando a plataforma não girar. A posição das franjas de interferência depende da velocidade angular do prato giratório. O eixo de rotação pode não estar no interior do recinto percorrido pela luz.

O efeito Sagnac é o equivalente eletromagnética da mecânica de rotação.

Quando a plataforma estiver girando, o ponto de entrada e o ponto de saída se movem durante o tempo de trânsito da luz. Consequentemente, um feixe cobriu uma distância menor do que o outro, criando uma mudança no padrão de interferência. Portanto, um padrão de interferência (em função das características da plataforma) com um particular deslocamento de fase próprio de cada velocidade angular é obtido.

Nesta descrição, a velocidade de rotação referida sempre é medida em relação a um referencial inercial.

Tradicionalmente, em décadas passadas, o sensor de rotação consiste no giroscópio mecânico que teve problemas de confiabilidade e era suscetível a danos causados por choques mecânicos e vibração. Uma alternativa, após o surgimento de lasers, foi usar o efeito Sagnac em um laser de anel que exige

tecnologia de vácuo elevado, de alta tensão e espelhos de alta qualidade. Além disso, tem uma zona morta em baixas velocidades o que exige um equipamento especial para manter a sensibilidade [41]. Estes inconvenientes foram superados ao desenvolver fibras ópticas monomodo com baixas perdas que substituíram em 1976 o tradicional interferômetro de Sagnac com espelhos por um rolo de fibra óptica [42], pelo qual se consegue construir circuitos de grande comprimento, permitindo realçar os efeitos não lineares para modificar a dinâmica espacial ou temporal da radiação incidente. Dois feixes que possuem estados de polarização iguais propagando-se contrariamente no laço do interferômetro, produzirão franjas com alto contraste devido ao fato de que as instabilidades são experimentadas pelos dois feixes, criando assim um sistema robusto contra perturbações mecânicas. O padrão de franjas registrada na saída do interferômetro é sensível a qualquer diferença de fase entre os dois feixes.

Na Fig. 2.3 abaixo mostramos o diagrama esquemático de um interferômetro de Sagnac em fibra. O primeiro dispositivo depois do laser é um circulador óptico que tem as portas 1, 2, e 6 na figura. O circulador tem a propriedade de transmitir a radiação injetada na porta 1 para porta 2. Radiação injetada na porta 2 é transmitida para a porta 6. Posteriormente temos um divisor

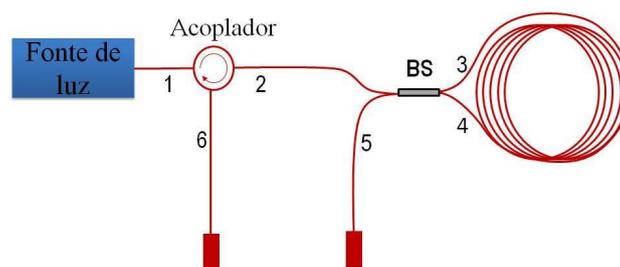


Figura 2.3: Esquema do interferômetro Sagnac em fibra com divisor de feixe acoplado em fibra

de feixes em fibra, que tem 4 portas: 2, 3, 4 e 5. A radiação injetada na porta 2 é dividida meio a meio entre as portas 3 e 4, cujas extremidades estão emendadas, passando por um comprimento longo de fibra. Esta radiação pos-

teriormente é recombinada e sai do interferômetro pelas portas 2 e 5.

A fração da radiação que retorna pelas portas 2 e 5 pode ser ajustada por controladores de polarização (não mostrados na Fig. 2.3). Em nosso aparato minimizamos a potência que da radiação na porta 5, que denominamos de *vácuo*, mesmo que isto não seja adequado: a potência medida nesta porta é pequena (extinção da ordem de  $10^{-3}$ ), mas não nula. Esta radiação é a que esperamos que tenha o ruído comprimido em uma das quadraturas.

A radiação que retorna pela porta 2 é extraída na porta 6 do circulador e é usada como *oscilador local* em nosso aparato de detecção do ruído, conforme será descrito posteriormente.

# Capítulo 3

## Medidas de ruído

Compressão de ruído quântico foi experimentalmente implementada no nosso laboratório usando um laser pulsado em  $1,55 \mu\text{m}$ . Um dos aspectos importantes a considerar antes da inicialização dos testes experimentais, é o sistema de detecção a ser empregado, sendo particularmente importante determinar o limite de ruído pela identificação dos níveis de sensibilidade do analisador de espectro de RF, o ruído eletrônico do sistema de amplificação do fotodetector e finalmente, o ruído balístico (shot noise). Quando falamos de ruído nos referimos especificamente a flutuações na corrente detectada.

A radiação pode ser detectada de duas maneiras: Primeiro, por detecção do campo, onde é possível obter informações sobre a amplitude e fase. Segundo, a detecção da intensidade, na qual não é possível obter informação da fase. A medida da intensidade do campo elétrico consiste na detecção de fótons por meio das correntes produzidas pela interação da luz com o material usado para detecção. Todos os processos de detecção, porém, estão condicionados ao tempo de resposta do material usado para a construção do fotodetector e a magnitude do fluxo de fótons. Para baixas densidades de fótons e detectores suficientemente rápidos, é possível considerar contagem de fótons.

Os fotodetectores exibem características físicas fundamentais que determinam o seu funcionamento : eficiência quântica, responsividade, tempo de resposta,

características de ruído.

**Eficiência quântica  $\eta$ :** Define-se como o quociente entre a taxa de produção de fotoelétrons  $N_e$ , e a taxa de incidência de fótons  $N_f$ .

$$\eta = \frac{N_e}{N_f}. \quad (3.1)$$

Procura-se que o fotodetector usado possua um parâmetro  $\eta \approx 1$ . Atingir este requerimento, depende principalmente dos tipos de materiais empregados, a sua disposição estrutural e a resposta individual de cada um deles ao comprimento de onda de operação.

**Responsividade  $R$ :** Refere-se a corrente que circula no detector em função da potência óptica incidente. Para uma potencia óptica  $P$  incidente a fotocorrente gerada é dada pela relação:

$$i = \eta \frac{eP}{h\nu} = R(\lambda)P, \quad (3.2)$$

onde  $R(\lambda)$  é a responsividade, dependente do comprimento de onda da radiação. Esta resposta pode diminuir se a potência incidente é muito alta, ja que este fato causa saturação no detector. Quando esta se apresenta, a relação linear entre a potência óptica incidente e a fotocorrente gerada deixa de ser válida. Nos detectores que têm ganho a expressão 3.14 deve ser multiplicada pelo fator de ganho, por conseguinte, estes dispositivos freqüentemente são saturados com valores mais baixos da potência óptica.

**Tempo de resposta:** Esta característica está relacionada com a rapidez com a qual o dispositivo responde às mudanças no fluxo dos fótons. É uma qualidade típica dos materiais que constituem o detector. No entanto,

sendo possível acoplar elementos eletrônicos ao detector, o tempo de resposta fica influenciado pelos tempos de resposta de cada elemento introduzido no esquema de detecção. O tempo de resposta é descrito pela contribuição de dois tempos característicos; o primeiro é o tempo de excitação  $\tau_e$  definido como o tempo que tarda a luz em transformar-se numa corrente detectável. O tempo de excitação é um tempo muito curto, sendo considerado como instantâneo na maioria dos casos. O segundo é conhecido como tempo morto  $\tau_m$ , sendo este o tempo mínimo de registro entre dois eventos de fotodetecção consecutivos. Quando a intensidade incidente é alta, tal que o tempo morto é maior que o tempo de chegada dos fótons, ocorrerá a saturação.

**Características de ruído:** A corrente gerada no detector possui flutuações intrínsecas devido ao processo de chegada dos fótons. Esta flutuação em torno do valor médio é conhecida como ruído. Fisicamente, o ruído advém de diversos processos tais como:

**Ruído associada à aleatoriedade da chegada dos fótons:** No caso de radiação coerente como a produzida por um laser, pode ser descrita pela distribuição de probabilidades de Poisson.

**Ruído fotoeletrônico:** para um fotodetector com  $\eta < 1$ , um fóton tem uma probabilidade  $\eta$  de gerar um par elétron-buraco, e uma probabilidade  $1 - \eta$  de falhar na conversão, sendo que este é de natureza aleatória, então contribui como fonte de ruído.

**Ruído de ganho:** Cada fóton detectado gera um número aleatório  $G$  de portadores, isto é, o processo de amplificação é de natureza aleatória.

**Ruído do circuito detector:** Contribuição dos componentes eletrônicos

acoplados com o detector.

Em comunicações ópticas o ruído aparece devido a flutuações espontâneas e não pela interferência eletromagnética na transmissão através de cabos. Existem três tipos de flutuações espontâneas que são: ruído térmico, ruído de escuro e ruído balístico (*shot noise*). Para frequências ópticas nós temos que  $\hbar\nu > k_B T$  e as flutuações quânticas dominam sob as flutuações térmicas. Por isto prestaremos especial atenção ao ruído balístico, o qual foi medido em nosso experimento. Inicialmente faremos uma análise das flutuações através de um analisador de espectro eletrônico.

### 3.1 Detecção de fotocorrentes

Para a análise da fotodetecção consideremos a equação 1 que descreve o campo elétrico da radiação para um componente de frequência único. A amplitude complexa da onda pode ser escrita como:

$$\alpha(r, t) = \alpha_0(r, t) \exp(i\phi(r, t)). \quad (3.3)$$

Para o caso particular de uma onda plana monocromática a magnitude da amplitude complexa é constante e a fase é dada por:

$$\phi(r) = -\vec{k} \cdot r, \quad (3.4)$$

onde  $\vec{k}$  é o vetor de onda,  $k = 2\pi/\lambda$ . Por conseguinte, a onda se propaga em direção a  $\vec{k}$  com um comprimento de onda relacionado com a frequência por  $\lambda = 2\pi c/n\omega$ , na qual  $n$  é o índice de refração do meio e  $c$  é a velocidade de propagação da luz no vácuo. A amplitude pode ser escrita como:

$$\alpha(z) = \alpha_0 e^{-ikz}. \quad (3.5)$$

Assume-se que a onda se propaga em direcção  $\vec{z}$  com  $\alpha_0$  real e constante em qualquer plano perpendicular ao eixo óptico. Em seguida, a partir de 1 e 3.5, temos :

$$E(z, t) = E_0 \cos(\omega t - kz) \hat{\mathbf{p}}, \quad (3.6)$$

com  $\hat{\mathbf{p}}$  é o vetor que indica a direcção de oscilação do campo eléctrico (polarização). Dada a definição matemática para o campo eléctrico da radiação, iremos avaliar a potência óptica média, obtida com um medidor de potência e um espectro de variação da potência óptica, obtida com um analisador espectro eletrónico (ver secção 3.3.2). Suponha que a radiação descrita pelo campo equação 3.6, incide numa região diferencial de área  $dx dy$  pertencente ao detector. No intervalo de tempo  $dt$ , a energia  $\delta u(x, y, t)$  que atravessa a área é determinada pela equação:

$$\delta u(x, y, t) = E_0^2 2\alpha^* \alpha dt dx dy, \quad (3.7)$$

$dt$ ,  $dx$  e  $dy$  são escolhidos suficientemente pequenos de modo que  $\alpha$  não varia durante estes intervalos. No entanto, o  $dt$  é considerado muito maior que o período óptico da radiação de modo que a média temporal é feita ao longo de um grande número de ciclos. A energia pela unidade de área ou intensidade pode ser escrita como:

$$I(x, y) = \int E_0^2 2\alpha^* \alpha dt. \quad (3.8)$$

A quantidade medida usualmente é a potência da radiação a qual é o fluxo total de energia pela unidade de tempo e integrado na área. Pelas definições anteriores:

$$P = \int I(x, y) dx dy. \quad (3.9)$$

Quando uma potência óptica incide sobre um fotodetector, a energia dos fótons é utilizada para aumentar a energia dos portadores de carga do material que constitui o fotodetector, isto altera as propriedades de condução eléctrica, de-

pendendo do fluxo de fótons recebido. Este processo envolve a transformação dos fótons incidentes em elétrons, que pela aplicação de um campo elétrico dará lugar a foto corrente:

$$i(t) = \frac{n_e(t)e}{\Delta t} = \frac{P(t)e}{\hbar\omega\eta}, \quad (3.10)$$

onde  $\Delta t$  é o tempo de integração,  $P(t)$  é a potencia definida em 3.9 (taxa à qual os fótons atingem o detector),  $e$  é a carga do elétron e  $\eta$  é a eficiência quântica da conversão. Nas medições registradas pelo fotodetector ocorrem flutuações da corrente. Para compreender a natureza dessas flutuações a próxima seção aborda as diferentes formas de ruído presente na foto detecção.

## 3.2 Ruído em fotodetectores

Um detector que possui um valor  $\eta$  próximo à unidade, possibilita medições da estatística das flutuações devido ao fato de que, para um  $\eta \approx 1$ , fótons incidentes e eletrons gerados por eles, seguem a mesma distribuição de probabilidades. Sendo assim, a medição das flutuações na corrente representam uma medida confiável da propriedades quânticas da luz.

Brevemente descritos, os fotodiodos são dispositivos dispostos em camadas de material semiconductor que geram elétrons quando os fótons excitam os portadores da banda de valência para a banda de condução. A estrutura de camadas mais simple é a chamada de PIN, onde existe um material semiconductor tipo P (dopado com material de poucos elétrons), uma camada intermedia de semiconductor intrínseco, e finalmente um material semiconductor tipo N (dopada de material com excesso de elétrons). Na região intermediária localiza-se a chamada região de depleção, onde a dinâmica de pares eletron-buraco depende da voltagem aplicada ao fotodiodo e a luz incidente.

Um fotodiodo opera no regime linear quando é ligado na configuração de tensão

reversa. Nela, uma voltagem contrária a polarização do fotodiodo é aplicada, o qual produz um aumento na região de depleção, tendo como consequência, um aumento da responsividade e simultaneamente, uma redução na capacitância devida a região de depleção. Estes dois fatores induzem uma resposta linear do fotodiodo, deste modo, o fluxo de fótons será proporcional a corrente medida. A corrente gerada num fotodiodo é definida como:

$$i = \eta q \Phi = \frac{\eta q P}{\hbar \omega}, \quad (3.11)$$

onde  $\Phi$  é o fluxo de fótons incidentes. Para estudar o detector de um sistema de transmissão óptica é necessário analisar em conjunto todas as fontes de ruído mencionadas anteriormente. Cada uma das fontes de ruído, será dependente do método de modulação do sinal e do tipo de dispositivo utilizado para detecção. Na seguinte figura mostramos as distintas fontes de ruído no detector e a sua localização

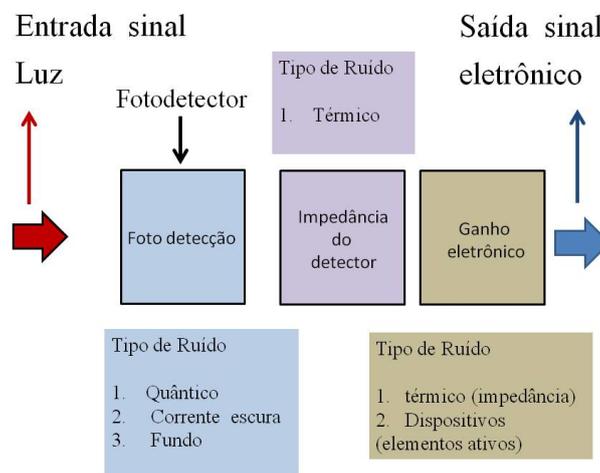


Figura 3.1: Esquema de blocos para o detector de um sistema de transmissão óptica detalhando as diferentes fontes de ruído

As fontes de ruído mencionadas na figura 3.1 descrevem tanto fotodiodos PN como PIN e APD (fotodiodo de avalanche). O desvio padrão  $\sigma_i$  mostra o quanto de dispersão existe em relação à média (ou valor esperado), podendo

ser definido como  $\sigma_i = \sqrt{\langle (i(t) - \bar{i})^2 \rangle}$ . O desvio padrão é uma medida da dispersão da quantidade física sob estudo em relação ao seu valor médio. É importante notar que se houverem N fontes estatisticamente independentes de ruído o desvio padrão total será  $\sigma_T = \sqrt{\sigma_1^2 + \dots + \sigma_N^2}$ .

Os parâmetros para caracterizar o desempenho de um fotodetector são:

**A razão sinal / ruído, ou SNR**, definido como o quociente entre o valor médio do sinal e o desvio padrão do mesmo.

$$SNR = \frac{\bar{i}}{\sigma_i} = \frac{\langle i \rangle}{\sigma_i} = \frac{\langle i_S^2 \rangle}{\langle i_n^2 \rangle}, \quad (3.12)$$

**O sinal mínimo detectável**, que é o valor médio do sinal  $\langle i \rangle$  necessário para obter  $SNR=1$ .

A **sensibilidade do detector** que é o sinal requerido para obter um SNR determinado ( $SNR_0$ ). Geralmente  $SNR_0$  escolhe-se maior que 1 para assegurar um nível aceitável de precisão, por exemplo  $SNR_0 = 10$  a  $10^3$  (10 a 30 dB). É necessário conhecer o limite da razão SNR para ver que tipos de ruído apresenta o sistema e tentar quantificá-los. As fontes de ruído podem ser analisadas pelo circuito equivalente do modelo simples do detector mostrado a seguir

A configuração típica de um circuito detector óptico é constituído por um fotodetector e um amplificador. Os elementos de cada uma destas etapas são:

**Fotodetector:** A capacitância do diodo junto com a resistência de polarização, constituem fontes de ruído térmico.

**Amplificador:** A banda do amplificador ajusta a resposta de frequência para preparar o sinal para as etapas eletrônicas seguintes. Há ruído térmico associado com a operação do amplificador.

Em geral, para fotodiodos PIN, as correntes de ruído dominantes são as térmicas, e as dos elementos ativos do amplificador. Para APDs as correntes de ruído quântico e vazamentos são as mais importantes. Como já mencionado, temos

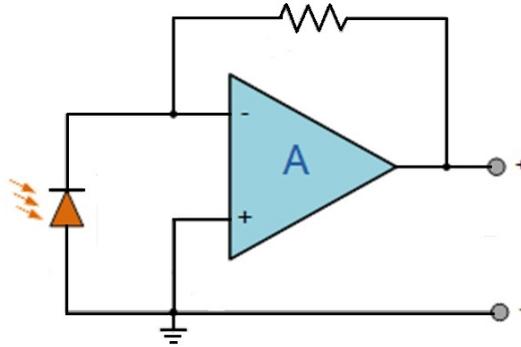


Figura 3.2: Configuração conversora de corrente para tensão, também conhecida como amplificador de transimpedância. Transforma baixas correntes produzidas pela conversão de fótons no fotodetector, em uma tensão proporcional com uma impedância de entrada muito alta. O ganho de amplificação é controlado pela resistência ligada entre a entrada inversora e a saída.

varias fontes de ruído, para um melhor estudo dividiremos estas fontes em ruído eletrônico que é o gerado por o circuito detector e ruído óptico devido à luz.

### 3.2.1 Ruído eletrônico

Refere-se à ruído produzido pelos componentes eletrônicos acoplados com o detector. Quando existe uma etapa de amplificação eletrônica, há um incremento proporcional nesta quantidade, a qual fica facilmente mensurável pelo uso de um analisador de espectro convencional. Os ruídos eletrônicos dominantes são: ruído de escuro, ruído térmico e ruído de amplificação.

#### 3.2.1.1 Ruído térmico

É gerado pelo movimento aleatório dos portadores de carga em um meio condutor. A contribuição desta fonte de ruído é obtida principalmente nas resistências, considerando que a impedância de entrada do amplificador é muito maior do que a resistência de polarização  $R$ . Com isto, a corrente de ruído térmico  $i_T$  em uma resistência a uma temperatura  $T$  é expressa através do seu

valor quadrático médio como:

$$\langle i_T^2 \rangle = \frac{4k_B T}{R} B, \quad (3.13)$$

onde T é a temperatura em Kelvin, B é a largura de banda elétrica, e R é a resistência em ohms.

### 3.2.1.2 Ruído de escuro

Outro parâmetro considerado é a corrente escura, uma corrente reversa devida a fugas. Flui no circuito de polarização, quando nenhuma luz incide no fotodiodo. A corrente escura representa os portadores gerados pelos efeitos térmicos na junção, e o seu valor quadrático médio é dado por:

$$\langle i_D^2 \rangle = 2qBI_D \quad (3.14)$$

onde q é a carga do elétron e  $I_D$  é a corrente escura.  $I_D$  é um valor que depende do fotodiodo sendo redutível somente através de melhorias na fabricação.

### 3.2.1.3 Ruído de ganho na amplificação

Na etapa de amplificação os diversos tipos de ruídos são também amplificados junto com o ruído de disparo, na largura de banda considerada. Quando o ganho é de natureza aleatória, a média e a variância da foto-corrente são obtidas considerando um valor médio de ganho:

$$\begin{aligned} \langle i \rangle &= q \langle G \rangle \eta \Phi, \\ \langle i_{amp}^2 \rangle &= 2q \langle G \rangle \langle i \rangle BF, \end{aligned} \quad (3.15)$$

com G sendo a voltagem de ganho e B a largura de banda. O fator F constitui o chamado excesso de ruído, o qual esta composto de diferentes contribuições no interior do amplificador. F é fornecido pelo fabricante junto com as especi-

ficações técnicas.

Por causa da independência estatística das fontes de ruído, as variâncias de cada uma podem ser somadas, onde a soma destas contribuições da o ruído eletrônico:

$$\langle i_{ele}^2 \rangle = \langle i_T^2 \rangle + \langle i_D^2 \rangle + \langle i_{amp}^2 \rangle, \quad (3.16)$$

de modo que estas fontes de ruído eletrônico devem ser minimizadas na procura de obter o máximo sinal de ruído óptico ( $\langle i_{ele}^2 \rangle \ll \langle i_{SN}^2 \rangle$ ). Discutiremos a seguir as origens do ruído gerado durante o processo de detecção do campo eletromagnético.

### 3.2.2 Ruído quântico

A natureza e propriedades do ruído intrínseco associado à detecção do campo electromagnético serão descritas a seguir.

A detecção de luz em um fotodetector baseado em heteroestruturas semicondutores é um processo que envolve a geração de pares elétron-buraco pela absorção de fótons. Para um detetor ideal o sinal que medimos carrega informação acerca da dinâmica de chegada dos fótons. No caso de um laser ideal, supostamente emitindo radiação coerente, a estatística de chegada da radiação é uma distribuição de probabilidade que segue a distribuição de Poisson.

$$P(n) = \frac{\bar{n}^n e^{-\bar{n}}}{n!}. \quad (3.17)$$

#### 3.2.2.1 Ruído de fótons

Para a distribuição de Poisson dada pela equação 3.17, a incidência aleatória dos fótons no detetor prevê que o número médio de fótons seja

$$\bar{n} = \frac{Pt}{\hbar\omega}, \quad (3.18)$$

com  $t$  sendo o tempo de integração do detector e  $P$  a potência óptica.

### 3.2.2.2 Ruído Foeletrônico

O número  $m$ , de foto-elétrons detectados num intervalo de tempo  $t$ , é um número aleatório com um valor médio  $\bar{m} = \eta\bar{n}$ . Quando o número de fótons é descrito por uma distribuição de Poisson, o valor médio e da variância da foto-corrente são dadas pelas expressões:

$$\begin{aligned}\langle i \rangle &= q\eta\Phi, \\ \langle i_n^2 \rangle &= 2q \langle i \rangle B,\end{aligned}\tag{3.19}$$

A relação sinal-ruído SNR pode ser escrita como  $\eta\Phi/2B$ . O ruído quântico que medimos é o ruído foto-eletrônico  $i_n$  associado ao ruído dos fótons, sendo também conhecido como ruído balístico, ou *shot noise*.

Como já foi mencionado, a saturação nos fotodetectores condiciona as medições feitas, pois é fundamental haver uma relação linear entre as flutuações da intensidade da radiação e as flutuações da fotocorrente gerada por esta. A saturação pode ocorrer tanto no fotodetector quanto na eletrônica de amplificação do sinal. No fotodetector a resposta temporal deste é um fator importante, a ser comparado com a taxa de incidência de fótons. Os fatores estruturais que afetam a velocidade de resposta do detector são: (i) a capacitância intrínseca, criada pela junção e aquela associada com o empacotamento do semiconductor; (ii) o tempo de difusão de portadores para fora da região da junção; e (iii) o tempo de trânsito dos portadores na região de depleção. Para um dado detector, a saturação ocorre quando a taxa de chegada dos fótons é maior que o inverso do tempo de resposta. Há alguma liberdade nas escolhas dos parâmetros do sistema de detecção para minimizar estes efeitos.

Após a detecção, a amplificação deve ser tal que incremente o sinal dentro da

largura de banda intrínseca do detector com a **menor relação sinal-ruído**. Posteriormente apresentaremos o fotodiodo usado na experiência desenvolvida e descreveremos as características de operação com o propósito de entender o processo de aquisição de dados da luz comprimida.

### 3.3 Técnicas de medição de ruído

Nesta seção apresentamos as técnicas experimentais mais comumente empregadas na detecção de ruído quântico. São elas: (1) detecção direta; (2) detecção homodina; (3) detecção heterodina e (4) detecção balanceada.

#### 3.3.1 Detecção direta

Na detecção direta um feixe de luz incide diretamente sobre um único detector usualmente sendo um fotodiodo de alta eficiência e na configuração de tensão reversa. Neste caso o resultado da medida é uma fotocorrente que é diretamente proporcional à potência óptica incidente. Podemos empregar um esquema de amplificação eletrônica para obter leituras apreciáveis das flutuações. O principal fator limitante no uso deste procedimento é que ele incorpora as fontes de ruído indesejadas, tais como as flutuações de natureza clássica que estejam presentes no feixe incidente. Qualitativamente o detector registra a va-

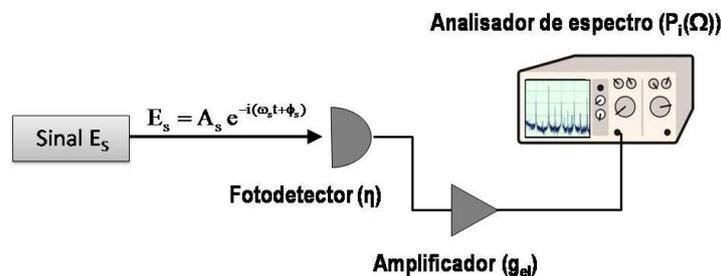


Figura 3.3: Arranjo para detecção direta

riação da intensidade dentro da banda de frequências do sistema. No caso de

radiação monocromática de amplitude  $A_s$ , frequência  $\omega_s$  e fase  $\phi_s$ , a corrente medida é uma média temporal do campo, eliminando a frequência óptica  $\omega_s$ .

$$\langle I_S \rangle_{tempo} = |E_S|^2 = A_S e^{-i(\omega_s t + \phi_s)} A_S^* e^{i(\omega_s t + \phi_s)} = |A_S|^2, \quad (3.20)$$

com  $E_S$  definido na figura 3.3, a corrente gerada no fotodetector é  $i(t) \propto |A_S|^2$ . Da equação 3.20, infere-se que a detecção direta permite medir intensidade da radiação e a intensidade do ruído. Entretanto, informações sobre as quadraturas não são acessíveis.

### 3.3.2 Detecção homodina

No estudo do ruído quântico é preciso adquirir dados quantitativos acerca do comportamento das quadraturas do campo elétrico. Havendo considerado as limitações da técnica de detecção direta, consideramos um método diferente, o qual se caracteriza pela incorporação de outro feixe de luz, usado como referência, usualmente chamado de oscilador local. Quando o oscilador local possui a mesma frequência do sinal a ser medido, o método de detecção é denominado homodino. Caso contrario o procedimento é heterodino. Na detecção

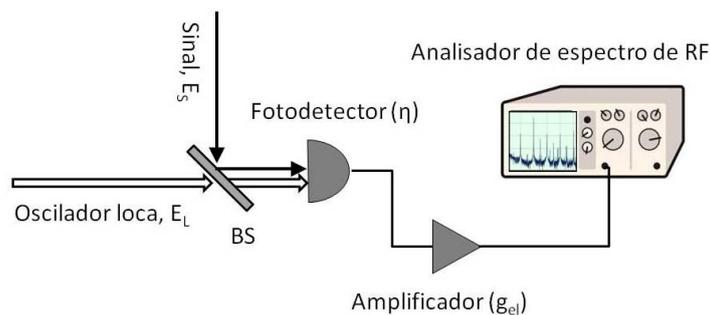


Figura 3.4: Arranjo para detecção homodina

homodina faz-se uso de um laser intenso como oscilador local. O feixe de sinal a ser medido é combinado com o primeiro e o detetor mede a interferência entre estes dois feixes sendo, portanto, sensível à diferença de fase entre estes

dois feixes. Denominando por  $E_{LO}$  e  $E_S$  os campos do oscilador local e do feixe de sinal, teremos que

$$\begin{aligned} E_{LO} &= A_{LO}e^{-i(\omega_{LO}t+\phi_{LO})}, \\ E_S &= A_S e^{-i(\omega_S t+\phi_S)}, \end{aligned} \quad (3.21)$$

O divisor de feixe BS é escolhido de modo que o oscilador local tenha uma potência maior que o sinal. Levando em conta que a frequência do oscilador local é a mesma do sinal, isto é  $\omega_{LO} = \omega_S$ , o campo visto pelo detetor é dado pela relação  $E(t) = TE_S + RE_{LO}$  cuja intensidade pode ser escrita como

$$\langle I(t) \rangle \propto |E(t)|^2 = T^2 |A_S|^2 + R^2 |A_{LO}|^2 + 2A_S A_{LO} \cos(\phi_S - \phi_{LO}), \quad (3.22)$$

Em consequência a fotocorrente será

$$i(t) = i_S + i_{LO} + 2\sqrt{i_S i_{LO}} \cos(\phi_S - \phi_{LO}). \quad (3.23)$$

Verifica-se da equação 3.23 que a fotocorrente gerada através da detecção homodina é sensível à fase e que pode ser usada para medir as quadraturas do campo de sinal. Esta é, portanto, um tipo de medida projetiva nas quadraturas.

### 3.3.3 Detecção heterodina

Na detecção heterodina a frequência de oscilador local é diferente da frequência do sinal, de modo que  $\omega_{LO} \neq \omega_S$ . As definições dadas nas equações 3.21 permanecem validas e a amplitude do campo que incide sobre o detetor será

$$|E(t)|^2 = T^2 |A_S|^2 + R^2 |A_{LO}|^2 + 2RT A_S A_{LO} \cos(\omega_{IF}t + \phi_S - \phi_{LO}). \quad (3.24)$$

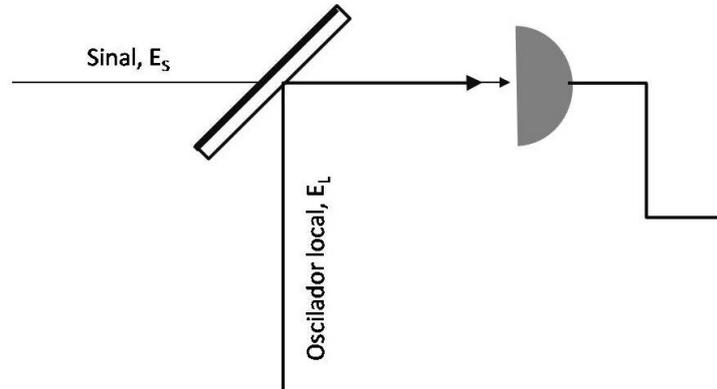


Figura 3.5: Arranjo para detecção heterodina

Consequentemente:

$$i(t) = i_S + i_{LO} + 2\sqrt{i_S i_{LO}} \cos(\omega_{IF}t + \phi_S - \phi_{LO}) \quad (3.25)$$

com  $\omega_{IF} = \omega_S - \omega_{LO}$ . Na detecção heterodina é necessário que a largura de banda do sistema de detecção (fotodiodo e o respectivo amplificador) seja maior que a diferença de frequência entre os campos incidentes, isto é  $B > f_{IF} \equiv \omega_{IF}/2\pi$ . Aqui cabe ressaltar que é habitual denominar de detecção homodina à situação em que a frequência de batimento  $f_{IF}$  seja menor ou da ordem que algumas dezenas de MHz.

### 3.3.4 Detecção balanceada

A detecção balanceada é uma técnica em que a radiação é dividida por um elemento óptico em dois feixes de potências ópticas iguais, sendo detectados por dois fotodiodos separados. As fotocorrentes geradas são adicionadas ou subtraídas, dependendo da necessidade e alternativas que fornece o fotodetector empregado. O acoplamento eletrônico permite estabelecer que tipo de correlação existe entre o ruído produzido em cada detector. O ruído clássico pode ser facilmente removido pela quando as fotocorrentes são subtraídas. Usando detecção balanceada verifica-se que as flutuações na fotocorrente produzida em

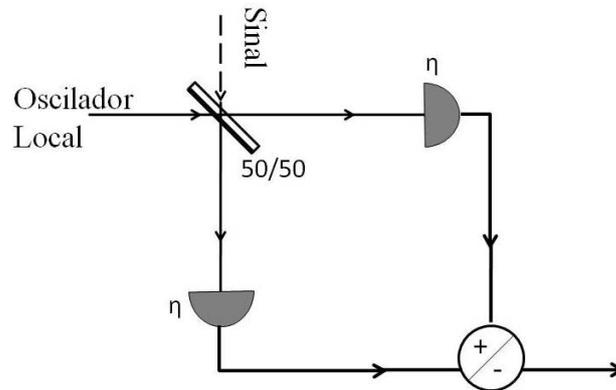


Figura 3.6: Arranjo para detecção balanceada

cada detector, associadas ao ruído quântico, não apresentam correlação: se o detector operar no modo de subtração as flutuações não se anulam.

Uma maneira de eliminar os efeitos das flutuações clássicas e ainda realizar uma medida projetiva nas quadraturas consiste em combinar detecção diferencial com a detecção homodina. Esta é uma das técnicas padrão da óptica quântica, e que será usada na parte experimental desta dissertação.

### 3.4 Ruído balístico ou shot noise

A natureza quântica da luz dá origem ao ruído conhecido como ruído de disparo, ou ruído balístico, ou ainda *shot noise*. Conforme vimos anteriormente, mesmo a radiação mais "clássica", que é a radiação coerente emitida por um laser, é caracterizada pelo fato que o fluxo de fótons não é uma sequência regular de eventos, mas descrito por uma distribuição de probabilidades associadas a um processo Poissoniano, em que o tempo de chegada dos fótons ao detector é uma variável aleatória.

A corrente produzida por elétrons gerados pelos fótons incidentes sobre o detector apresentara ruído desta natureza. A variação temporal da fotocorrente pode ser escrita como:  $i(t) = \langle i \rangle + \Delta i(t)$ , onde  $\langle i \rangle$  é o valor médio da foto-

corrente e  $\Delta i(t)$  representa as flutuações da corrente em torno do seu valor médio. O valor médio de  $\Delta i(t)$  é nulo, mas seu valor RMS  $\Delta i_{RMS} = \sqrt{\overline{\Delta i(t)^2}}$  é diferente de zero.

Um exemplo importante é o vácuo, que pode ser considerado um campo coerente de amplitude de campo nulo. Neste caso teríamos  $\langle i \rangle = 0$  e  $\Delta i_{RMS} \neq 0$ .

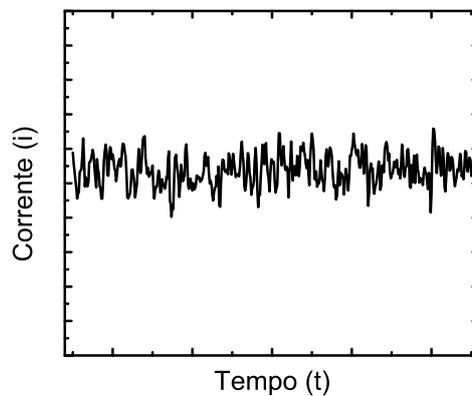


Figura 3.7: Flutuações da fotocorrente produzida no processo de detecção. As medidas foram feitas com um esquema de detecção balanceado.

### 3.4.1 Descrição clássica do ruído balístico (*shot noise*)

Um dos aspectos curiosos em relação ao ruído balístico em um fotodetector é que podemos fazer uma descrição clássica que levando em conta apenas a natureza corpuscular dos elétrons e a aleatoriedade do instante em que os fotoelétrons são gerados pelo campo eletromagnético incidente. As expressões obtidas desta forma são idênticas às que obtemos fazendo um tratamento quântico da radiação incidente.

Consideremos, portanto, o processo de emissão aleatória de elétrons num modelo do fotodiodo que consiste de um cátodo e um anodo, tal como mostrado na figura 3.8. Suponha um evento que tem a ver com a emissão de um elétron pelo

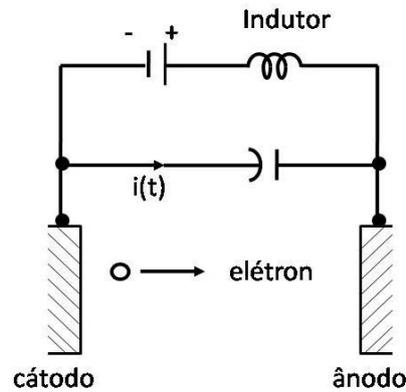


Figura 3.8: Ilustração esquemática do circuito modelado para descrição dos processos de ruído balístico

cátodo no instante  $t = 0$  gerando uma corrente mensurável  $i(t)$ . Tal evento cria uma resposta  $h(t)$  num intervalo de tempo  $T$ . Se o intervalo de tempo de observação for longo comparado à função resposta e houverem vários eventos neste intervalo de tempo, a fotocorrente total será dada por

$$i(t) = q \sum_r h(t - t_r), \quad (3.26)$$

onde  $t_r$  é o instante de emissão e  $h(t)$  é a função resposta da corrente induzida por uma carga, no domínio do tempo. A forma da função  $h(t)$  depende de variáveis com a velocidade do elétron durante o trânsito  $\tau$  mas que supomos ser devidamente normalizada, isto é,

$$\int_{-\infty}^{\infty} h(t) dt = 1. \quad (3.27)$$

Se a velocidade dos elétrons for constante durante seu trânsito no detector a função  $h(t)$  é retangular, com duração  $\tau$  e amplitude  $1/\tau$ . O somatório da equação 3.26 é feita sobre o número de eventos no intervalo de tempo  $T$ . O espectro da corrente medido através do analisador de espectro é a transformada de Fourier da função de autocorrelação. Em vista disso, iremos calcular a

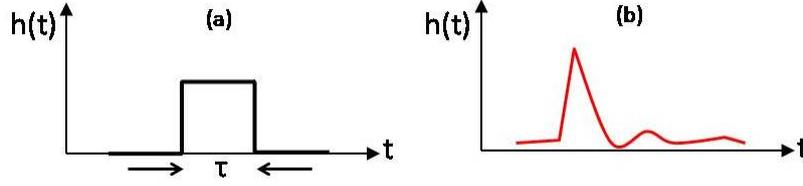


Figura 3.9: Função de resposta  $h(t)$ . (a) Quando a velocidade do elétron é constante. (b) Velocidade variável.

função de autocorrelação da corrente medida com  $t' = t - \tau$  :

$$\langle i(t)i(t - \tau) \rangle = q^2 \left\langle \sum_{r,r'} h(t - t_r) h(t' - t_{r'}) \right\rangle. \quad (3.28)$$

Se os tempos de chegada são aleatórios, então deve-se distinguir entre os produtos de termos referentes a eventos onde  $r = r'$  (mesmo fotoelétron), e eventos onde os instantes de tempo são diferentes:

$$\langle i(t)i(t - \tau) \rangle = q^2 \left\langle \sum_{r=r'} h(t - t_r) h(t' - t_{r'}) \right\rangle + q^2 \left\langle \sum_{r \neq r'} h(t - t_r) h(t' - t_{r'}) \right\rangle. \quad (3.29)$$

Para um processo estacionario a função de autocorrelação depende unicamente de  $\tau$ :

$$\left\langle \sum_{r=r'} h(t - t_r) h(t' - t_{r'}) \right\rangle = \Gamma \int h(t) h(t - \tau) dt, \quad (3.30)$$

onde  $\Gamma$  é a taxa média de geração de portadores (proporcional à intensidade da radiação incidente). Para eventos independentes:

$$\left\langle \sum_{r \neq r'} h(t - t_r) h(t' - t_{r'}) \right\rangle = \Gamma \int h(t - t_r) dt_r \Gamma \int .h(t' - t_{r'}) dt_{r'} = \Gamma^2 \quad (3.31)$$

Para  $N$  eventos no intervalo de tempo  $T$ , com  $N \rightarrow \infty$ , verifica-se que a função de autocorrelação é:

$$\langle i(t)i(t-\tau) \rangle = q^2\Gamma \int h(t)h(t-\tau)dt + q^2\Gamma^2. \quad (3.32)$$

A densidade espectral da corrente  $\Phi_i(\Omega)$ , é a transformada de Fourier da função de autocorrelação. Obtemos portanto:

$$\Phi_i(\Omega) = \frac{q^2}{2\pi} [\Gamma |H(\Omega)|^2 + 2\pi\Gamma^2\delta(\Omega)], \quad (3.33)$$

onde  $H(\Omega)$  é a transformada de Fourier da função de autocorrelação de  $h(t)$ , definida por  $|H(\Omega)|^2 = \int d\tau \int h(t)h(t-\tau)e^{i\Omega\tau}dt$ . Usando a normalização de  $h(t)$  a equação 3.33 pode ser reescrita como

$$\Phi_i(\Omega) = \frac{q^2}{2\pi} (\Gamma + 2\pi\Gamma^2\delta(\Omega)). \quad (3.34)$$

O primeiro termo de 3.34 é o espectro de shot noise. O segundo termo, é a função delta na origem expressando a parte determinística do espectro associado com a corrente DC. Se os pulsos de corrente são curtos comparados com o inverso da largura de banda,  $h(t)$  pode ser aproximada pela função delta e o espectro do ruído torna-se branco. Se o espectro é medido por um analisador de espectro com um filtro de largura de banda  $\Delta\Omega$ , centrada na frequência  $\Omega_0$ , a média quadrática das flutuações na corrente é:

$$2\Phi_i(\Omega_0)\Delta\Omega = \frac{q^2}{\pi}\Gamma\Delta\Omega = 2qi_0B, \quad (3.35)$$

onde  $i_0 = q\Gamma$  é a corrente média,  $B$  é a largura de banda em Hz ( $B = \frac{\Delta\Omega}{2\pi}$ ). A equação anterior é a expressão usual para o cálculo de shot noise. Levando em conta estas ideias, abordaremos uma descrição mais profunda dos principais aspectos de operação do analisador de espectro usado na montagem experi-

mental.

### 3.4.2 Analisador de espectro (ESA) N9320B

É possível acessar o espectro de frequências que compõem um sinal elétrico, tal como uma fotocorrente, através de um analisador de espectro (ESA). Em nossos experimentos utilizamos o ESA da Agilent, modelo N9320B [47]. O esquema genérico deste analisador de frequências é similar ao de outros dispositivos com esta função e está mostrado na figura 3.10 abaixo.

Conforme à figura 3.10, o sinal a ser analisado passa por um atenuador que serve de proteção, evitando sobrecarga ou distorções devido a saturação. Posteriormente o sinal passa por um filtro passa-baixa, que impede que sinais fora da banda desejada sejam adicionados. O sinal filtrado é introduzido em um *mixer* onde é multiplicado pela saída de um oscilador local eletrônico, que possui uma amplitude fixa e frequência variável. A qualidade deste oscilador determina a resolução e precisão das medidas no domínio da frequência. Na saída do *mixer* estão presentes os sinais originais, assim como seus harmônicos, além das somas e diferenças de frequências do oscilador local e do sinal original. Em seguida, há um amplificador de ganho variável usado para ajustar a posição vertical dos sinais sobre a tela sem afetar o nível do sinal na entrada do misturador.

Após do amplificador, existe uma etapa onde é ajustada a resolução da banda (RBW) pela utilização de filtros. Um filtro de banda determina a frequência intermediária, sendo este quem seleciona a mistura desejada e rejeita todos os outros sinais. Em seguida, o sinal de saída é integrado usando um filtro passa-baixa com uma frequência de corte conhecida como VBW (largura de banda de vídeo). Finalmente o sinal decomposto é apresentado na tela. Em conclusão um ESA permite obter medições da composição espectral da potência elétrica  $P(\Omega)$ , em função da frequência de detecção de um sinal elétrico  $i(t)$ .

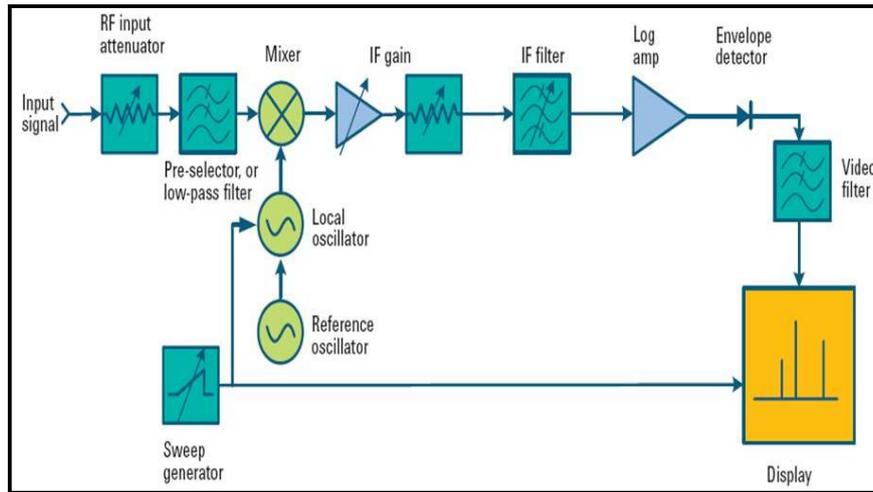


Figura 3.10: Diagrama de blocos correspondente ao ESA que foi utilizado no experimento.

O anterior ocorre para uma faixa espectral em torno da frequência de detecção, dependente da (RWB). Por conseguinte, na equação 3.36, o ruído de disparo irá depender da configuração da largura de banda (RBW) no analisador de espectro. O analisador de espectro eletrônico não é sensível à fase do sinal de entrada.

### 3.5 Medidas de shot noise

Como já temos discutido anteriormente, um detector que produz um fluxo de corrente num tempo médio, exhibe ruído de disparo ou shot noise, em torno da corrente média  $i_0$ . A media quadrática das flutuações na corrente, devidas ao *shot noise* produzida por uma corrente  $i_0$  em uma largura de banda B é dado pela equação 3.35. A largura de banda B (RBW) é ajustada no ESA. Uma potência óptica P, com frequência óptica  $\omega$ , que incide sobre um fotodetector de eficiência quântica  $\eta$ , produz uma corrente dada pela equação 3.2. A resposta

do analisador de espectro é dada pela seguinte relação:

$$P_{n(ele)} = \frac{2\eta R q^2 B}{\hbar\omega} P, \quad (3.36)$$

tendo em conta isto,  $P_{n(ele)} = R \langle i_n^2 \rangle$ . Quando comparamos com a já conhecida equação  $i_0 = \frac{\eta P}{\hbar\omega}$  fica evidente que a potência elétrica medida no analisador de espectro é proporcional à potência óptica.

Com o objetivo de otimizar a técnica experimental de compressão de ruído, inicialmente fizemos testes na procura de achar o melhor esquema para caracterizar o ruído de disparo. A configuração utilizada é mostrada na figura 3.11. Como fonte de radiação usamos um laser construído no laboratório, cujo meio

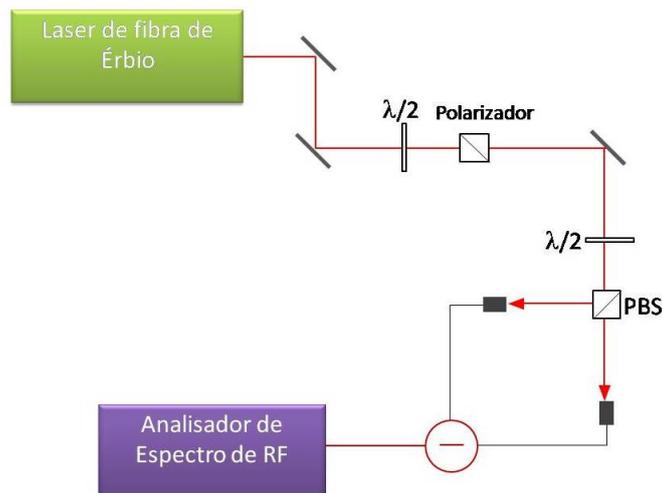


Figura 3.11: Configuração utilizada para caracterização de ruído balístico

de ganho é uma fibra dopada com érbio, e produz pulsos de duração aproximada de 200 fs e potência de pico de 1.2 kW, a uma frequência de repetição de aproximadamente 146 MHz. Dois espelhos direcionam o feixe até uma placa  $\lambda/2$ , o qual garante uma polarização linear neste estágio da montagem. Adicionalmente, um polarizador contíguo à placa de meia onda permite controlar a potência do sinal. Seguidamente temos outra placa  $\lambda/2$  adjacente a um divisor de feixe por polarização (PBS). Este último arranjo permite balancear

a intensidade na saída de cada um dos feixes produzidos pelo PBS, que irão ser posteriormente detectados. Finalmente observamos que a estrutura de detecção é balanceada e heterodina. Note-se que neste aparato a *heterodinagem* envolve o batimento entre o oscilador local (laser) e o sinal (vácuo) que entra pela porta ortogonal à do laser. Desta forma o oscilador local serve para amplificar o ruído do vácuo. Realizou-se um alinhamento cuidadoso dos elementos da montagem. Tendo apresentado os componentes do arranjo experimental, o

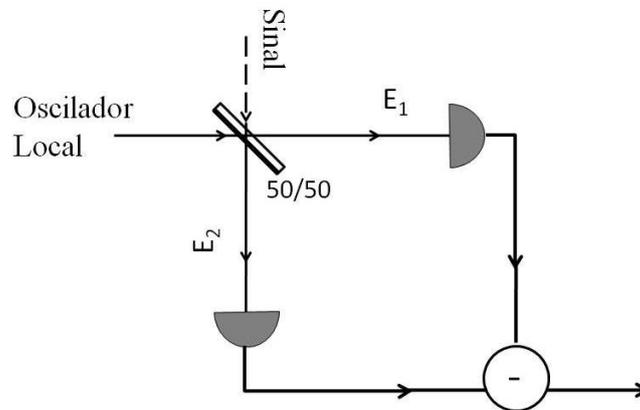


Figura 3.12: Apresenta-se uma figura ampliada da etapa de detecção correspondente ao esquema da figura 3.11.

próximo passo é a modelagem semi-classica do ruído balístico. Para isto consideramos a figura 3.12, onde o feixe denominado sinal é o vácuo. Conforme a isto, escrevemos duas expressões para o campo do oscilador local  $E_{LO}(t)$  e o campo do sinal (vacuo)  $E_{SV}$ .

$$\begin{aligned} E_{LO}(t) &= A_{LO}e^{-i(\omega_{LO}t)} \\ E_{SV}(t) &= A_{SV}e^{-i(\omega_{SV}t)}, \end{aligned} \quad (3.37)$$

nas duas saídas do divisor de feixe, nos temos campos dados pelas expressões:

$$\begin{aligned} E_1(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_{LO} e^{-i(\omega_{LO}t)} + A_{SV} e^{-i(\omega_{SV}t)}) \\ E_2(t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_{LO} e^{-i(\omega_{LO}t)} - A_{SV} e^{-i(\omega_{SV}t)}). \end{aligned} \quad (3.38)$$

O sinal no detector 1 é proporcional à quantidade:

$$|E_1|^2 = \frac{1}{2} (|A_{LO}|^2 + A_{LO} A_{SV}^* e^{-i(\omega_{LO}-\omega_{SV})t} + A_{LO}^* A_{SV} e^{i(\omega_{LO}-\omega_{SV})t} + |A_{SV}|^2). \quad (3.39)$$

Analogamente para o detector dois. Se a subtração dos sinais é feita (detecção diferencial), obtemos que:

$$i(t) = q\gamma (|E_2|^2 - |E_1|^2) = q\gamma (A_{LO} A_{SV}^* e^{-i(\omega_{LO}-\omega_{SV})t} + A_{LO}^* A_{SV} e^{i(\omega_{LO}-\omega_{SV})t}), \quad (3.40)$$

$$\langle i^2(t) \rangle = 2q^2\gamma^2 (|A_{LO}|^2 + |A_{SV}|^2), \quad (3.41)$$

onde  $\gamma$  aparece como uma constante de proporcionalidade. Evidentemente o oscilador local dominará na equação. Neste sentido, podemos afirmar que  $|A_{LO}|^2 \gg |A_{SV}|^2$ , então:

$$\langle i^2(t) \rangle = 2q^2\gamma |A_{LO}|^2 B. \quad (3.42)$$

O ruído devido à corrente shot noise nos detectores é a soma deste ruído em cada detector

$$\begin{aligned} I_0 &= \frac{1}{2} q\gamma |A_{LO}|^2 \\ I_0 &= \eta q \frac{P}{\hbar\omega}. \end{aligned} \quad (3.43)$$

Então temos uma potência de ruído na detecção balanceada igual a:

$$P_{n(ele)} = \frac{4\eta R q^2 B}{\hbar\omega} P. \quad (3.44)$$

### 3.5.1 Fotodetector PDB460C

O fotodetector utilizado nos experimentos realizados nesta dissertação é um sistema comercial. Trata-se do fotodetector balanceado PDB460C Thorlabs [48], com dois fotodiodos de InGaAs PIN e um amplificador de transimpedância de alta velocidade, ultra-baixo ruído que gera uma tensão de saída proporcional à diferença entre as foto correntes nos dois fotodiodos, ou seja, os dois sinais ópticos de entrada. Além disso, tem duas saídas de baixa frequência (Monitor + e Monitor -) para observar os níveis de potência DC de entrada ópticos em cada fotodiodo separadamente. A figura 3.13 mostra um diagrama de blocos funcional do PDB460C.

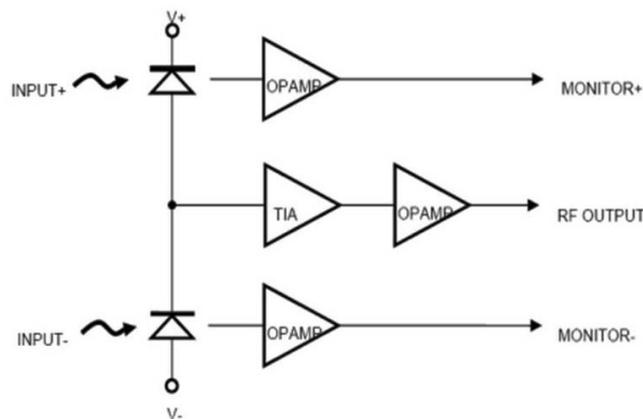


Figura 3.13: Diagrama funcional de blocos do fotodetector PDB460C Thorlabs

O diâmetro dos detetores deste dispositivo é de 0.15 mm, e a responsividade é tal que sua eficiência quântica é  $\eta \approx 0.85$  para  $\lambda = 1560$  nm, que é o comprimento de onda do laser usado no laboratório. A tabela 3.1 resume as características do fotodetector proporcionadas pelo fabricante.

Tabela 3.1: PDB460C Características

Grandeza	Valor
Material detector / tipo	InGaAs/PIN
Faixa de comprimento de onda	800 nm - 1700 nm
Responsividade Maxima	1.0 A/W
Diâmetro do Fotodetector	0.15 mm
RF-Largura de banda de saída (3dB)	DC - 200MHz
Rejeição de modo comum	$> 25dB(Typ. > 35dB)$
Transimpedância de Ganho	$30 \times 10^3$ V/A
Conversão de Ganho de RF-saída	$30 \times 10^3$ V/W
Potencia de Saturação CW	$120\mu W @ 1550nm$
Potência Maxima de entrada (limiar de dano fotodiodo)	20 mW
NEP (DC-100 MHz)	$6.0pW/\sqrt{Hz}$
Ruído Integrado (DC-200 MHz)	130nVRMS
Ruído geral da tensão de saída	2.3 mVRMS

A responsividade de pico do fotodiodo é a responsividade máxima que nos consideraremos nas experiências; os valores da transimpedância e ganho de conversão da saída de RF são sempre dadas em cima de uma carga de alta impedância; o ruído integrado é sempre dado desde DC para a largura de banda do detector real, medida como potencia RMS em uma carga de  $50 \Omega$ . O ruído geral da tensão de saída (VRMS) é o valor que pode ser medido através de uma carga de  $50 \Omega$  em uma largura de banda grande, a máxima potência de entrada é o limiar de danos do fotodiodo. Para este fotodetector os adaptadores estão alinhados para conectar com fibra mono modo SMF28 com conectores PC que garantem um melhor alinhamento. A potência de entrada óptica (ou a diferença entre as potências de entrada óptica) não deve exceder a potência CW de saturação. No modo de detector único, a potência óptica de entrada deve ser inferior à potencia de saturação CW listados na especificação, a fim de evitar a saturação do amplificador de saída de RF. No modo balanceado, a diferença entre as potências ópticas de entrada deve ser inferior à da saturação de energia CW. Dependendo da resposta, usamos filtros de densidade neutra externos ou atenuadores para reduzir o nível de luz de entrada.

Na figura 3.14 a seguir, apresentamos um gráfico que indica os níveis de ruído fundamentais dos elementos principais da montagem, fazendo a detecção diferencial com o vácuo como sinal de entrada e o nosso laser como oscilador local. São mostrados os níveis de ruído para as seguintes situações: (i) laser e detetor desligados, traço preto; (ii) detetor ligado, com o laser desligado, traço vermelho e (iii); detetor ligado e laser ligado, traço azul. Nesta última situação é necessário enfatizar que a subtração entre os sinais dos dois detetores permite atingir uma rejeição de modo comum que tipicamente é da ordem de 40 dB na potência de RF (20 dB na tensão). Em alguns momentos foi possível chegar a uma rejeição próxima de 60 dBm na potência de RF, com um ajuste cuidadoso do sistema. Na situação (i) o que registramos é o ruído do próprio analisador

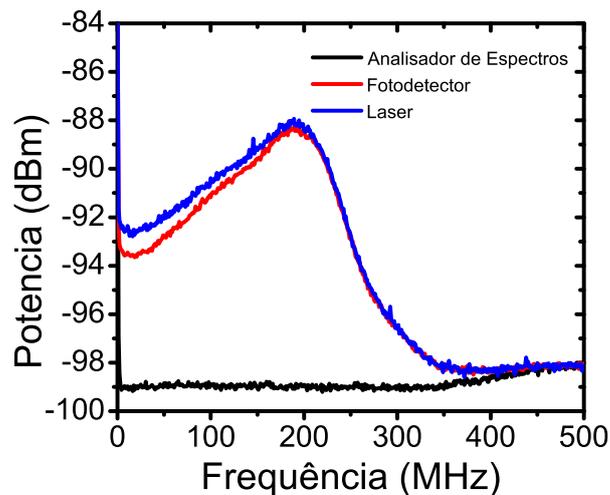


Figura 3.14: Resultado experimental dos espectros de ruído intrínseco, medidos para cada um dos elementos que compõem o arranjo experimental. Preto: analisador de espectro. Vermelho: fotodetector sem radiação. Azul: laser. Os parâmetros no analisador de espectro foram: frequência central = 250 MHz, Span = 500 MHz, atenuação = 10 dBm, média = 100, RBW = 1 kHz.

de espectros, ao passo que a situação (ii) informa o ruído do fotodetector e seu respectivo amplificador. Finalmente o traço correspondente à situação (iii) registra o ruído balístico devido às flutuações de vácuo, amplificadas pelo oscilador local, que é nosso laser. Desta figura são evidentes as limitações do nosso

sistema, baseado no detetor comercial: temos apenas um ruído balístico com cerca de apenas 2 dB acima do ruído eletrônico, o que limita dramaticamente as reduções de ruído que podemos medir com confiança.

### 3.5.2 Aquisição de dados. Medidas de ruído.

Na figura 3.15 é apresentada uma foto da montagem feita para estudo de ruído.



Figura 3.15: Aparato experimental empregado para a medição de ruído quântico.

A placa de meia onda contígua ao PBS, esta equipada de um parafuso micrométrico que permite ajustar o balanço dos sinais, tendo assim uma rejeição de intensidade mínimo de 30 dBm. Conforme mencionado anteriormente, em nossas medidas foi possível atingir rejeições da ordem de 40 - 60 dBm. Variando a potência óptica do laser através da primeira placa de onda na montagem, foram registrados espectros (figura 3.16) com span de 1 MHz e 500 kHz, para uma frequência central de 20MHz. Medidas do ruído de disparo foram feitas para cada registro de compressão de ruído, as quais serão reportadas posteriormente. Devemos tomar muito cuidado com a saturação dos amplificadores, porque ter uma saturação de RF isso pode afetar o desempenho do detector

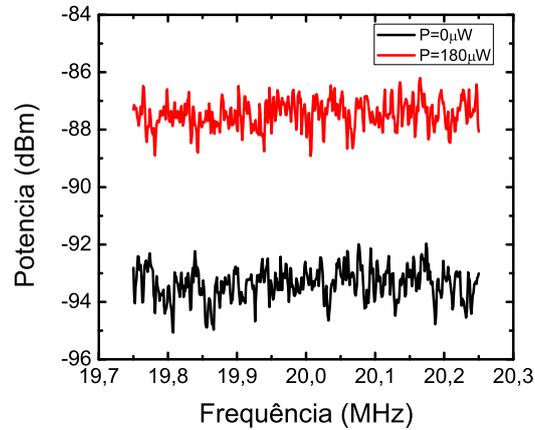


Figura 3.16: Comportamento do espectro de ruído em função da potência óptica que incide no fotodetector

em outras frequências e mudar o espectro de ruído e até mesmo ser confundido com squeezing. Uma medição de ruído confiável é uma situação que mostra a dependência linear da potencia elétrica com a potência óptica (equações 3.36 e 3.44). A figura 3.17 mostra os resultados obtidos de a potência de ruído para diferentes potências ópticas.

Cada ponto no gráfico da figura 3.17 corresponde à media de o espectro gerado (mostrado no gráfico da figura 3.16) ao incidir uma potência óptica sob o detector. O comportamento linear dos pontos no gráfico 3.17, garante que as medições de ruído feitas são confiáveis, sendo consistentes com a teoria semiclássica desenvolvida anteriormente para a análise de ruído balístico. Para

Tabela 3.2: Valores de parâmetros para o calculo de  $\alpha$

Grandeza	Valor
Eficiência Quântica ( $\eta$ )	0.83
Resistência ( $R$ )	$50 \Omega$
Responsividade típica	$1.0 \text{ A/W}$
Largura de Banda ( $B$ )	$3 \text{ kHz} - 1 \text{ kHz}$
Comprimento de onda ( $\lambda$ )	$1.55 \mu\text{m}$

verificar a validade da teoria proposta, é importante levar em conta que o fo-

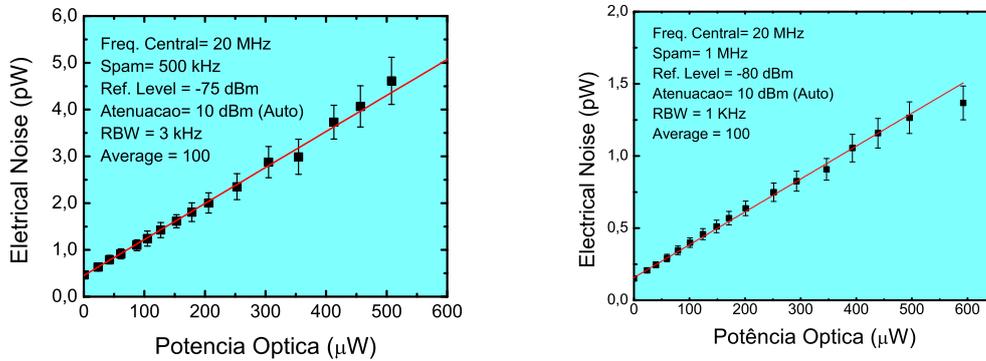


Figura 3.17: Dependência experimental da potencia eléctrica com a potencia óptica.

o detector usado possui ganho. Como consequência a equação 3.44 precisa ser modificada

$$P_{n(ele)} = \frac{4\eta R q^2 B}{\hbar\omega} G^2 P \quad (3.45)$$

Com isto, o valor da inclinação  $\alpha$  das retas na figura 3.17 é

$$\alpha = \frac{4\eta R q^2 B}{\hbar\omega} G^2 \quad (3.46)$$

Note-se que na anterior equação o único parâmetro que varia é a largura de banda  $B$ , que pode ser modificada através do controle RBW do analisador de espectro.

Tabela 3.3: Resultados experimentais e teóricos para duas larguras de banda. A constante de proporcionalidade dependente da largura de banda permanece na mesma ordem de magnitude para os resultados teóricos e experimentais. A resposta da potência elétrica como função da potência óptica é portanto linear aproximadamente até  $400 \mu\text{W}$ .

Largura de banda $B$	Resultado teórico $\alpha$	Resultado experimental $\alpha$
1 KHz	$1.21 \times 10^{-8}$	$0.24 \times 10^{-8}$
3 KHz	$3.63 \times 10^{-8}$	$0.77 \times 10^{-8}$

## 3.6 Teoría quântica da detecção

### 3.6.1 Descrição quântica da detecção direta

Para o tratamento quântico da teoria da detecção direta seguiremos a notação adotada por Haus [49]. Supomos que a radiação está confinada a um guia de onda (uma fibra óptica, por exemplo) de comprimento  $L$  que define a região de quantização. Os modos do campo são definidos pelos vetores unidimensionais de propagação  $\beta_m$ , onde  $m$  é um índice que caracteriza o modo e de  $\beta_m = \frac{2\pi m}{L}$ . A separação entre os vetores de onda é  $\Delta\beta = \frac{2\pi}{L}$ . Para dois modos separados por uma diferença  $\Delta\beta$  do vetor de propagação a separação em frequência é  $\Delta\omega = \frac{d\omega}{d\beta}$ ;  $\Delta\beta = v_g\Delta\beta$ , com  $v_g$  sendo a velocidade de grupo.

A largura de banda  $B$  do instrumento de medida, com tempo de integração  $T = 1/B$  determina o comprimento de quantização através da expressão  $L = v_g T = V_g/B$ .

No tratamento quântico o campo eletromagnético é descrito pelos operadores de criação e aniquilação de fótons,  $\hat{A}_m^\dagger$  e  $\hat{A}_m$ , respectivamente. Estes operadores satisfazem a relação de comutação

$$[\hat{A}_m, \hat{A}_n^\dagger] = \delta_{m n} \quad (3.47)$$

O operador número de fótons no modo  $m$  é  $\hat{n}_m \equiv \hat{A}_m^\dagger \hat{A}_m$ . No que segue supomos que um modo  $m$  é excitado e deixamos, momentaneamente, de usar este índice para não carregar a notação. O operador que descreve a criação de portadores no fotodetector é

$$\hat{Q} = q\hat{A}^\dagger \hat{A}. \quad (3.48)$$

Para estudar as flutuações da carga produzida no proceso de detecção consideraremos inicialmente um estado coerente cuja base natural são os autoestados

de número de fótons.

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_n \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle \quad (3.49)$$

com as propriedades  $\hat{A}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$  e  $\langle\alpha|\hat{A}^\dagger = \alpha^*\langle\alpha|$ . Sendo assim, o valor esperado da carga

$$\langle\alpha|\hat{Q}|\alpha\rangle = q\langle\alpha|\hat{A}^\dagger\hat{A}|\alpha\rangle = q|\alpha|^2 = q\langle n\rangle \quad (3.50)$$

Para calcular a variância precisamos do termo:

$$\langle\alpha|\hat{Q}^2|\alpha\rangle = q^2\langle\alpha|\hat{A}^\dagger\hat{A}\hat{A}^\dagger\hat{A}|\alpha\rangle = q^2\langle\alpha|\hat{A}^\dagger\hat{A}^\dagger\hat{A}\hat{A} + \hat{A}^\dagger\hat{A}|\alpha\rangle = q^2\langle n\rangle^2 + q^2\langle n\rangle \quad (3.51)$$

onde usamos a relação de comutação da equação 3.47. Finalmente obtemos o valor para a variância do operador de carga

$$\langle\alpha|\hat{Q}^2|\alpha\rangle - \langle\alpha|\hat{Q}|\alpha\rangle^2 = q^2\langle n\rangle^2 + q^2\langle n\rangle - q^2\langle n\rangle^2 = q^2\langle n\rangle \quad (3.52)$$

A equação 3.52 mostra que as flutuações da carga são proporcionais ao número médio de fótons avaliados em um intervalo de tempo.

### 3.6.2 Descrição quântica da detecção balanceada heterodina

Tendo apresentado uma descrição clássica para a técnica de detecção balanceada heterodina usada na caracterização do ruído de disparo, procederemos a apresentar uma descrição quântica deste procedimento de medida. O primeiro elemento óptico a considerar é o divisor de feixe. Os campos emergentes deste dispositivo são descritos em termos dos campos incidentes nas portas de

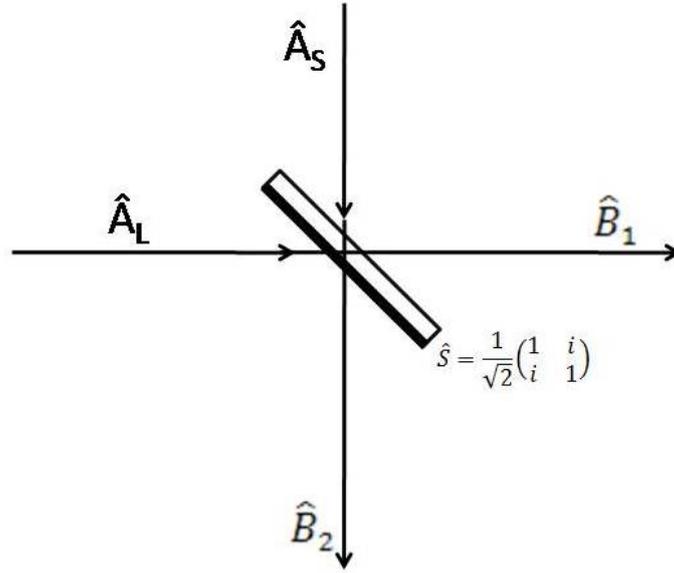


Figura 3.18: Esquema quântico do processo de mistura dos feixes no divisor.

entrada através de um operador unitário

$$\hat{S} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.53)$$

O campo de oscilador local ( $\hat{A}_{LO} = \alpha_{LO}e^{-i\omega_{LO}t}$ ) e campo do vácuo ( $\hat{A}_S = \alpha_S e^{-i\omega_S t}$ ), misturam-se no divisor de feixe de modo que as saídas ficam:

$$\begin{aligned} \hat{B}_1 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{A}_{LO} + i\hat{A}_S) \\ \hat{B}_2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (i\hat{A}_{LO} + \hat{A}_S). \end{aligned} \quad (3.54)$$

Como resultado, o operador de carga elétrica para detecção heterodina:

$$\hat{Q} = q (\hat{B}_1^\dagger \hat{B}_1 - \hat{B}_2^\dagger \hat{B}_2) = iq (\hat{A}_{LO}^\dagger \hat{A}_S - \hat{A}_S^\dagger \hat{A}_{LO}), \quad (3.55)$$

e o valor deste operador é

$$\begin{aligned}\langle \hat{Q} \rangle &= iq \langle \alpha_S | \langle \alpha_{LO} | \left( \hat{A}_{LO}^\dagger \hat{A}_S - \hat{A}_S^\dagger \hat{A}_{LO} \right) | \alpha_{LO} \rangle | \alpha_S \rangle \\ &= -2q |\alpha_{LO} \alpha_S| \text{sen} [(\omega_{LO} - \omega_S) t + \phi],\end{aligned}\quad (3.56)$$

onde  $\phi = \text{Arg}(\alpha_S \alpha_{LO}^*)$ . A variância das flutuações resulta em:

$$\begin{aligned}\langle \hat{Q}^2 \rangle - \langle \hat{Q} \rangle^2 &= -\langle \alpha_S | \langle \alpha_{LO} | q^2 \left( \hat{A}_{LO}^\dagger \hat{A}_S - \hat{A}_S^\dagger \hat{A}_{LO} \right) \left( \hat{A}_{LO}^\dagger \hat{A}_S - \hat{A}_S^\dagger \hat{A}_{LO} \right) | \alpha_{LO} \rangle | \alpha_S \rangle \\ &\quad + q^2 \left[ \langle \alpha_S | \langle \alpha_{LO} | q^2 \left( \hat{A}_{LO}^\dagger \hat{A}_S - \hat{A}_S^\dagger \hat{A}_{LO} \right) | \alpha_{LO} \rangle | \alpha_S \rangle \right]^2.\end{aligned}\quad (3.57)$$

Finalmente equação 3.57 reduz-se a:

$$\langle \hat{Q}^2 \rangle - \langle \hat{Q} \rangle^2 = q^2 (|\alpha_S|^2 + |\alpha_{LO}|^2) = q^2 (\langle n_S \rangle + \langle n_{LO} \rangle) \quad (3.58)$$

A variância na corrente detectada é proporcional à soma dos números de fótons do sinal e do oscilador local. Tal aproximação é legítima, quando a potência do sinal é muito menor do que a potência do oscilador local. Um detector configurado para capturar a diferença de frequência  $\Omega = |\omega_s - \omega_{LO}|$ , será capaz de identificar cada sinal nas entradas, a frequência da subtração e os seus respectivos batimentos (por exemplo num dos detectores podemos ter  $\omega_{LO} \pm \Omega$ ). Deste modo, usamos o operador do sinal  $\hat{A}_S$ , com frequência  $\omega_S$  e o operador  $\hat{A}_i$ , com frequência  $|2\omega_{LO} - \omega_S|$  para reescrever 3.55, de tal maneira que chegamos a:

$$\hat{Q} = -iq \left[ \hat{A}_{LO}^\dagger \left( \hat{A}_S + \hat{A}_i \right) - \hat{A}_{LO} \left( \hat{A}_S^\dagger + \hat{A}_i^\dagger \right) \right], \quad (3.59)$$

pela incorporação dos estados coerentes do sinal e a sua imagem tem-se:

$$\langle \hat{Q}^2 \rangle - \langle \hat{Q} \rangle^2 = 2q^2 |\alpha_{LO}|^2 = 2q^2 \langle n_{LO} \rangle. \quad (3.60)$$

Se comparado ao caso clássico, este resultado é totalmente similar quando o número de fótons do sinal é muito menor do que o número de fótons do oscilador local. A fim de estabelecer analogia com o caso clássico consideremos as flutuações da corrente. Se os pacotes de onda se propagam num comprimento  $L$  com uma velocidade de grupo  $v_g$ , o operador da corrente satisfaz:

$$\hat{i} = q \frac{v_g}{L} \hat{Q} = -iq \frac{v_g}{L} \left[ \alpha_{LO}^* (\hat{A}_S + \hat{A}_i) - \alpha_{LO} (\hat{A}_S^\dagger + \hat{A}_i^\dagger) \right], \quad (3.61)$$

assim, o valor esperado da corrente é dado por:

$$\langle \hat{i} \rangle = 2q \frac{v_g}{L} |\alpha_{LO} \alpha_S| \text{sen} [(\omega_{LO} - \omega_S) t + \phi], \quad (3.62)$$

com flutuações dadas por:

$$\langle \hat{i}^2 \rangle - \langle \hat{i} \rangle^2 = q^2 \left( \frac{v_g}{L} \right)^2 \left[ \langle \hat{Q}^2 \rangle - \langle \hat{Q} \rangle^2 \right] = 2q^2 \left( \frac{v_g}{L} \right)^2 \langle n_{LO} \rangle = \langle \hat{i}_n^2 \rangle = 2q I_{LO} B, \quad (3.63)$$

onde  $B = \frac{v_g}{L}$  e  $I_{LO} = qv_g \langle n_{LO} \rangle / L$ . Na análise da detecção heterodina fica evidente que as flutuações na corrente surgem da não comutatividade dos operadores que descrevem os processos físicos de criação e aniquilação de fótons.

No seguinte capítulo discutiremos estes tópicos e estabeleceremos a relação com as quadraturas do campo, introduzindo o método completo de compressão de ruído mais conhecido como squeezing. Tal método será desenvolvido pelo uso das propriedades não lineares em fibras ópticas, as quais processaram os feixes na intenção de atingir um campo de vácuo e um campo de referencia.

## Capítulo 4

# Medidas de compressão de ruído quântico - *squeezing*

Neste capítulo da dissertação descrevemos os resultados de nossas medidas de redução de ruído quântico de pulsos ultracurtos de luz após a passagem por um interferômetro de Sagnac construído em fibra óptica.

Em nossos experimentos compararemos o ruído do campo após o interferômetro de Sagnac com o ruído quântico do vácuo. Fazendo uso da técnica de detecção homodina balanceada o sinal que desejamos caracterizar é amplificado pelo campo de um oscilador local, tornando-o mensurável. No caso do vácuo, verificaremos que este ruído está presente em ambas as quadraturas; amplitude e fase; com as mesmas magnitudes. Para a radiação comprimida isto não é mais verdade e este fato manifesta-se de uma maneira bastante clara no experimento: o ruído em uma quadratura aumenta e reduz-se na outra.

Para uma análise adequada dos estados comprimidos de luz, neste capítulo iniciamos por apresentar uma descrição quântica dos operadores de quadratura e dos estados coerentes do campo eletromagnético. Posteriormente apresentamos os estados comprimidos em quadratura e discutimos brevemente os requisitos para sua geração e detecção, bem como a influência de perdas ópticas na

degradação da compressão de ruído quântico.

Finalmente discutimos como o efeito Kerr em uma fibra óptica pode produzir compressão de ruído quântico, introduzindo o fato de que, em nossos experimentos fazemos uso de lasers pulsados e a descrição quântica do fenômeno agora tem diferenças importantes em relação à descrição de compressão de ruído fazendo uso de radiação contínua (CW).

## 4.1 Quadraturas do campo

Para a descrição clássica das quadraturas do campo iniciamos por uma onda monocromática clássica com frequência angular  $\omega$ . Esta onda pode ser representada em termos de uma amplitude complexa  $\alpha(r, t)$  com amplitude real  $\alpha_0(r, t)$  e fase  $\phi(r, t)$

$$\alpha(r, t) = \alpha_0(r, t) e^{i\phi(r, t)}, \quad (4.1)$$

onde  $\phi$  é a fase absoluta que determina a direção da frente de onda. Nestes termos, o campo elétrico pode ser escrito como

$$E(r, t) = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 V}} (\alpha_0(r, t) e^{i\omega t} + \alpha_0^*(r, t) e^{-i\omega t}) = 2E_0 [X_1(r, t) \cos(\omega t) + X_2(r, t) \sin(\omega t)], \quad (4.2)$$

sendo  $X_1$  e  $X_2$  as chamadas quadraturas do campo (foram introduzidas constantes de normalização para que estas quantidades sejam adimensionais). Estas quantidades correspondem às componentes do campo que oscilam deslocadas 90 graus na relação de fase. As quadraturas são proporcionais às partes real e imaginária da amplitude de campo complexa  $\alpha(r, t)$ . Deste modo escre-

vemos:

$$\begin{aligned} X_1(r, t) &= (\alpha(r, t) + \alpha^*(r, t)) / 2 \\ X_2(r, t) &= i(\alpha(r, t) - \alpha^*(r, t)) / 2. \end{aligned} \quad (4.3)$$

A amplitude complexa do campo é facilmente representada num diagrama fasorial, tal como mostrado na figura 4.1. A parte real do campo é projetada no eixo x e a imaginaria fica no eixo y. O fasor gira com velocidade  $\omega$ . Na figura

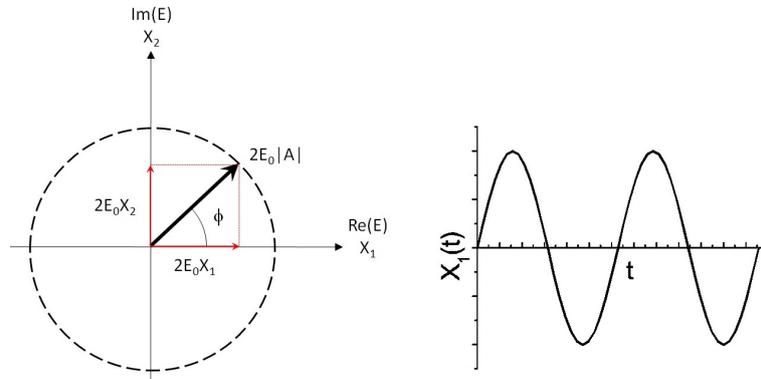


Figura 4.1: Diagrama fasorial para uma onda clássica de amplitude  $E_0$  e fase  $\phi$ .

4.1 é também representada a variação da quadratura  $X_1$  ao longo do tempo, isto é, a projecção do fasor no eixo x que varia sinusoidalmente com um valor de amplitude  $|\alpha(r, t)|$ . É importante lembrar que estamos interessados em descrever o ruído no campo eletromagnético, de modo que devemos incluir a possibilidade de flutuações tanto na amplitude quanto na fase, correspondendo a flutuações nas variáveis de quadraturas, que denominaremos por  $\delta X_1$  e  $\delta X_2$ , respectivamente. Podemos escrever a dependência com o tempo da amplitude do campo por

$$\alpha(t) = \alpha + \delta X_1(t) + i\delta X_2(t). \quad (4.4)$$

Para o tratamento quântico, consideramos as quantidades:  $E(t)$ ,  $\alpha(t)$ ,  $\alpha^*(t)$ ,  $X_1(t)$ ,  $X_2(t)$ , como operadores no espaço de Hilbert. Assim, consideramos

os operadores de criação  $\hat{a}(t)$  e aniquilação  $\hat{a}^\dagger(t)$  de fótons cuja relação de comutação satisfaz:

$$[\hat{a}(t), \hat{a}^\dagger(t)] = \hat{a}(t)\hat{a}^\dagger(t) - \hat{a}^\dagger(t)\hat{a}(t) = 1. \quad (4.5)$$

Para analisar as flutuações das quadraturas consideramos a conexão com as coordenadas de posição e momento:

$$\begin{aligned} X_1(t) &= \sqrt{\frac{\omega m}{2\hbar}} x(t), \\ X_2(t) &= \sqrt{\frac{1}{2\hbar\omega m}} p(t). \end{aligned} \quad (4.6)$$

Definindo a variância de um operador quântico  $\hat{O}$  através da expressão

$$\Delta O \equiv \sqrt{\langle \hat{O}^2 \rangle - \langle \hat{O} \rangle^2} \quad (4.7)$$

e usando as expressões anteriores a relação de incerteza para os operadores de quadratura assume a forma

$$\Delta X_1 \Delta X_2 = \frac{1}{2\hbar} \Delta x \Delta p \geq \frac{1}{4}, \quad (4.8)$$

tal que o produto das variâncias fica:

$$\langle \Delta \hat{X}_1^2 \rangle \langle \Delta \hat{X}_2^2 \rangle \geq \frac{1}{16}. \quad (4.9)$$

Quanticamente, as quantidades não podem ser especificadas simultaneamente com precisão ilimitada. A energia quantizada para um dado modo de oscilador harmônico é dada por  $E_n = (\langle n \rangle + 1/2)\hbar\omega$ , onde  $\hbar\omega$  é a energia por fóton e  $\hat{n} = \hat{a}^\dagger(t)\hat{a}(t)$ , é o operador número de fótons.  $E_0 = 1/2\hbar\omega$ , é a energia do ponto zero e representa as flutuações do vácuo. Tal analogia permite concluir que o princípio de incerteza quântico para as quadraturas do campo deve

satisfazer a relação dada para posição e momento de um oscilador harmônico.

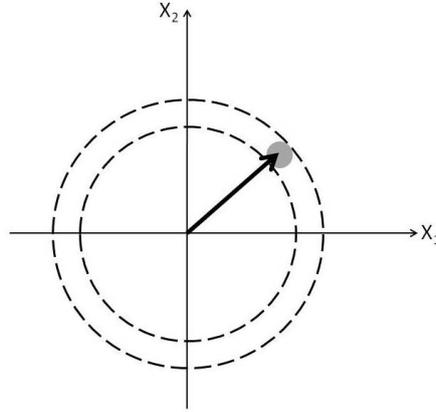


Figura 4.2: Diagrama fasorial para um campo descrito quânticamente. O círculo representa o grau de incerteza simétrico associado com as duas quadraturas.

## 4.2 Estados coerentes

Os estados coerentes representados na notação de Dirac como  $|\alpha\rangle$ , são a melhor aproximação do campo quântico gerado por um feixe de laser. Um estado coerente é definido como um auto-estado do operador de aniquilação  $\hat{a}$ :

$$\hat{a} |\alpha\rangle = \alpha |\alpha\rangle. \quad (4.10)$$

A solução formal da equação de valor próprio é obtida mediante a aplicação do operador unitário de deslocamento  $\hat{D}(\alpha)$ , sobre o estado de vácuo, tendo como consequência o deslocamento do estado de vácuo para a posição  $\alpha$  no espaço de fase.

$$|\alpha\rangle = \hat{D}(\alpha) |0\rangle = e^{\hat{a}\hat{a}^\dagger - \alpha^* \hat{a}} |0\rangle, \quad (4.11)$$

onde  $\alpha$  é um número complexo que pode ser diretamente associado com a amplitude do campo complexo na óptica clássica. A quantidade anterior pode

ser escrita em termos da sua amplitude e fase:

$$\alpha = |\alpha| e^{i\phi}. \quad (4.12)$$

Considerando que o operador número é dado em termos de operadores de criação e aniquilação, e dado que o operador  $\hat{a}^\dagger$  produz um novo estado com energia  $E_n + \hbar\omega$ . A interpretação física é a criação de um quantum de energia, de modo que o estado com  $n$  fótons passa a ser um estado com  $n+1$  destas partículas. Em vista disto, as seguintes relações são válidas:

$$\begin{aligned} \hat{a}^\dagger |n\rangle &= \sqrt{n+1} |n+1\rangle, \\ \hat{a} |n\rangle &= \sqrt{n} |n-1\rangle. \end{aligned} \quad (4.13)$$

Isto implica que os estados de número de fótons podem ser construídos a partir do estado fundamental, pela aplicação repetida do operador de criação. Consequentemente temos que:

$$|n\rangle = \frac{(\hat{a}^\dagger)^n}{\sqrt{n!}} |0\rangle. \quad (4.14)$$

Um estado de número contém uma quantidade definida de energia, por outro lado, um estado coerente não contém um número definido de fótons, embora, o estado coerente pode ser projetado na base dos estados com número de fótons definido, tal que:

$$|\alpha\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} |n\rangle \langle n|\alpha\rangle, \quad (4.15)$$

usando a equação 4.12 escrevemos:

$$\langle n|\alpha\rangle = \frac{(\alpha)^n}{\sqrt{n!}} e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}}. \quad (4.16)$$

Voltando para a equação 4.14, finalmente obtemos o estado coerente como função dos estados número de fótons:

$$|\alpha\rangle = \sum_n \frac{(\alpha)^n}{\sqrt{n!}} e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} |n\rangle. \quad (4.17)$$

Os estados coerentes não são autoestados da hamiltoniana na base dos estados de número, além disto, não constituem uma base ortogonal. Eles são autoestados do operador aniquilação, de modo que  $\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$ . Da mesma maneira, são autoestados do operador de criação se tomarmos a equação conjugada. Nesta base, o valor esperado do operador número resulta em:

$$\langle\alpha|\hat{n}|\alpha\rangle = \langle\alpha|\hat{a}^\dagger\hat{a}|\alpha\rangle = |\alpha|^2, \quad (4.18)$$

com uma variância dada por:

$$\langle\Delta n\rangle^2 = \langle\alpha|(\hat{n} - \bar{n})^2|\alpha\rangle = |\alpha|^2 = \bar{n}. \quad (4.19)$$

As quadraturas do campo como função dos operadores aniquilação e criação podem ser escritas da seguinte maneira:  $\hat{X}_1 = 1/2(\hat{a}^\dagger + \hat{a})$ ,  $\hat{X}_2 = i/2(\hat{a}^\dagger - \hat{a})$ . Com esta definição os valores esperados são obtidos:

$$\begin{aligned} \langle\alpha|\hat{X}_1|\alpha\rangle &= \frac{1}{2}\langle\alpha|\hat{a}^\dagger + \hat{a}|\alpha\rangle = \frac{1}{2}(\alpha + \alpha^*), \\ \langle\alpha|\hat{X}_2|\alpha\rangle &= \frac{i}{2}\langle\alpha|\hat{a}^\dagger - \hat{a}|\alpha\rangle = \frac{i}{2}(\alpha^* - \alpha), \end{aligned} \quad (4.20)$$

neste caso, as variâncias associadas cumprem com a relação:

$$\langle\Delta\hat{X}_1^2\rangle_\alpha \langle\Delta\hat{X}_2^2\rangle_\alpha = \frac{1}{16}. \quad (4.21)$$

O sinal de igualdade indica que estados coerentes são estados de incerteza mínima. Além disto é possível mostrar que as incertezas das quadraturas  $X_1$

e  $X_2$  são idênticas, isto é:  $\Delta X_1 = \Delta X_2$ , onde  $\Delta X_{1,2} \equiv \sqrt{\langle \Delta X_{1,2}^2 \rangle_\alpha}$ .

De acordo com os resultados anteriores, podemos escrever a amplitude complexa do estado coerente em termos dos valores esperados dos operadores de quadraturas, isto é

$$\alpha = \langle X_1 \rangle_\alpha + i \langle X_2 \rangle_\alpha \quad \Rightarrow \quad |\alpha| = \sqrt{\langle X_1 \rangle_\alpha^2 + \langle X_2 \rangle_\alpha^2} \quad (4.22)$$

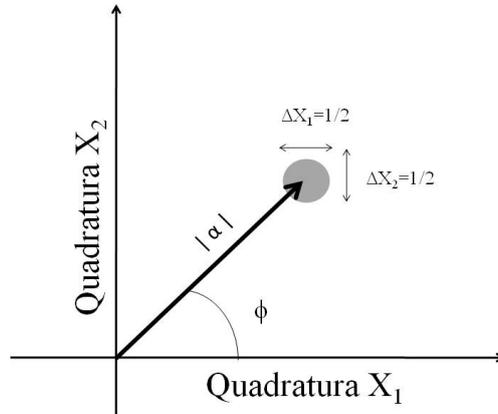


Figura 4.3: Diagrama fasorial para o estado coerente. A incerteza quântica é esquematicamente desenhada com um círculo no final do fasor. As flutuações do fasor nas duas quadraturas correspondem ao diâmetro do círculo de incerteza.

Caso realizemos uma medida projetiva das flutuações presentes em um feixe de luz coerente (usando um esquema de detecção homodina balanceada, por exemplo) iremos obter o mesmo resultado para ambas as quadraturas. Dito de outra forma: o resultado da medida não depende da fase entre o feixe sob teste e o oscilador local (clássico). Um caso particular é o estado de vácuo, que corresponde a um estado coerente de amplitude nula:  $\alpha = 0$ . Isto por que a área de incerteza é constante e independente da intensidade  $\alpha^2$ . O círculo sombreado de diâmetro  $1/2$ , no fasor da figura 4.3, representa a incerteza quântica. Neste gráfico pode-se verificar que tanto a quadratura

da amplitude quanto a da fase possuem a mesma incerteza. Devido ao fato

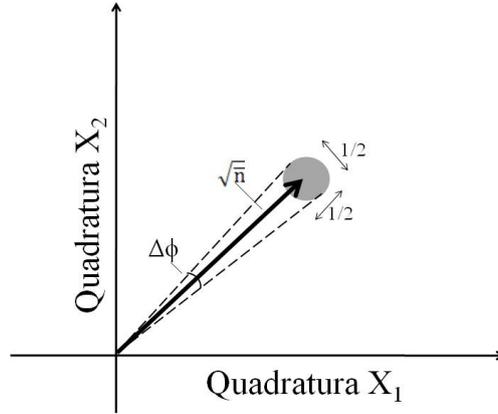


Figura 4.4: Diagrama esquemático da incerteza no estado coerente

de que o círculo de incerteza possui diâmetro de valor  $1/2$  para um estado coerente, o comprimento do fasor flutua entre os valores  $(\alpha + 1/4)$  e  $(\alpha - 1/4)$ . A incerteza  $\Delta n$  no número de fótons será, portanto

$$\Delta n = \left( \left| \alpha + \frac{1}{4} \right| \right)^2 - \left( \left| \alpha - \frac{1}{4} \right| \right)^2 = |\alpha| = \sqrt{\bar{n}} \quad (4.23)$$

Pela equação anterior, concluímos que estados coerentes apresentam estatística tipo Poisson. Podemos analisar de forma heurística a incerteza associada com a fase, mesmo que a definição de um operador para esta quantidade seja tópico de controvérsia. Para um campo de amplitude  $|\alpha| = \sqrt{\bar{n}} \gg 1$  é possível estimar a incerteza de fase pelo ângulo associado ao círculo de incerteza da Fig. 4.4

$$\Delta \phi = \frac{\text{Diâmetro do círculo de incerteza}}{\alpha} = \frac{1}{2\sqrt{\bar{n}}}, \quad (4.24)$$

com a relação de incerteza dada por  $\Delta n \Delta \phi = 1/2$ . As relações de incerteza achadas estão dadas em função dos níveis de ruído associados com a medida de cada variável. A seguir será discutido o caso das flutuações do vácuo cujas propriedades serão requeridas para a interpretação do experimento levado a

cabo.

### 4.2.1 Estado de vácuo

O estado de vácuo, corresponde a um estado coerente com  $\alpha = 0$ . A energia do estado é dada pela equação  $E_n = \langle n \rangle + 1/2\hbar\omega$ . As variâncias no valor esperado de cada quadratura e o número de fótons são não nulos devido a flutuações intrínsecas do vácuo correspondentes à energia do ponto zero zero,  $\hbar\omega/2$ . O estado de vácuo é representado pelo diagrama fasorial na figura 4.5. O círculo sombreado centrado no zero representa as flutuações do vácuo. Incertezas nas duas quadraturas são idênticas, e cada uma é igual ao mínimo permitido para um estado coerente. Portanto, temos que  $\Delta X_1^{vac} = \Delta X_2^{vac} = 1/2$ .

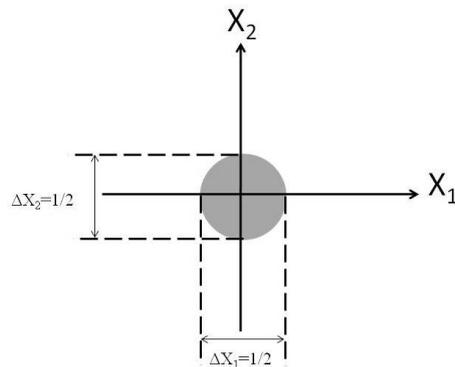


Figura 4.5: O estado de vácuo é um estado de mínima incerteza centrado na origem do plano formado pelas quadraturas do campo.

As flutuações do campo eletromagnético do vácuo tem consequências importantes em vários fenômenos da óptica quântica. Um destes é o processo de emissão espontânea que pode ser pensado como um processo de emissão estimulada, induzida pelo campo de vácuo.

### 4.3 Estados comprimidos

Ao considerar as incertezas dos estados coerentes e de vácuo discutidos anteriormente, somos levados a considerar a situação física em que as incertezas nas quadraturas não sejam mais simétricas no plano fasorial. Se o estado for de incerteza mínima o fato de que  $\Delta X_1 \Delta X_2 = 1/4$  significa que, se a incerteza em uma das quadraturas é menor que  $1/2$ , a incerteza na quadratura ortogonal deve ser maior que  $1/2$ . Comprimir o círculo de incerteza tal como mostrado na figura 4.6 leva às formas elípticas para preservar a relação de incerteza.

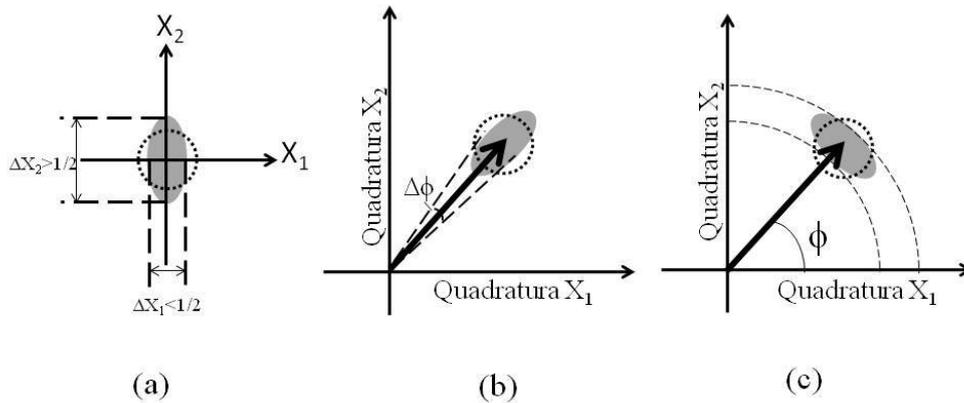


Figura 4.6: Estados comprimidos das quadraturas. (a) vácuo comprimido. (b) Luz comprimida na fase. (c) Luz comprimida na amplitude

Anteriormente, foi achado que os estados coerentes manifestam uma estatística tipo Poisson nas flutuações no número de fótons e, portanto, geram ruído de disparo. Por conseguinte, a compressão de ruído do campo eletromagnético resulta em quadraturas que exibem estatística sub-poissoniana produzindo níveis de ruído que permanecem menores que o ruído de disparo.

Em vista disso, um sinal detectado cujo limite de ruído medido permanece abaixo do ruído de disparo é considerado como um sinal comprimido. Desta maneira é feita a identificação de estados comprimidos no laboratório. A direção de compressão não é necessariamente ao longo de uma das quadraturas. O requerimento principal para obter compressão ao longo de uma direção

no círculo de incerteza para estados coerentes é que o produto das direções que é sempre igual a  $1/4$ , para estados não coerentes o produto destas direções pode ser maior ou igual a  $1/4$ . A média das flutuações geralmente é feita através do esquema de detecção homodina. A compressão de um estado de número de fótons ocorre quando a incerteza nessa medida permanece menor que a correspondente ao estado coerente (lembrando que a última é igual a  $\sqrt{\bar{n}}$ ).

### 4.3.1 Modelo quântico para estados comprimidos

Do ponto de vista teórico uma das maneiras de gerar estados comprimidos pode ser efetuada partindo do estado de vácuo. No caso de um estado comprimido ‘brilhante’, cuja intensidade é diferente de zero, denominamos este estado por  $|\alpha, \xi\rangle$ , onde  $|\alpha|^2$  é a intensidade e  $\xi$  é um parâmetro complexo:  $\xi = r e^{2i\phi_s}$  que caracterizará a compressão.

Conforme será visto  $\phi_s$  é o eixo ao longo do qual se dá a compressão e  $r = |\xi|$  está associado à redução de ruído de uma das quadraturas. O estado  $|\alpha, \xi\rangle$  pode ser obtido a partir do vácuo de acordo com

$$|\alpha, \xi\rangle = \hat{D}(\alpha) \hat{S}(\xi) |0\rangle, \quad (4.25)$$

onde uma das formas possíveis para o operador de compressão é

$$\hat{S}(\xi) = e^{\frac{1}{2}(\xi^* \hat{a}^2 - \xi \hat{a}^{\dagger 2})}. \quad (4.26)$$

É importante notar que  $\hat{S}(\xi)$  é um operador não linear, como esperado. Com esta definição os estados comprimidos exibem os seguintes valores esperados para os operadores de aniquilação e criação:

$$\langle \alpha, \xi | \hat{a} | \alpha, \xi \rangle = \alpha. \quad (4.27)$$

$$\langle \alpha, \xi | \hat{a}^2 | \alpha, \xi \rangle = \alpha^2 - r e^{i2\phi_s} \cosh r \sinh r, \quad (4.28)$$

$$\langle \alpha, \xi | \hat{a}^\dagger \hat{a} | \alpha, \xi \rangle = |\alpha|^2 + \sinh^2 r \quad (4.29)$$

A última equação mostra que a intensidade de um estado espremido é maior do que o estado coerente para um mesmo valor de  $|\alpha|$ . Para entender melhor as propriedades do estado  $|\alpha, \xi\rangle$  é conveniente efetuar uma rotação de  $\phi_s$  no diagrama fasorial, introduzindo as novas quadraturas  $Y_1$  e  $Y_2$

$$Y_1 + iY_2 = (X_1 + iX_2) e^{-i\phi_s} \quad (4.30)$$

Usando estas novas quadraturas é possível mostrar que o estado  $|\alpha, \xi\rangle$  também é um estado de incerteza mínima, isto é  $\Delta Y_1 \Delta Y_2 = 1/4$ , com a distinção de que as variâncias de cada quadratura são diferentes, dadas por

$$\Delta Y_1^2 = e^{-2r}, \quad (4.31)$$

$$\Delta Y_2^2 = e^{2r}. \quad (4.32)$$

Quando  $r \rightarrow 0$  temos um estado coerente  $|\alpha\rangle$ , para  $\alpha \rightarrow 0$ , temos um estado de vácuo comprimido  $|\xi\rangle$ .

Sabemos que os estados coerentes são autoestados do operador de aniquilação de fótons, o que não ocorre para os estados comprimidos. Estes estados, no entanto, satisfazem outra propriedade, correlata, envolvendo os operadores de criação e aniquilação e o operador  $\hat{S}(\xi)$ :

$$\hat{S}(\xi) \hat{a} \hat{S}^\dagger(\xi) = \hat{a} \cosh r + \hat{a}^\dagger e^{i\phi} \sinh r = \mu \hat{a} + \nu \hat{a}^\dagger = \hat{b}. \quad (4.33)$$

Ou seja, que um estado coerente quando passar através de um meio com pro-

priedades compressivas gera um novo estado com operadores de saída  $\hat{b}$  e  $\hat{b}^\dagger$  em termos de operadores de entrada,  $\hat{a}$  e  $\hat{a}^\dagger$ , de tal forma que  $\hat{b}^\dagger = \mu^* \hat{a}^\dagger + \nu^* \hat{a}$ , então podemos escrever

$$\begin{pmatrix} \hat{b} \\ \hat{b}^\dagger \end{pmatrix} = \hat{S} \begin{pmatrix} \hat{a} \\ \hat{a}^\dagger \end{pmatrix}$$

com  $\hat{S}$  sendo a matrix de transformação

$$\hat{S} = \begin{pmatrix} \mu & \nu \\ \nu^* & \mu \end{pmatrix}$$

onde  $\mu = \cosh r$ , e  $\nu = e^{i\phi} \sinh r$ . A relação dos operadores  $\hat{b}$  e  $\hat{b}^\dagger$  com os operadores  $\hat{a}$  e  $\hat{a}^\dagger$  determinada pela transformação mostrado acima satisfaz a relação

$$|\mu|^2 - |\nu|^2 = 1, \quad (4.34)$$

e é conhecida como transformada de Bogolyubov.

É possível mostrar que o estado de vácuo comprimido é autoestado do operador  $\hat{b}$ , com autovalor nulo, isto é

$$(\mu \hat{a} + \nu \hat{a}^\dagger) |\xi\rangle = 0. \quad (4.35)$$

Os estados comprimidos tendem para estados de quadratura:

$$(\mu \hat{a} + \nu \hat{a}^\dagger) |\alpha, \xi\rangle = (\alpha \cosh r + \alpha^* \sinh r) |\alpha, \xi\rangle = \gamma |\alpha, \xi\rangle, \quad (4.36)$$

sempre que  $\mu$  e  $\nu$  obedeçam a restrição  $|\mu|^2 - |\nu|^2 = 1$ . Note-se que o estado de vácuo comprimido possui um número médio de fótons dado por:

$$\langle n \rangle = \sinh^2 r = |\nu|^2 > 0, \quad (4.37)$$

de modo que já não representa realmente um vácuo. Além disso, a estatística será super-poissoniana, com uma variância:

$$\Delta n^2 = 2 (\langle n \rangle + \langle n \rangle^2) \quad (4.38)$$

Para um estado coerente comprimido o número médio de fótons é dado por:

$$\langle n \rangle = |\alpha|^2 + \sinh^2 r, \quad (4.39)$$

com duas contribuições:  $|\alpha|^2$  derivada do estado coerente e  $\sinh^2 r$  procedente do estado comprimido. A sua variância é dada pela expressão:

$$\Delta n^2 = |\alpha|^2 (e^{2r} \cos^2 \phi_S + e^{-2r} \sin^2 \phi_S), \quad |\alpha|^2 \gg e^{2r} \quad (4.40)$$

O ruído nas quadraturas oscilará entre  $e^{-2r}$  e  $e^{2r}$ , isto é, podem exibir tanto as estatísticas de fótons sub-poissoniana quanto a super-poissoniana, dependendo do ângulo da detecção.

### 4.3.2 Geração de estados comprimidos

Conforme revisado no capítulo 1 desta dissertação, diversos procedimentos experimentais para produzir luz comprimida já foram desenvolvidos. O elemento comum a todos é a necessidade da presença de algum processo óptico não linear, tais como o efeito Kerr, mistura de 4 ondas e oscilação paramétrica, entre outros. A razão disto é que necessário um processo não linear para estabelecer a correlação entre as quadraturas do campo eletromagnético presentes em estados comprimidos.

Como nosso interesse é a geração de estados comprimidos em fibras ópticas, consideraremos o hamiltoniano que descreve o efeito Kerr óptico. Supomos que os campos envolvidos neste processo são um campo coerente de

amplitude  $|\alpha|$ , que tratamos classicamente e um campo quântico, descrito pelos operadores  $\hat{a}$  e  $\hat{a}^\dagger$ . A não linearidade da fibra é descrita pela susceptibilidade de terceira ordem  $\chi^{(3)}$

$$\hat{H} = i\hbar (\alpha^2 \chi^{(3)} \hat{a}^2 - \alpha^2 \chi^{(3)} \hat{a}^{\dagger 2}). \quad (4.41)$$

Usando a versão completamente quântica deste hamiltoniano, estudaremos na seção 4.4 deste capítulo os detalhes do processo de compressão de ruído pela propagação de um pulso óptico em uma fibra com não linearidade do tipo Kerr.

### 4.3.3 Detecção de luz comprimida

Conforme visto no Capítulo 3, existem diversos métodos de detecção da luz que podem ser aplicados ao caso específico de caracterização de estados comprimidos da radiação. Entre estes enumeramos a detecção direta, detecção homodina e detecção homodina balanceada. Se desejamos medir a compressão em quadraturas, a detecção homodina balanceada é uma das mais poderosas. Nesta seção discutiremos estas diferentes possibilidades para a caracterização de estados comprimidos da radiação. Além disto discutiremos a questão das perdas ópticas lineares neste tipo de experimento, e verificaremos que estas devem ser rigorosamente evitadas

#### 4.3.3.1 Detecção de luz comprimida em amplitude

Para a detecção de estados comprimidos em amplitude (ou número de fótons) o aparato utilizado é, em essência, o mesmo que está mostrado na Figura 4.7, exceto que somente a porta de entrada da radiação comprimida é usada: o oscilador local não está presente. Na porta em que estaria o oscilador local entra o vácuo. Neste caso os fotodiodos são conectados de forma que podemos efetuar a soma das correntes  $i_1$  e  $i_2$ , ou sua diferença. Na saída diferencial (–) detectamos o ruído balístico, que serve para calibrar o processo de medida.

Usando a saída (+) detectamos o ruído associado ao próprio feixe, como se estivéssemos usando um único fotodiodo. Se a estatística dos fótons é sub-poissoniana, verifica-se que o ruído na porta (+) é menor que o ruído detectado na porta (-). Esta comparação permite, portanto, uma medida precisa do ruído no feixe de entrada relativa ao ruído balístico.

#### 4.3.3.2 Detecção de luz comprimida em quadratura

A detecção homodina é o método mais frequentemente usado para caracterizar estados comprimidos em quadratura. A detecção homodina com um único detector requer a existência de um oscilador local, na forma de um feixe intenso e de baixo ruído clássico, que pode mascarar o ruído quântico. Na Figura 4.7 apresentamos o esquema de detecção de compressão nas quadraturas usando um detector homodino balanceado.

O esquema de detecção homodina balanceada já foi descrito no Capítulo 3. Um dos pontos a destacar é que o processo de subtração permite eliminar o ruído clássico existente no oscilador local, que pode mascarar o ruído quântico do estado que desejamos estudar.

Usualmente emprega-se o mesmo laser para gerar o campo com compressão de ruído e também para desempenhar o papel de oscilador local, garantindo que haja uma relação de fase definida entre estes campos. A potência óptica do oscilador local é ajustada para que seja significativamente maior do que a potência do sinal que se deseja caracterizar. Conforme descrito anteriormente, o esquema de detecção homodina permite medir as flutuações presentes no campo do sinal, amplificadas pelo oscilador local.

Uma das maneiras de caracterizar o ruído consiste em usar um analisador de espectro de radio-frequência, que determina o deslocamento em frequência em relação ao oscilador local em que se realiza a medida do ruído. A quadratura é escolhida variando a fase do oscilador local. Trata-se de uma medida

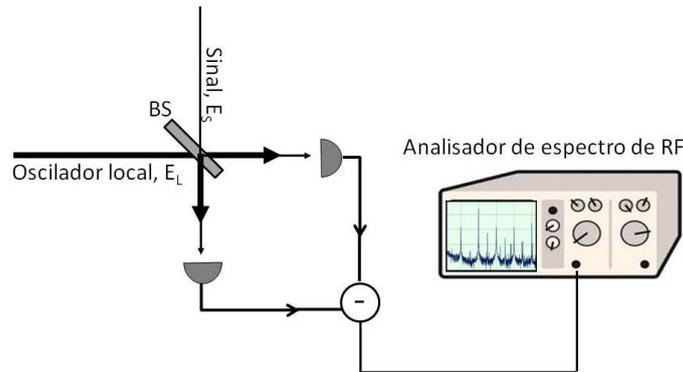


Figura 4.7: Detecção diferencial balanceada homodina (Compressão na quadratura).

projetiva nas quadraturas que possibilita escolher qualquer direção no plano fasorial. Usualmente a fase relativa entre o sinal e o oscilador local é varrida e o resultado é um espectro de ruído oscilante, que permite medir a variância em uma quadratura arbitrária, determinada por  $\phi_s$ , conforme a Eq. 4.40.

O ponto importante na detecção de estados comprimidos é que para alguns valores de fase no oscilador local, encontraremos o ruído detectado assume valores abaixo do nível de ruído de disparo, corroborando que a radiação do sinal de fato apresenta compressão do ruído quântico.

#### 4.3.4 Perdas na detecção de luz comprimida

Anterior ao processo de detecção, a radiação que desejamos estudar atravessa diferentes componentes ópticos que geram perdas. Nesta seção introduzimos este ingrediente experimental no processo de caracterização de estados comprimidos. Conforme será visto, perdas introduzem ruído descorrelacionado, mascarando as correlações quânticas entre as quadraturas que caracterizam a compressão de ruído quântico. As perdas ópticas podem ser representadas teoricamente por um divisor de feixe com refletividade  $\epsilon$  e transmissividade  $\eta = 1 - \epsilon$ . Supomos que o sinal sob estudo é combinado com um campo de vácuo, refletido no divisor de feixe. Tal combinação origina um estado com

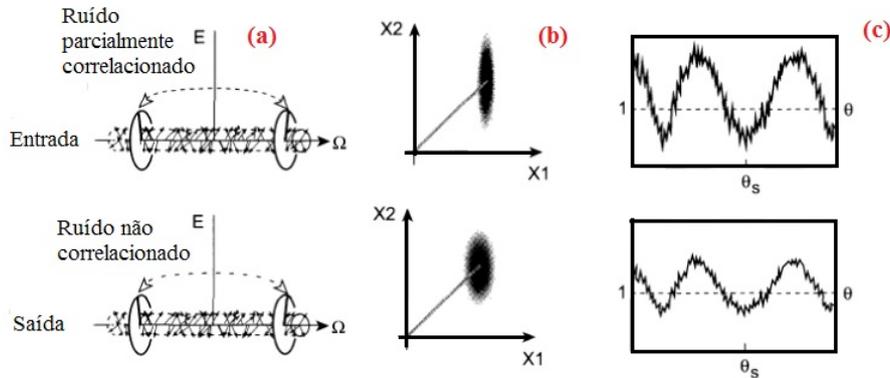


Figura 4.8: Efeito de um divisor atuando sobre o feixe comprimido. A fileira superior representa luz comprimida sem perdas e a fileira inferior introduz perdas através de um divisor de feixe. Três representações são apresentadas: (a) bandas laterais correlacionadas, (b) diagramas de fasores, (c) diferenças nas quadraturas.

propriedades intermediárias entre o estado comprimido original e o estado de vácuo não comprimido. O ruído medido num esquema de detecção homodina balanceada terá contribuições tanto do estado comprimido quanto do vácuo sem compressão de ruído. Se as perdas forem muito grandes, por exemplo, o ruído será o do vácuo sem compressão, ou o ruído de disparo padrão.

A descrição esquemática do efeito das perdas está mostrada na Fig. 4.9, na qual o divisor de feixes descrito acima combina o estado de vácuo comprimido com um estado de vácuo sem compressão. O ruído mínimo que obteremos com esta combinação de campos resulta da soma (incoerente) dos ruídos de cada um destes campos.

A menor variância da corrente que será medida, usando um esquema de detecção sensível à fase, será, portanto

$$\Delta i_{min} = \eta \Delta i_{vac} + (1 - \eta) \Delta i_{s, min} \quad (4.42)$$

onde  $\Delta i_{vac}$  é a variância associada ao vácuo e  $\Delta i_{s, min}$  é a variância mínima (dependente da fase do oscilador local) associada ao estado comprimido. Para

chegar a este resultado foi considerado que não há correlações entre os ruídos dos campos que incidem sobre o divisor de feixe. Isto significa que a supressão

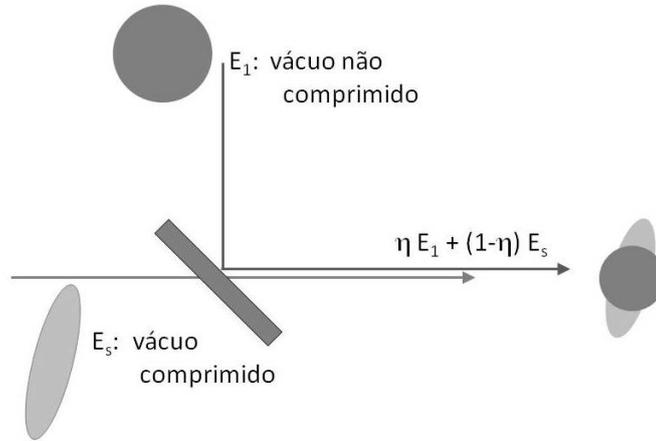


Figura 4.9: Descrição esquemática do efeito de perdas (combina o estado de vácuo comprimido com um estado de vácuo sem compressão).

de ruído diminui linearmente com a perda  $\eta$ . A supressão de ruído é afetada da mesma maneira como a intensidade. O efeito das perdas é mais evidente na luz fortemente comprimida. As perdas apenas reduziram o grau de compressão, mas o espectro medido devido a compressão e o ângulo de compressão não mudam.

## 4.4 Compressão em fibra Kerr

Os fundamentos teóricos que permitem explicar este fenômeno foram extraídos do livro de Hermann Haus, capítulo 12 [49]. Efeitos não lineares permitem modificar a estatística da radiação e manipular, portanto, o ruído quântico. Meios não lineares são essenciais para a geração de luz espremida, dentre os quais, nos abordaremos o tratamento da fibra tipo Kerr, a qual será usada nos experimentos apresentados aqui. A seguir, fazemos uma análise da evolução de um pulso que se desloca numa fibra Kerr, descrevendo os princípios físicos que dão lugar à compressão. Seja uma fibra óptica de comprimento  $L$ , a amplitude do

modo complexo é expressa clássicamente por  $a_m(t)$ , a qual obedece à equação diferencial:

$$\frac{da_m}{dt} = -i\omega a_m, \quad (4.43)$$

com solução  $a_m(t) = a_m e^{-i\omega_m t}$  e modos longitudinais dados pela expressão:  $E \propto e^{i\beta z}$ , com  $\beta_m = \frac{2\pi}{L}m$ . Como a fibra é um meio dispersivo, a cada frequência está associado um fator de propagação, isto é  $\beta = \beta(\omega)$ . Supomos que esta relação pode ser invertida, de modo que  $\omega = \omega(\beta)$ . Com isto a soma dos modos, necessária para descrever um pulso propagando na fibra toma a forma

$$E(x, t) = \int d\beta E(\beta) e^{i\beta z - i\omega(\beta)t}. \quad (4.44)$$

Ao quantizarmos o campo, as amplitudes  $E(\beta)$  passam a ser descritas através de operadores de criação e aniquilação,  $\hat{a}_\beta$  e  $\hat{a}_\beta^\dagger$ , respectivamente, que devem satisfazer a relação de comutação

$$[\hat{a}(\beta), \hat{a}^\dagger(\beta')] = \delta(\beta - \beta') \quad (4.45)$$

Com a quantização do campo, resulta que o hamiltoniano associado ao campo eletromagnético toma a forma

$$\hat{H} = 2\pi\hbar \int d\beta \omega(\beta) \hat{a}^\dagger(\beta) \hat{a}(\beta), \quad (4.46)$$

onde é omitida a contribuição das flutuações devidas ao ponto zero de energia já que não contribuem na equação de movimento de Heisenberg para o operador  $\hat{a}(\beta)$ .

$$\frac{d\hat{a}(\beta)}{dt} = \frac{-i}{\hbar} [\hat{a}(\beta), \hat{H}] = -i\omega(\beta) \hat{a}(\beta). \quad (4.47)$$

A ação de um operador de aniquilação sobre um estado coerente  $|\alpha(\beta)\rangle$  é dada pela equação:

$$\hat{a}(\beta) |\alpha(\beta)\rangle = \frac{\sqrt{L}}{2\pi} \alpha(\beta) |\alpha(\beta)\rangle. \quad (4.48)$$

O efeito Kerr pode ser descrito classicamente como um processo de mistura de 4 ondas. Colocando a hamiltoneana em termos das componentes em frequência  $\omega, \omega', \omega''$ , observa-se que estas componentes produzem uma quarta frequência  $\omega''' = \omega'' + \omega' - \omega$ . O termo de interação Kerr terá a forma:

$$\hat{H}_K = -\frac{\hbar}{2} 2\pi K \int d\beta \int d\beta' \int d\beta'' \hat{a}^\dagger(\beta) \hat{a}^\dagger(\beta') \hat{a}(\beta'') \hat{a}(\beta + \beta' - \beta'') . \quad (4.49)$$

A inclusão do termo de interação Kerr introduz a interação não-ressonante entre o campo eletromagnético e o meio material que constitui a fibra óptica. A equação de movimento para o operador  $\hat{a}(\beta)$  será alterada e assumirá a forma

$$\frac{d\hat{a}(\beta)}{dt} = -i\omega\hat{a}(\beta) + iK \int d\beta' \int d\beta'' \hat{a}^\dagger(\beta') \hat{a}(\beta'') \hat{a}(\beta + \beta' - \beta'') \quad (4.50)$$

O operador  $\hat{a}(\beta)$  cria um fóton no modo de constante de propagação  $\beta$ , delocalizado no espaço. Podemos usar outra representação  $\hat{a}(x)$ . Este operador aniquila um fóton na posição  $x$  e é dado por

$$\hat{a}(x) = \frac{1}{2\pi} \int d\beta \hat{a}(\beta) e^{-i\beta x}, \quad (4.51)$$

sendo a sua transformada de fourier:

$$\hat{a}(\beta) = \int dx \hat{a}(x) e^{i\beta x}. \quad (4.52)$$

A equação de Heisenberg, sem os efeitos não lineares da propagação terá a forma:

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{a}(\beta)}{dt} &= -i\beta v_g \hat{a}(\beta) \\ \frac{\partial \hat{a}(x)}{\partial t} &= -v_g \frac{\partial}{\partial x} \hat{a}(x), \end{aligned} \quad (4.53)$$

e é a equação de movimento para uma hamiltoniana dada por:

$$\hat{H} = \frac{1}{2}i\hbar v_g \int dx \left[ \left( \frac{\partial \hat{a}^\dagger(x)}{\partial x} \right) \hat{a}(x) - \hat{a}^\dagger(x) \left( \frac{\partial \hat{a}(x)}{\partial x} \right) \right] \quad (4.54)$$

O efeito Kerr é não linear de terceira ordem de modo que  $P_{NL}^{(3)} = \chi^{(3)} E(t) E^*(t) E(t)$ , onde considera-se que a resposta do meio é instantânea. Sua versão quântica pode ser reescrita em termos dos operadores  $\hat{a}(x)$  na forma

$$\hat{H}_K = -\hbar \frac{K}{2} \int dx \hat{a}^\dagger(x) \hat{a}^\dagger(x) \hat{a}(x) \hat{a}(x), \quad (4.55)$$

o hamiltoniano total, incluindo o termo livre e o termo não-linear:

$$\begin{aligned} \hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{Kerr} = \frac{1}{2}i\hbar v_g \int dx \left[ \left( \frac{\partial \hat{a}^\dagger(x)}{\partial x} \right) \hat{a}(x) - \hat{a}^\dagger(x) \left( \frac{\partial \hat{a}(x)}{\partial x} \right) \right] \\ - \hbar \frac{K}{2} \int dx \hat{a}^\dagger(x) \hat{a}^\dagger(x) \hat{a}(x) \hat{a}(x), \end{aligned} \quad (4.56)$$

com  $K = \hbar\omega_0 v_g k$ . A equação de movimento de Heisenberg permite descrever a propagação não linear ao longo da fibra:

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{a}(x) = \frac{-i}{\hbar} [\hat{a}(x), \hat{H}] = -v_g \frac{\partial}{\partial x} \hat{a}(x) + iK \hat{a}^\dagger(x) \hat{a}^\dagger(x) \hat{a}(x). \quad (4.57)$$

Podemos simplificar a equação anterior fazendo uma mudança de variáveis:

$$\begin{aligned} t &\rightarrow t' \\ x &\rightarrow x' = x - v_g t. \end{aligned} \quad (4.58)$$

A equação de movimento que permitirá descrever a compressão de ruído quântico, portanto, tem a forma:

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{a}(x) = iK \hat{a}^\dagger(x) \hat{a}(x) \hat{a}(x) \quad (4.59)$$

A radiação que se propaga ao longo de uma fibra com um coeficiente de Kerr não linear torna-se radiação comprimida. Foi mencionado que para um estado coerente na entrada da fibra, inicialmente há uma distribuição de incerteza circular. Consideremos, portanto, uma fibra não linear na qual se propaga um estado coerente. Integração da última equação nos limites  $t = 0$  e  $t = T$ , resulta em:

$$\hat{a}(T, x) = \exp [iK\hat{a}^\dagger(0, x)\hat{a}(0, x)] \hat{a}(0, x). \quad (4.60)$$

Em que o número de fótons dadas pelo operador  $\hat{a}^\dagger(x)\hat{a}(x)$  é independente do tempo. Linearizamos da seguinte maneira:  $\hat{a}(t, x) = a_0(t, x) + \Delta\hat{a}(t, x)$ , com  $a_0(t, x)$  sendo um número complexo que vem da evolução clássica do campo  $a_0(t, x) = e^{i\phi}a_0(0, x)$ . Com  $\phi = K|a_0(t, x)|^2T$  a mudança de fase clássica Kerr. A pequena variação  $\Delta$  no operador  $\hat{a}(t, x)$ , preserva a relação de comutação. Em vista disso temos que:

$$a_0(t, x) + \Delta\hat{a}(t, x) \approx \exp [iKTa_0^*(0, x)a_0(0, x)] (a_0(0, x) + [1 + iKT|a_0(0, x)|^2] \Delta\hat{a}(0, x) + iKTa_0^2(0, x)\Delta\hat{a}^\dagger(0, x)), \quad (4.61)$$

usando a transformada de Bogolyubov temos que:

$$\Delta\hat{a}(T, x) \approx \exp(i\phi) [\mu\Delta\hat{a}(0, x) + \nu\Delta\hat{a}^\dagger(0, x)], \quad (4.62)$$

com  $\mu = 1 + i\phi$  e  $\nu = i\phi \exp [2\arg(a_0(0, x))]$ , os quais satisfazem a relação  $|\mu|^2 - |\nu|^2 = 1$ . Quando a luz passa através do meio Kerr, a auto-modulação de fase produzida pelo efeito de Kerr não afecta a amplitude. Na figura 4.10 se apresenta a evolução temporal da incerteza de um estado coerente com fase nula após passar por uma fibra com não linearidade Kerr. Verifica-se que o círculo de incerteza inicial é distorcido tornando-se uma elipse. A amplitude do feixe é invariante sob a ação do efeito Kerr. Por outro lado a transformação de Bogolyubov preserva comutadores, de modo que as áreas do círculo e da

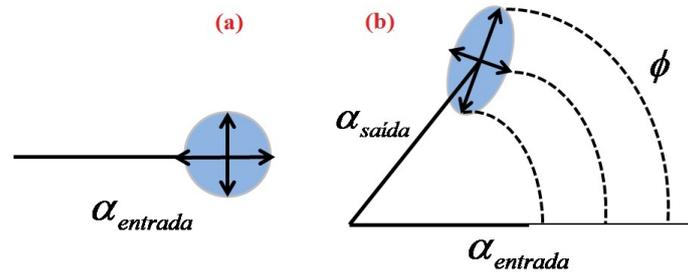


Figura 4.10: Evolução do círculo da incerteza gerada pela mudança da fase na fibra tipo Kerr.

elipse são iguais.

O estado inicial é um estado de incerteza mínima, de modo que após a compressão, continua tendo esta propriedade. As flutuações iniciais nas quadraturas, irão ser modificadas em função da fase, como mostrado na equação 4,62, tendo ao final da fibra flutuações nas quadraturas dadas por  $\Delta\hat{a}(T, x)$  observando máximos e mínimos de flutuação, dependendo da fase do oscilador local. Os mínimos da variância da corrente detectada correspondem à quadratura que foi comprimida.

#### 4.4.1 Geração de vácuo comprimido

As características pertencentes ao ruído quântico foram introduzidas no capítulo 3. Para reduzir o ruído, é necessário gerar estados de luz que exibam distribuições de ruído em quadratura assimétrica. Inicialmente um estado coerente será sujeito a mostrar correlações entre as flutuações das duas quadraturas  $X_1$  e  $X_2$ . Um esquema experimental típico para compressão é a implementação de um interferômetro, como por exemplo, o do tipo Mach-Zehnder, em cujos braços colocaremos o meio não linear. Este arranjo é usual para a detecção de vácuo comprimido. O interferômetro deve ser protegido contra vibrações e os modos devem ser sobrepostos da melhor maneira, de modo que as franjas de interferência precisam apresentar uma ótima visibilidade. O divisor de feixe pode ser modelado pela equação 3.53. Em vista disso, em cada braço do

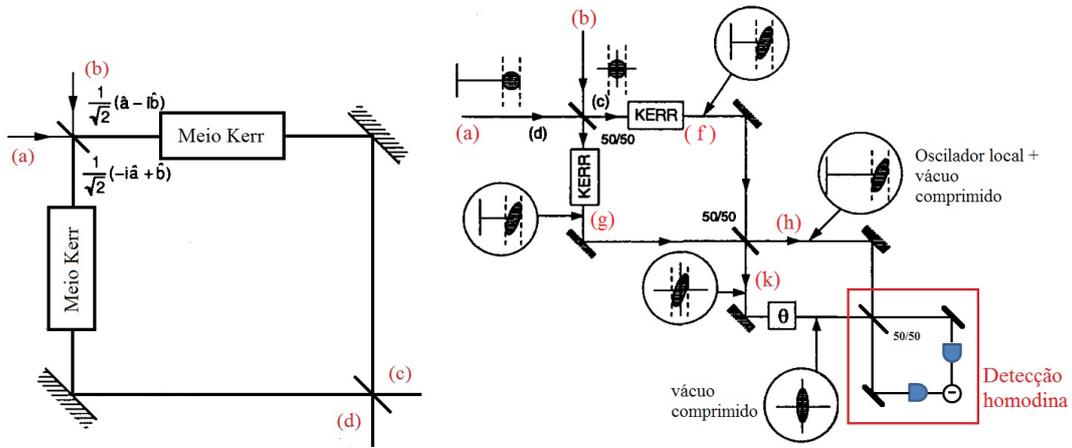


Figura 4.11: Interferômetro com meio não linear para geração de estados comprimidos

interferômetro (saídas do primeiro divisor de feixe na figura 4.11) temos que:

$$\begin{aligned}\hat{c} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a} - i\hat{b}), \\ \hat{d} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (i\hat{a} + \hat{b}),\end{aligned}\quad (4.63)$$

onde os operadores  $\hat{c}$ ,  $\hat{d}$  comutam, significando que eles possuem flutuações de vácuo não correlacionadas. Tal fato garante que as transformações após o meio Kerr podem ser tratadas independentemente [49]. Expressando os operadores como a soma de um número complexo e o operador de flutuação, de modo que:  $\hat{c} = c_0 + \Delta\hat{c}$ ,  $\hat{d} = d_0 + \Delta\hat{d}$ . Depois de atravessar o meio Kerr o feixe é modificado de acordo com a equação 4.62, e por conseguinte podemos escrever:

$$\begin{aligned}\hat{f} &= \exp(i\phi) (c_0 + \mu\Delta\hat{c} + \nu\Delta c^\dagger), \\ \hat{g} &= \exp(i\phi) (d_0 + \mu\Delta\hat{d} + \nu\Delta d^\dagger).\end{aligned}\quad (4.64)$$

Onde  $\phi = KTc_0^2 = KTd_0^2 = KT|a|^2/2$  e  $\mu = 1 + i\phi$ ,  $\nu = i\phi$ . Nas portas de saída do segundo divisor de feixe os campos serão dados por superposições dos campos clássicos, dados pelos números complexos  $c_0$  e  $d_0$ , com os operadores

de flutuação,  $\Delta\hat{d}$  e  $\Delta\hat{c}$ .

$$\begin{aligned}\hat{h} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{g} - i\hat{f}), \\ \hat{k} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (-i\hat{g} + \hat{f}),\end{aligned}\quad (4.65)$$

com:

$$\begin{aligned}f_0 &= \exp(i\phi) a_0/\sqrt{2}, \\ g_0 &= -i\exp(i\phi) a_0/\sqrt{2}.\end{aligned}\quad (4.66)$$

Finalmente, levamos em conta as saídas  $\hat{h}$  e  $\hat{k}$  do interferômetro:

$$\begin{aligned}\hat{h} &= -i\exp(i\phi) a_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}\exp(i\phi) \left[ -i(\mu\Delta\hat{c} + \nu\Delta\hat{c}^\dagger) + (\mu\Delta\hat{d} + \nu\Delta\hat{d}^\dagger) \right], \\ \hat{k} &= \frac{1}{\sqrt{2}}\exp(i\phi) \left[ (\mu\Delta\hat{c} + \nu\Delta\hat{c}^\dagger) - i(\mu\Delta\hat{d} + \nu\Delta\hat{d}^\dagger) \right].\end{aligned}\quad (4.67)$$

A saída  $\hat{k}$  do interferômetro é vácuo comprimido. A outra saída é a amplitude de bombeamento acompanhada por vácuo comprimido com fase deslocada. Esta saída pode ser usada como oscilador local. A radiação é comprimida em ambas as saídas, havendo correlação entre as flutuações das respectivas quadraturas. Nos experimentos a radiação intensa de saída será usada como oscilador local, sendo que as flutuações deste campo não são medidas. A função de autocorrelação medida pelo detector pode se escrever como:

$$\begin{aligned}\frac{1}{2} \langle \hat{i}(x) \hat{i}(x') + \hat{i}(x') \hat{i}(x) \rangle \\ &= q^2 v_g^2 \frac{1}{L} |a_0|^2 \delta(x - x') (|\mu|^2 + |\nu|^2 - 2|\mu\nu| \cos\vartheta) \\ &= q^2 v_g^2 \frac{1}{L} |a_0|^2 \delta(x - x') \left( 1 + 2\phi^2 - 2\phi\sqrt{1 + \phi^2} \cos\vartheta \right).\end{aligned}\quad (4.68)$$

Na última equação temos que:  $\vartheta = \arg(\mu) + \arg(\nu) - 2\psi$ , sendo  $\psi$  a fase relativa do oscilador local. Este parâmetro pode ser controlado experimentalmente, permitindo projetar as flutuações do vácuo comprimido na quadratura que se desejar. Dependendo das configurações de fase entre o oscilador local e o vácuo comprimido, as flutuações permanecem abaixo do nível de ruído de tiro por um fator  $(|\mu| - |\nu|)^2$ , ou acima por um fator  $(|\mu| + |\nu|)^2$ . O meio Kerr gera estados espremidos, de tal maneira que o resultado é um fasor clássico em superposição com vácuo-comprimido. O único propósito do interferômetro é fornecer uma saída onde o campo clássico foi removido.

A análise anterior foi feita para pulsos retangulares, para os quais a fase  $\phi$  é independente do tempo. Na prática, os pulsos tem perfis gaussianos ou secantes hiperbólicos. Isto gera variações da compressão através do pulso tal como é mostrado na figura 4.12. Portanto, a compressão dentro de um pulso é avaliada como uma média da elipse em cada ponto. O ajuste ideal é alcançado quando a fase do oscilador local é definida para coincidir com o eixo menor da máxima compressão da elipse no auge do pulso. O anterior implica escolher o valor  $\vartheta = 0$  no máximo do pulso. A fase  $\phi$  então varia com perfil de pulso. No caso de um pulso gaussiano obtém-se:

$$\phi(x) = \phi_{\max} \exp(-x^2/2x_0^2). \quad (4.69)$$

Podemos avaliar a compressão calculando a média da equação 4.68. Considere uma série de pulsos ópticos, onde o tempo de repetição é muito maior que a largura de cada pulso, o espectro da foto-corrente conterá picos de frequência, na frequência de repetição e os seus harmônicos mais altos. A largura de cada pico dependerá do comprimento do trem de pulso medido, ou o tempo de integração da detecção. O envelope dos picos de frequência é fixado pela transformada de Fourier da forma do pulso dos pulsos individuais. Para pulsos curtos ( $\Omega_{\text{rep}}$  tipicamente 100 MHz,  $t_p$  variando no intervalo 0.2-100 ps), o

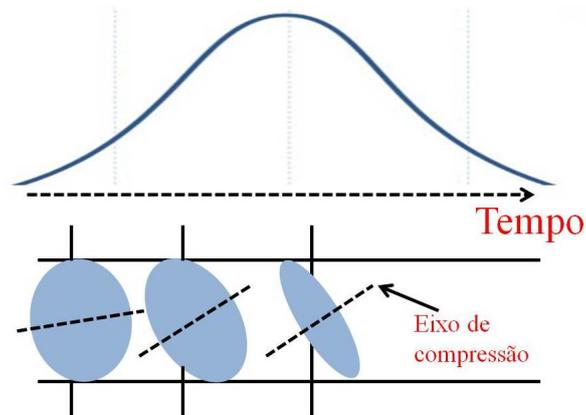


Figura 4.12: Variação da elipse de compressão para um pulso gaussiano [50].

envelope é muito largo, mas só alguns picos fundamentais cabem dentro da largura de banda da detecção. Entre estes picos o espectro contém um mínimo de ruído quântico. Tal ruído pode ser interpretado como a soma de muitos pares de bandas laterais de ruído quântico. Batimentos entre as frequências principais constituem a causa maior

## 4.5 Medidas de Compressão

Nesta seção apresentaremos o sistema experimental empregado para obtenção de luz comprimida através de uma fibra óptica. Para fazer medidas de compressão é necessário uma caracterização prévia dos limites de ruído de cada componente do sistema de medição, tais como o fotodetector e analisador de espectro. Um dos objetivos, é quantificar o ruído presente em nosso sistema, levando em conta que o ruído é de tipo quântico (*shot Noise*), cuja natureza e propriedades foram discutidas no capítulo 3. Os ruídos clássicos podem ser removidos quando é empregado um fotodetector balanceado.

Anteriormente descrevemos a teoria da geração de vácuo comprimido usando um interferômetro não linear de Mach-Zehnder. Este sistema é sensível às flutuações na fase relativa devido a mudanças no ambiente. Porém, é possível

aumentar a estabilidade contra estas flutuações, substituindo o interferômetro de Mach-Zehnder com um interferômetro tipo Sagnac em fibra, conforme mostrado na figura 4.13.

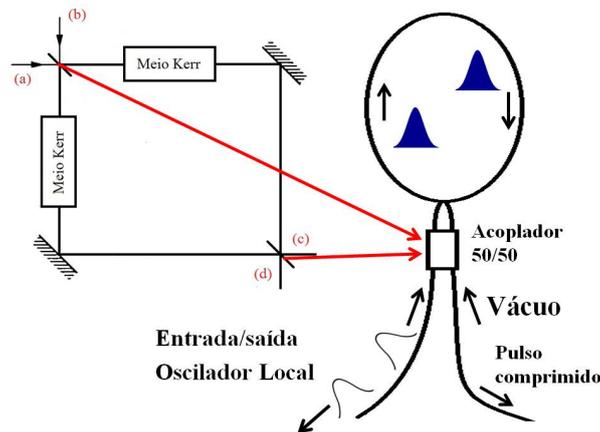


Figura 4.13: Substituição do interferômetro de Mach-Zehnder por um circuito de Sagnac.

O funcionamento do interferômetro Sagnac foi mostrado no capítulo 2. Retomando o processo, temos pulsos na entrada que são divididos com o divisor de feixe acoplado na fibra em dois pulsos que se propagam em direções opostas, com igual intensidade e idênticos caminhos ópticos. Todas as flutuações induzidas pela fibra tais como mudanças de fase e variações na intensidade devido a vibrações mecânicas, são experimentadas por ambos os pulsos, e são canceladas quando o pulso interferir após uma viagem de ida e volta.

O diagrama esquemático do aparato experimental é mostrado na Fig. 4.14. O interferômetro propriamente dito é montado a partir de uma fibra óptica SMF-28 (*Single-Mode Fiber*) da Corning e um divisor de feixe 50%: 50% em fibra óptica.

A saída do laser de érbio é acoplado à porta 1 de um circulador (referência CIR-3-155-113196) em fibra. O pulso emerge na porta 2, conectada à entrada do interferômetro de Sagnac. Após passar pelo Sagnac, o campo que será usado como oscilador local retorna para a porta 2 do circulador, saindo pela porta 3.

Na outra saída do interferômetro de Sagnac está o vácuo comprimido.

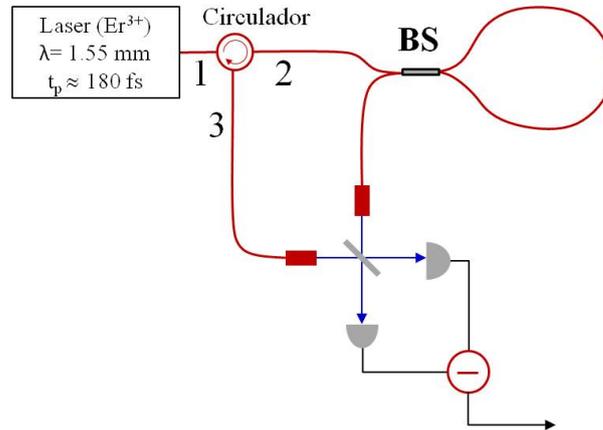


Figura 4.14: Esquema do interferômetro Sagnac em fibra implementado para detectar vácuo comprimido

Conforme descrito anteriormente, a fonte de radiação utilizada é um laser cujo meio de ganho é uma fibra óptica dopada com érbio, operando no regime de modos travados. O laser gera um trem de pulsos com duração  $\tau_p \approx 200$  fs, potência de pico de  $P_{pico} \approx 1.2$  kW e frequência de repetição  $f_{rep} \approx 146$  MHz. Uma primeira tentativa de usar o aparato ilustrado na Fig. 4.14 resultou em uma potência de aproximadamente  $70 \mu\text{W}$  na saída de vácuo, para uma potência de entrada de 12 mW. Esta configuração não é adequada, portanto, tendo em vista que o objetivo é que a potência na saída de vácuo do interferômetro seja da ordem de um centésimo da potência de entrada. Este *vazamento* pode ser atribuído ao uso de uma fibra que não preserva o estado de polarização. A fim de reduzir a potência na saída de vácuo foi necessário introduzir um controlador de polarização conhecido coloquialmente por *Mickey Mouse*. Este instrumento permite variar a potência da saída de vácuo através da manipulação da polarização. O desenho experimental final de nossa experiência é apresentado na figura 4.15.

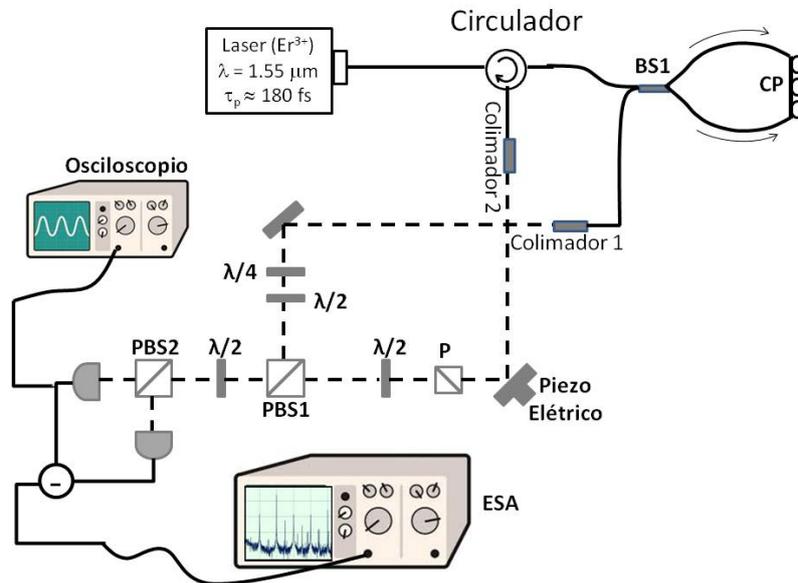


Figura 4.15: Esquema da montagem experimental para geração e detecção da luz comprimida. Um comprimento total igual a  $791.1 \pm 0.6$  cm em fibra, foi empregado para o circuito Sagnac e as saídas.

Um laser construído com fibra dopada com erbio é usado como fonte para o circuito Sagnac. Os feixes correspondentes ao vácuo comprimido e oscilador local emergem do aparato nos colimadores 1 e 2, respectivamente. A partir destes pontos os feixes viajam no espaço livre, representados por linhas pontilhadas na Fig. 4.15. A fase do oscilador local é variada com o piezo elétrico colocado no espelho que reflete o sinal para um polarizador e uma placa de meia onda. Isto controla a polarização e intensidade do oscilador local com o objetivo de misturá-lo com o vácuo comprimido no divisor de feixe de polarização (PBS1). Finalmente, uma placa de  $\lambda/2$  garante um ajuste de polarização da mistura e regula a intensidade que será detectada. Uma vez caracterizado o interferômetro passamos à implementação do sistema de detecção. Um aspecto importante na experiência é garantir que os dois sinais chegam ao mesmo tempo no fotodetector. Em primeiro lugar, o comprimento da fibra a partir do divisor de feixe para as duas saídas (colimadores) deve ter aproximadamente o mesmo comprimento. Analogamente, foi garantido o

mesmo comprimento no caminho óptico em espaço livre dos feixes a partir dos colimadores até o PBS1. Os ajustes finos de pequenas diferenças nos tempos de chegada dos feixes ao fotodetector foram feitos com o auxílio de transladores de parafusos milimétricos localizados no colimador da saída de oscilador local e outro no colimador de uma das entradas ao fotodetector. Para estabilizar o sistema frente a flutuações acústicas e térmicas, uma caixa externa foi colocada para isolar os elementos. Um piezoelétrico é colocado no espelho (os espelhos que refletem os dois feixes foram dispostos a  $45^\circ$ ) que reflete o sinal de oscilador local para o PBS1, tem como função alterar o comprimento de caminho óptico do oscilador local, controlando assim a fase relativa, além disto, também ajuda a tornar visível a interferência entre os feixes. O piezoelétrico esta ligado a um gerador de sinais que permite variar a fase do sinal correspondente ao oscilador local, e a uma fonte de tensão que permite o seu funcionamento. Os parâmetros de tensão e frequência usados para a coleta de dados serão discutidos mais na frente.

Um fato importante a destacar é o uso de um laser de fibra dopada com érbio cujos pulsos são ultracurtos (180 fs,  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , 146 MHz taxa repetição), gera mudanças maiores na fase não linear com um menor ruído associado ao espalhamento Brillouin em fibras com menor comprimento [50]. Esta mudança permite melhorar as condições experimentais frente a montagens previamente reportadas na literatura, onde o comprimento das fibras utilizadas precisam ser consideravelmente maiores.

### 4.5.1 Aquisição de dados

O sistema de medição usado é composto de um fotodetector diferencial PDB460C cujas características e operação foram descritos na Seção 3.4.1, os colimadores dispostos para coletar e focalizar os sinais que saem do PBS2 são conectados com acopladores PC por fibras ópticas SMF28 às duas entradas do fotode-

teor. O PDB460C tem três saídas, duas para observar o sinal de baixa frequência de cada fotodetector correspondente ao monitor(+) e monitor(-) respectivamente, e a outra, que é a saída RF, onde a diferença dos dois sinais é obtido. A saída do monitor +, é conectada a um osciloscópio mostrando o sinal do padrão de interferência entre o oscilador local e o pequeno sinal de *vazamento* da saída do vácuo comprimido, enquanto o piezoelétrico é varrido. A saída de RF é conectada no analisador de espectro que já foi referido (seção

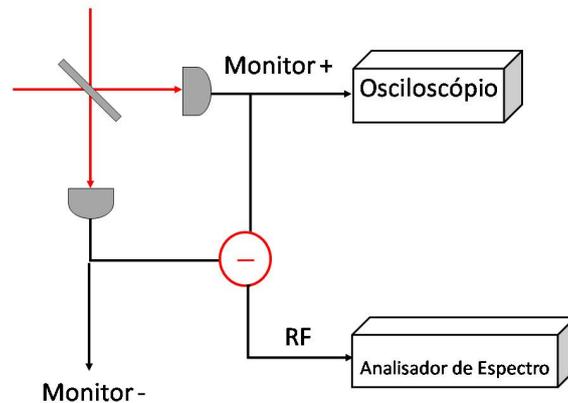


Figura 4.16: Esquema do sistema de detecção para a aquisição de dados

3.3.2), onde são coletados os dados para as medidas de *Shot Noise* e *Squeezing* para em seguida serem processados e analisados. Na próxima seção os parâmetros que foram variados para coleta de dados serão detalhados.

## 4.5.2 Resultados experimentais

Na saída que chamamos de sinal, presumia-se que estaria composta unicamente por vácuo comprimido. Não obstante os resultados irão mostrar que o sinal (vácuo) obtido é a soma de um campo clássico e vácuo comprimido. Antes de começar a série de medidas, foi necessário medir a percentagem de perdas a partir da saída do sinal até o fotodetector. Para fazer a quantificação das perdas totais para o feixe de vácuo comprimido que ocorrem deste a saída do

interferômetro de Sagnac até a detecção final, nos referimos à Fig. 4.15. A tabela abaixo resume as estimativas destas perdas.

Tabela 4.1: Percentagens de perdas no caminho percorrido por o feixe do vácuo

Saída da fibra da porta de vácuo do Sagnac	4%
colimador (com AR) (AR = camada anti-reflexão)	1%
Componentes ópticos (com AR) e espelhos	5%
Perdas (máximas) de acoplamento na fibra do fotodetector*	20%
Perdas no fotodetector (eficiência quântica de 85%)	15%
<b>Total de perdas lineares</b>	<b>45%</b>

\*Inclui as perdas de Fresnel na entrada e saída da fibra.

Notar que nesta estimativa das perdas não contabilizamos o problema da despolarização da luz nas fibras ópticas do aparato.

#### 4.5.2.1 Transmissão não linear no interferômetro de Sagnac:

Com o intuito de estudar as propriedades do interferômetro de Sagnac nesta seção descrevemos o resultado de medidas da transmissão na porta do sinal em função da potência acoplada no interferômetro.

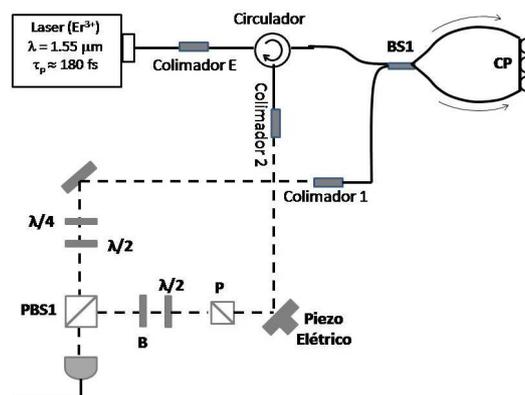


Figura 4.17: Arranjo experimental para medidas da potência transmitida pelo sinal como função da potência acoplada na entrada do Sagnac

Para descrever o procedimento usado nos referimos ao diagrama mostrado na Fig. 4.17. Bloqueamos o feixe de saída da porta do oscilador local e medimos a potência transmitida na porta do vácuo após o PBS1 indicado na figura,

como função da potência de entrada do interferômetro.

Na Fig. 4.18 está mostrado o resultado destas medidas. Verifica-se que para potências de entrada maiores do que 6 mW a transmissão decresce, ficando evidente que é uma função não linear da potência. Este resultado é similar ao que foi observado por Schmitt et. al. [23].

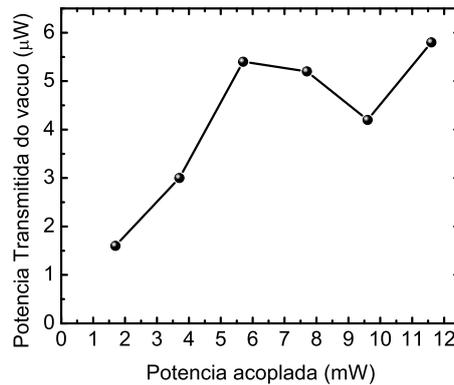


Figura 4.18: Variação da potencia de vácuo transmitida em função da potencia de entrada. Observa-se uma queda na potência associada com vácuo, para potências de entrada na faixa de 7-10 mW, evidenciando a presença do efeito não linear.

Na Fig. 4.19 reproduzimos os resultados destes pesquisadores, que mostraram que a maior compressão de ruído quântico de amplitude em um interferômetro de Sagnac assimétrico coincide com as regiões em que a transmissão não linear decresce com a potência [23].

Em nossa montagem a modulação não linear da potência transmitida é mais acentuada do que a modulação reportada em [23], devido ao fato de que o interferômetro de Sagnac naquela referencia é assimétrico, com divisão das potências de entrada na proporção de 90:10. Neste caso o contraste da interferência entre os dois feixes que circulam em direções opostas é menor.

O ponto importante a ser ressaltado aqui é que, como o processo de compressão de ruído é não linear, as medidas devem produzir melhores resultados onde os efeitos não lineares são mais significativos.

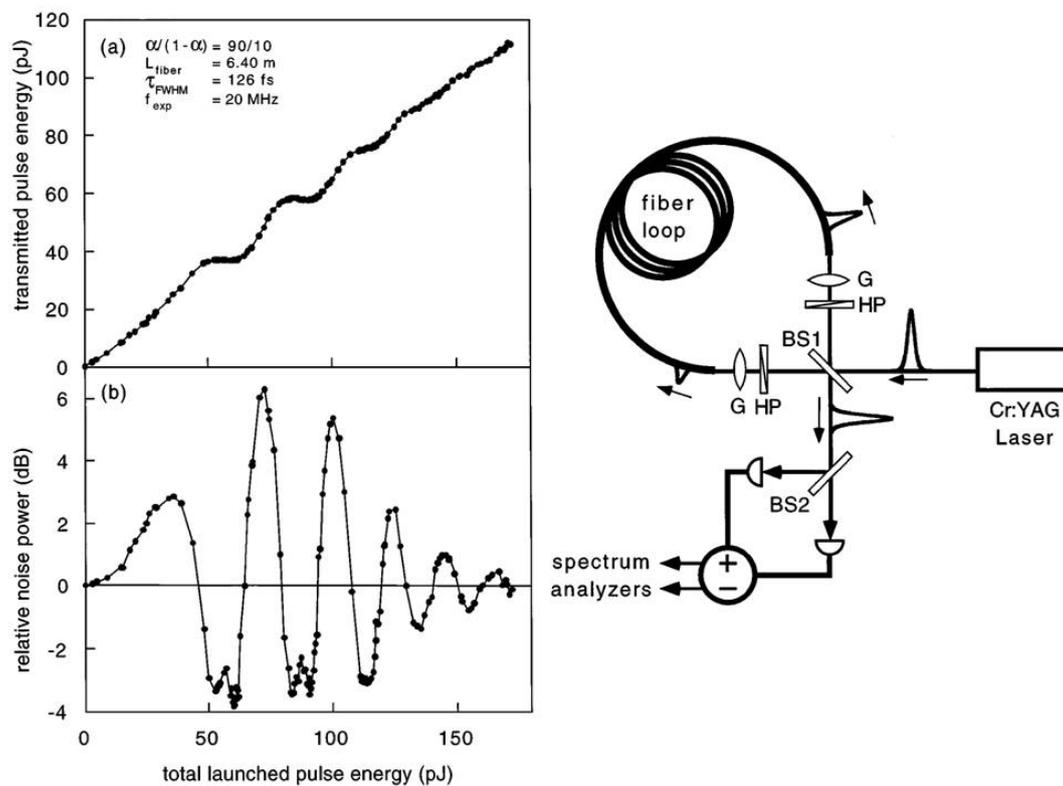


Figura 4.19: Esquerda: Função de transferência não-linear em função da energia de entrada à circuito e compressão obtida para um Sagnac assimétrico (90:10). Direita: Configuração experimental para detectar compressão diretamente a partir de um interferômetro de fibra óptica assimétrico Sagnac [23].

### 4.5.2.2 Interferência entre o campo “vazado” e o oscilador local

Ao descrevermos o funcionamento de nosso interferômetro de Sagnac, mencionamos que há um campo “vazado” presente na saída onde deveria ser o vácuo comprimido. Também mencionamos nossos esforços no sentido de minimizar este campo, onde tivemos sucesso parcial: a potência registrada na saída do vácuo é da ordem de alguns poucos  $\mu\text{W}$ , que deve ser comparada com uma potência da ordem de centenas de  $\mu\text{W}$  utilizada como oscilador local.

Verificamos que o campo “vazado”, que denominaremos por  $E_S$ , interfere com o campo do oscilador local,  $E_{OL}$  no detector diferencial. Ao variarmos a fase do oscilador local, conectando a saída de baixa frequência (“Monitor”) do nosso detector a um osciloscópio podemos registrar este interferograma. Sua natureza é totalmente clássica, mas é interessante para determinar a fase do oscilador local em relação ao campo onde esperamos observar a compressão de ruído quântico.

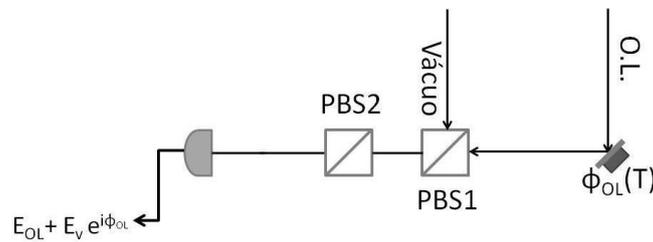


Figura 4.20: Seção do esquema experimental para observação do interferograma. A fase  $\Phi_{LO}$  introduzida pelo piezo elétrico depende do tempo físico  $T$ .

Na Fig. 4.20 mostramos como esta interferência é detectada usando os componentes da detecção homodina balanceada. A fase relativa entre os campos  $E_S$  e  $E_{OL}$  é modulada através de um piezo-elétrico, em frequências  $f_p$  de alguns Hz, sendo dada por  $\Phi_{OL} = \omega\Delta L/c$ , onde  $\Delta L$  é

$$\Delta L = \Delta L_{max} \cos(2\pi f_p T + \phi_1), \quad (4.70)$$

sendo  $\phi_1$  a fase entre os campos quando não modulamos a posição do piezo-elétrico, e  $L_{max}$  a excursão máxima do piezo. O interferograma obtido pode ser ajustado, portanto, pela expressão

$$I_{total} = I_{OL} + I_s + 2\sqrt{I_{OL} I_s} \cos[\Phi_{OL}(T)]. \quad (4.71)$$

A análise deste interferograma será útil para estudar dependência do sinal de ruído com a fase entre os campos, conforme será descrito posteriormente.

#### 4.5.2.3 Procedimento experimental para efetuar as medidas de ruído

Nesta seção serão descritos os procedimentos gerais para nossas medidas de ruído quântico, assim como a forma de apresentação dos resultados. Para auxiliar na compreensão dos resultados experimentais frequentemente apresentaremos os interferogramas simultaneamente às medidas de ruído, variando a fase do oscilador local. O procedimento usado para executar as medidas de ruído consiste no seguinte:

1. Balanceamos o detector homodino com feixe do oscilador local, bloqueando o sinal de vácuo. Verificamos que a rejeição de ruído seja de pelo menos de 30 dB, conforme medido na frequência de repetição do laser,  $f_{rep} \approx 146$  MHz;
2. Verifica-se o nível de ruído balístico, bloqueando o feixe proveniente da porta do vácuo do Sagnac, medindo o nível do ruído com o analisador espectro de RF, em uma frequência de análise fixa, tipicamente 20 MHz ou 30 MHz;
3. Desbloqueamos o feixe de vácuo e medimos o ruído no analisador de espectro de RF, no modo *Zero Span*, variando a fase do oscilador local.

A varredura do analisador de espectro é sincronizada externamente com o gerador do piezo-elétrico;

Os parâmetros utilizados no analisador de espectro de RF estão resumidos na Tab. 4.2 abaixo.

Tabela 4.2: Parâmetros usados no analisador de espectros

Parâmetros empregados	
Frequência Central	20 MHz, 30 MHz
Spam:	0
RBW	30 KHz
VBW	3 KHz
Sweep Time	100ms
Average	10

Os resultados deste procedimento estão mostrados nas Fig. 4.21 e 4.22, registradas para diferentes frequências de análise no analisador de espectro. Na parte superior das Fig. 4.21 e 4.22 são mostrados os interferogramas (clássicos) e na parte inferior as medidas de ruído, ambas em função do tempo, que pode ser traduzido diretamente para fase relativa fazendo uso da Eq.( 4.70)

$$\Phi_{OL}(T) = \Delta\Phi_{max} \cos(2\pi f_p T + \phi_1) \quad (4.72)$$

O primeiro ponto a ser destacado são as diferentes dependências com a fase para estas medidas. Conforme esperado, o interferograma varia com  $\Phi_{OL}(T)$  enquanto a variação do ruído depende de  $2\Phi_{OL}(T)$ . Nas medidas do ruído também está registrado o nível de ruído balístico (*shot noise*) para a potência óptica usada naquela medida. Verificamos consistentemente que foi possível obter medidas de ruído com valores inferiores ao do *shot noise*. O valor exato das fases exatas para as quais verificamos redução de ruído abaixo do ruído padrão não pode ser inferido devido a problemas de sincronização na

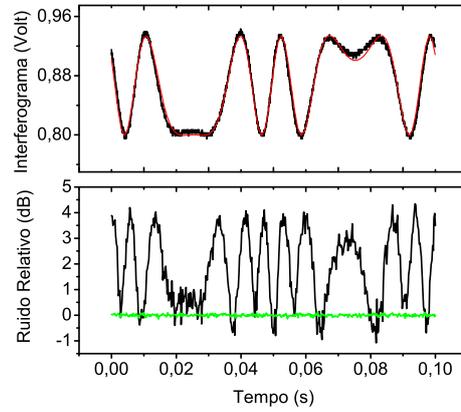


Figura 4.21: Dados registrados para a frequência central de 20MHz. O gráfico superior é o interferograma dos sinais do vácuo e oscilador local. A linha vermelha é o ajuste do interferograma baseado na Eq. 4.71. O gráfico inferior é o espectros de ruído normalizado pelo ruído de *shot noise*, representado pela linha verde.

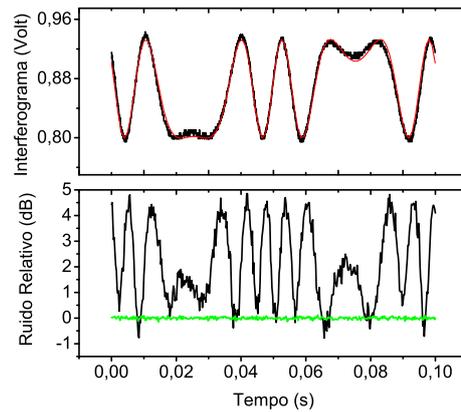


Figura 4.22: Dados registrados para a frequência central de 30MHz. O gráfico superior é o interferograma dos sinais do vácuo e oscilador local. A linha vermelha é o ajuste do interferograma baseado na Eq. 4.71. O gráfico inferior é o espectros de ruído normalizado pelo ruído de *shot noise*, representado pela linha verde.

aquisição dos traços do osciloscópio e do analisador de espectros.

Para fazer a conexão das medidas de ruído com a teoria desenvolvida na seção 3.6.2 para a observação de estados comprimidos usando a detecção homodina balanceada, relembremos aqui os principais resultados da aquela. Foi verificado que se tratarmos a amplitude do oscilador local como uma variável clássica  $\alpha_{LO}$ , o operador corrente será:

$$\hat{i} = -iq \frac{v_g}{L} \left( \alpha_{LO}^* \hat{b} - \alpha_{LO} \hat{b}^\dagger \right). \quad (4.73)$$

O valor esperado de  $\hat{i}$  é zero e o valor esperado do quadrado da corrente é

$$\langle \hat{i}^2 \rangle = q^2 \frac{v_g^2}{L^2} |\alpha_{LO}|^2 \left( -2|\mu\nu| \cos\phi + |\mu|^2 + |\nu|^2 \right), \quad (4.74)$$

onde  $\phi = \arg(\alpha_{LO}^2) - \arg(\mu\nu)$ , mostrando a dependencia com a fase do oscilador local - notar que  $\arg(\alpha_{LO}^2) \propto 2\Phi_{LO}$ . A partir disto podemos obter os valores máximo e mínimo da variância da corrente, dadas por

$$\langle \hat{i}^2 \rangle_{min} = q^2 \frac{v_g^2}{L^2} |\alpha_{LO}|^2 (|\mu|^2 - |\nu|^2), \quad (4.75)$$

$$\langle \hat{i}^2 \rangle_{max} = q^2 \frac{v_g^2}{L^2} |\alpha_{LO}|^2 (|\mu|^2 + |\nu|^2). \quad (4.76)$$

O ruído padrão (*shot noise*) pode ser obtido fazendo  $\mu = 1 \Rightarrow \nu = 0$ , de modo que

$$\langle \hat{i}^2 \rangle_{SN} = q I_{LO} B. \quad (4.77)$$

Os resultados experimentais mostram regiões com ruído abaixo do ruído padrão, correspondendo à Eq. 4.75 e superiores a este valor, correspondendo à equação 4.76. É usual normalizar as medidas das flutuações da corrente pelas flutuações de *shot noise* e expressar o resultado em dB. No caso do mínimo

das flutuações, por exemplo, obtemos

$$\text{Ruido relativo mínimo}[dB] = 10 \log \frac{\langle \hat{i}^2 \rangle_{min}}{\langle \hat{i}^2 \rangle_{SN}} = 10 \log \left( 1 + 2|\nu|^2 - 2|\nu| \sqrt{1 + |\nu|^2} \right) . \quad (4.78)$$

Os resultados apresentados nas Fig. 4.21 e 4.22 já mostram o ruído na corrente normalizado desta forma.

#### 4.5.2.4 Medidas do ruído variando a potência do sinal

Com o objetivo de verificar o papel do sinal na redução do ruído aqui discutimos um conjunto de medidas em que variamos a potência do sinal da porta de vácuo e registramos o comportamento do ruído, variando a fase do oscilador local. No limite em que todo o sinal é rejeitado, esperamos que o ruído registrado seja o de *shot noise* padrão.

O procedimento adotado é descrito com base na Fig. 4.23 e consiste dos seguintes passos:

- a) fixamos a potência acoplada ao interferômetro de Sagnac em  $P_{in} = 12 \text{ mW}$
- b) mantemos a potência do oscilador local fixa em  $150 \text{ } \mu\text{W}$ ;
- c) ajustamos a placa de  $\lambda/4$  para obter a radiação linearmente polarizada na saída do vácuo;
- d) ajustamos a placa de  $\lambda/2$  maximizamos a potência de entrada para o detector homodino,  $P_1$ , refletida no PBS de entrada;
- e) fixando a placa de  $\lambda/4$ , variamos a potência  $P_1$ , variando a placa de  $\lambda/2$ ;
- f) monitoramos a potência  $P_2$ , (ver Fig. 4.23) transmitida através do PBS de entrada, como forma de medir a potência  $P_1$  refletida no PBS. Estas estão relacionadas pela expressão  $P_S = R(\theta) P_S + T(\theta) P_S = P_1 + P_2$ , onde  $R(\theta)$  e

$T(\theta)$  representam os coeficientes de reflexão e transmissão no primeiro PBS, respectivamente, e  $\theta$  é o ângulo da placa de  $\lambda/2$ . Nas medidas apresentadas aqui a potência total no feixe de sinal era  $P_S = 2.6 \mu\text{W}$ .

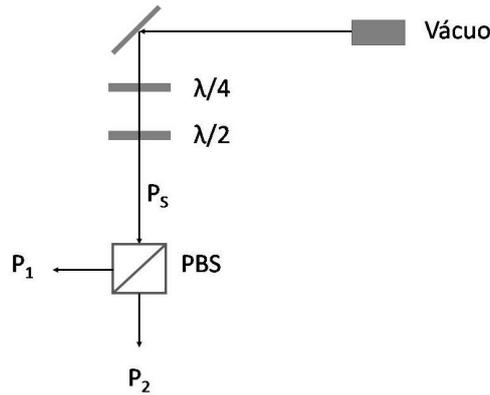


Figura 4.23: Esquema do caminho do vácuo e componentes ópticos usados para ajustar a potência no fotodetector.

Depois de efectuar as medidas das flutuações da corrente, como aquelas resgistrados na Fig. 4.21 e 4.22, medimos o ruído mínimo observado. A Fig. 4.24 mostra a amplitude do ruído, isto, a diferença entre o ruído mínimo e o ruído máximo em função da transmissão. Nota-se claramente que o máximo desta amplitude ocorre para uma transmissão de  $\approx 45\%$ , e não na transmissão mínima, quando toda a potência de sinal seria enviada para o detector balanceado. Este resultado indica que a polarização do campo *vazado* não é a mesma do campo de vácuo comprimido.

Na Fig. 4.25 que mostra o ruído mínimo normalizado pelo *shot noise* em função da potência transmitida. Cada ponto corresponde à média do valor mínimo das flutuações e a linha vermelha representa o valor medio relativo do ruído de disparo. Para transmissões maiores do que 60% o ruído mínimo é sempre maior que o ruído padrão, conforme esperado.

As maiores reduções de ruído não ocorrem nas menores transmissões, ao contrário do que esperaríamos. Novamente, isto indica que a polarização do

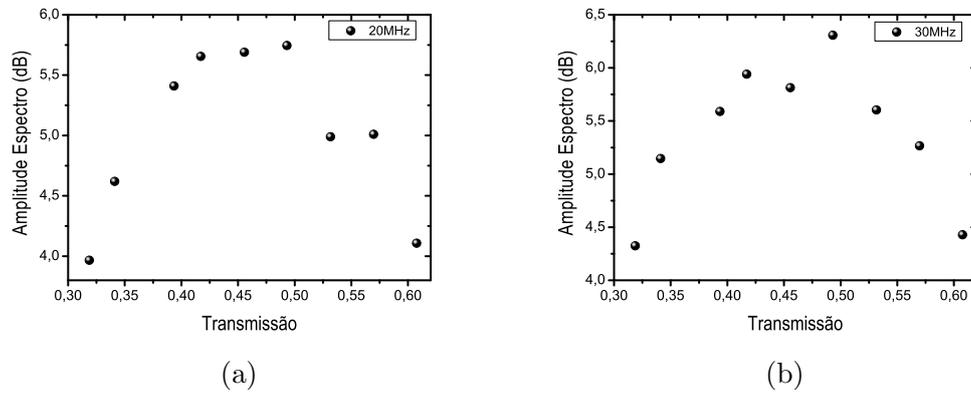


Figura 4.24: Variação da amplitude do espectro de ruído como função da potência do sinal (Vácuo) transmitido pela PBS. (a) Para 20MHz. (b) Para 30MHz.

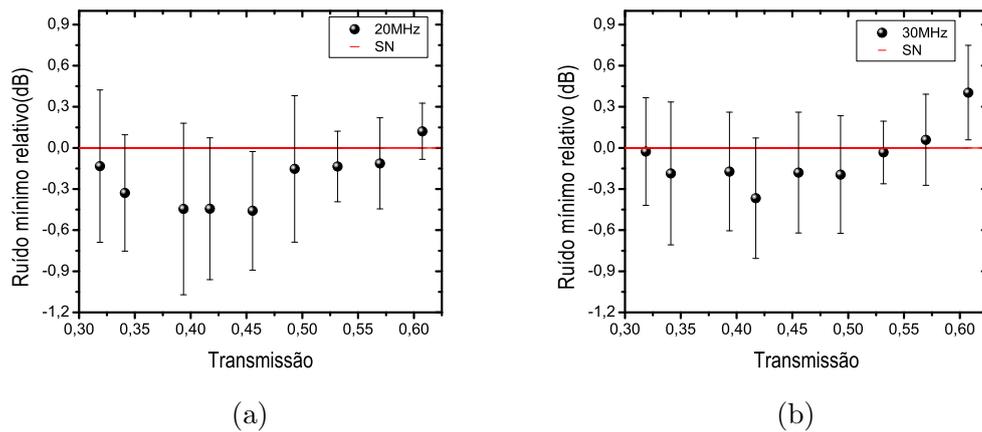


Figura 4.25: Compressão obtida para cada potencia transmitida do vácuo. (a) compressão para uma frequência de detecção de 20MHz. (b) 30MHz.

vácuo comprimido é distinto da polarização da radiação *vazada*. Este aspecto será investigado adiante. O maior valor de compressão para este conjunto de medidas foi de  $(-0.46 \pm 0.43)$  dB, para  $f_{RF} = 20$  MHz e  $(-0.37 \pm 0.43)$  dB, para  $f_{RF} = 30$  MHz. Estas medidas foram realizadas com a potência do oscilador próximo ao limite de saturação do fotodetector, o que pode justificar as grandes barras de erro. A saturação do fotodetector está diretamente associada à potência do campo *vazado* e será abordado posteriormente.

#### 4.5.2.5 Relação entre a polarização do campo *vazado* e vácuo comprimido

Tendo em vista os resultados preliminares apresentados na seção anterior, aqui investigamos mais cuidadosamente a relação entre a polarização do campo *vazado* e o vácuo comprimido. Nosso objetivo é verificar se, ao ajustarmos a polarização do campo *vazado* para maximizá-lo no detetor diferencial também maximizamos o vácuo comprimido. Isto indicaria que os dois campos possuem a mesma polarização.

Aqui cabe destacar novamente o fato de que não utilizamos fibras preservadoras de polarização (*Polarization Maintaining Fibers*) na de montagem do interferômetro de Sagnac. Isto significa que os resultados obtidos não são completamente reprodutíveis ao longo de um período longo, pois a acomodação mecânica da fibra muda suas propriedades de birrefringência.

Uma medida importante da presença do campo *vazado* é a amplitude do interferograma clássico. Com um ajuste cuidadoso das placas de onda no feixe do vácuo permite, por exemplo, minimizar quase totalmente a amplitude do interferograma, indicando que o campo *vazado* foi rejeitado.

O procedimento para obter os resultados apresentados nesta seção são bastante similares ao descrito na seção anterior. Nos referiremos novamente à Fig. 4.23. Nestas medidas mantivemos a potência do oscilador local fixa em  $100 \mu\text{W}$ . Ajustando as placas de  $\lambda/4$  e  $\lambda/2$  anulamos o campo *vazado* no

detector balanceado, minimizando a amplitude do interferograma.

Num primeiro conjunto de medidas a) mantivemos a placa de  $\lambda/4$  fixa no ângulo em que anulamos a amplitude do interferograma; b) variamos a placa de  $\lambda/2$  em passos de  $45^\circ$ ; c) registramos o interferograma, o ruído da corrente e a potência transmitida,  $P_2$ , rejeitada no detetor diferencial. A potência de saída no feixe de vácuo foi cuidadosamente minimizada usando os controles de polarização do Sagnac e seu valor foi  $P_S = 1.4 \mu\text{W}$ .

Nos interferogramas registrados com este procedimento, a amplitude varia entre máximos e mínimos a cada  $45^\circ$ , conforme esperado. Observa-se que mesmo anulando o interferograma, o espectro de ruído apresenta uma modulação dependente da fase do oscilador local  $\Phi_{LO}$ .

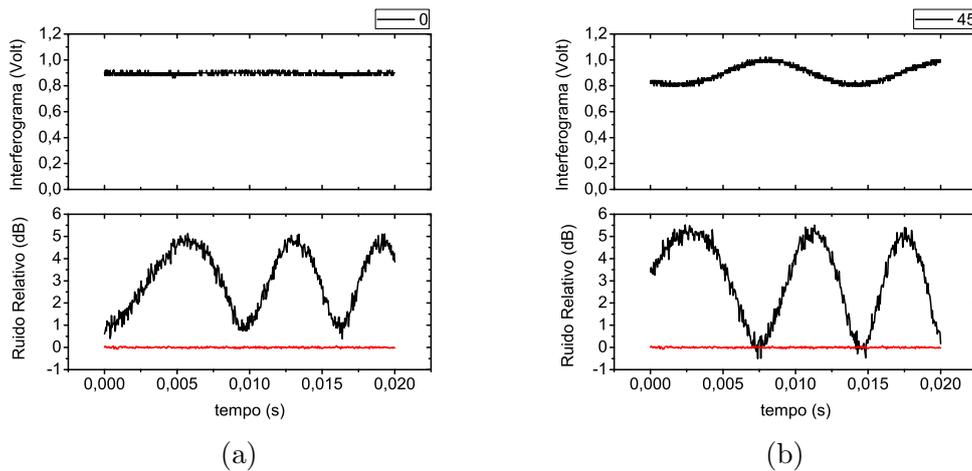


Figura 4.26: Resultados experimentais para interferograma e sinal de ruído para a variação dos ângulos na placa  $\lambda/2$ . a) Ângulo de referência escolhido como  $0^\circ$  em  $\lambda/2$ . b) para  $45^\circ$ .

A Fig. 4.26 apresenta os dados brutos obtidos segundo este procedimento. Observamos ruído abaixo do ruído padrão (*squeezing*) para a placa de  $\lambda/2$  orientada segundo os ângulos de  $45^\circ + m 90^\circ$ , com  $m$  inteiro. Para os ângulos  $0^\circ + m 90^\circ$  verificamos novamente a modulação do ruído com a fase do oscilador local, mas com o ruído mínimo maior que o ruído padrão.

Na Fig. 4.27 cada ponto corresponde à media do valor mínimo das

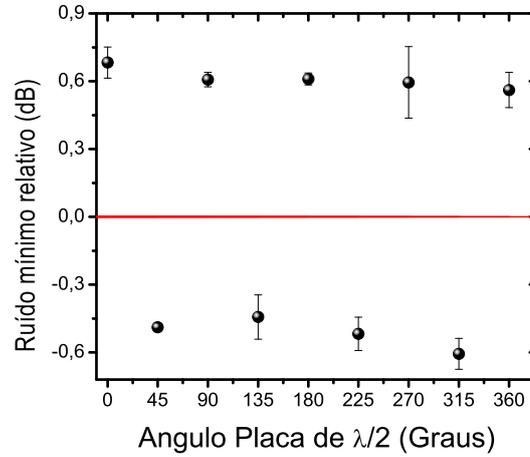


Figura 4.27: Ruído mínimo relativo obtido para cada mudança de 45 graus no ângulo da placa de meia onda. A linha vermelha é o valor médio relativo del *shot noise*

flutuações nos espectros mostrados na Fig. 4.26, sendo que a linha vermelha representa o valor médio relativo do ruído normalizado pelo *shot noise*. O valor médio de compressão para este conjunto de medidas foi de  $-0.51 \pm 0.07$  dB.

Na segunda parte das medidas de ruído variando a polarização do campo *vazado*, seguimos o mesmo procedimento anterior (anular o interferograma e fixar a placa de  $\lambda/4$ ), mas variando a placa de  $\lambda/2$  em passos de  $5^\circ$  entre  $0^\circ$  e  $45^\circ$ .

Para cada posição da placa de meia onda medimos a potência do feixe vazado transmitido pelo PBS (não injetado, portanto, no detetor diferencial). Com isto pudemos ajustar as medidas de transmissão a seguinte expressão para  $T(\theta)$

$$T(\theta) = T_0 + A \sin \left[ \frac{\pi(\theta - \theta_0)}{w} \right] \quad (4.79)$$

As medidas de transmissão através do PBS, como função do ângulo  $\theta$  da placa de  $\lambda/2$  estão mostrados na Fig. 4.28, onde também mostramos o ajuste com a expressão 4.79. O fato de que a transmissão não se anula com-

pletamente pode ter pelo menos duas razões principais: (i) luz despolarizada proveniente de processos aleatórios na fibra; e (ii) a transmissão não linear do interferômetro de Sagnac.

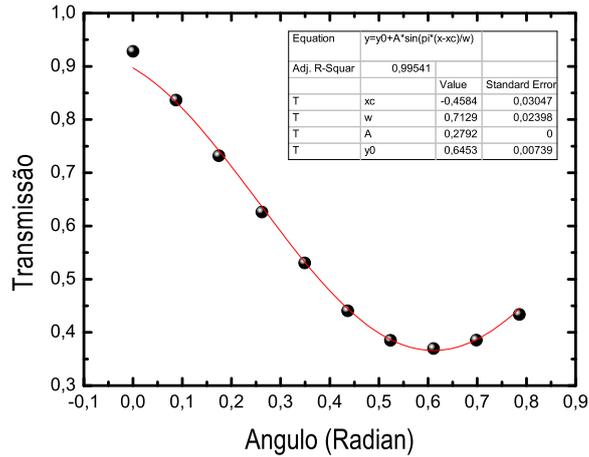


Figura 4.28: Dados experimentais correspondentes à transmissão do sinal para diversos ângulos na placa  $\lambda/2$ . A linha vermelha é o ajuste numérico que simula os pontos obtidos experimentalmente.

Na Fig. 4.29 são mostrados os dados brutos dos interferogramas juntamente com os ruídos normalizados da corrente em função da fase do oscilador local. Chamam particular atenção os resultados obtidos para  $\theta = 0^\circ$ , onde a amplitude do interferograma é nula, mas a amplitude da modulação do ruído é claramente não-nula.

Na Fig. 4.30, são mostradas as amplitudes dos interferogramas em função do ângulo da placa de  $\lambda/2$ . Conforme esperado, o máximo da amplitude do interferograma coincide com o mínimo da curva de transmissão, quando toda a potência é refletida para o detector diferencial.

A Fig. 4.31 mostra o ruído relativo mínimo como função do ângulo da placa de  $\lambda/2$ . A maior redução de ruído ocorre para  $\theta = 45^\circ$ , onde também ocorre o máximo da amplitude do interferograma. Aqui, contrariamente ao que foi observado nas medidas preliminares da seção 4.5.2.4, a polarização do

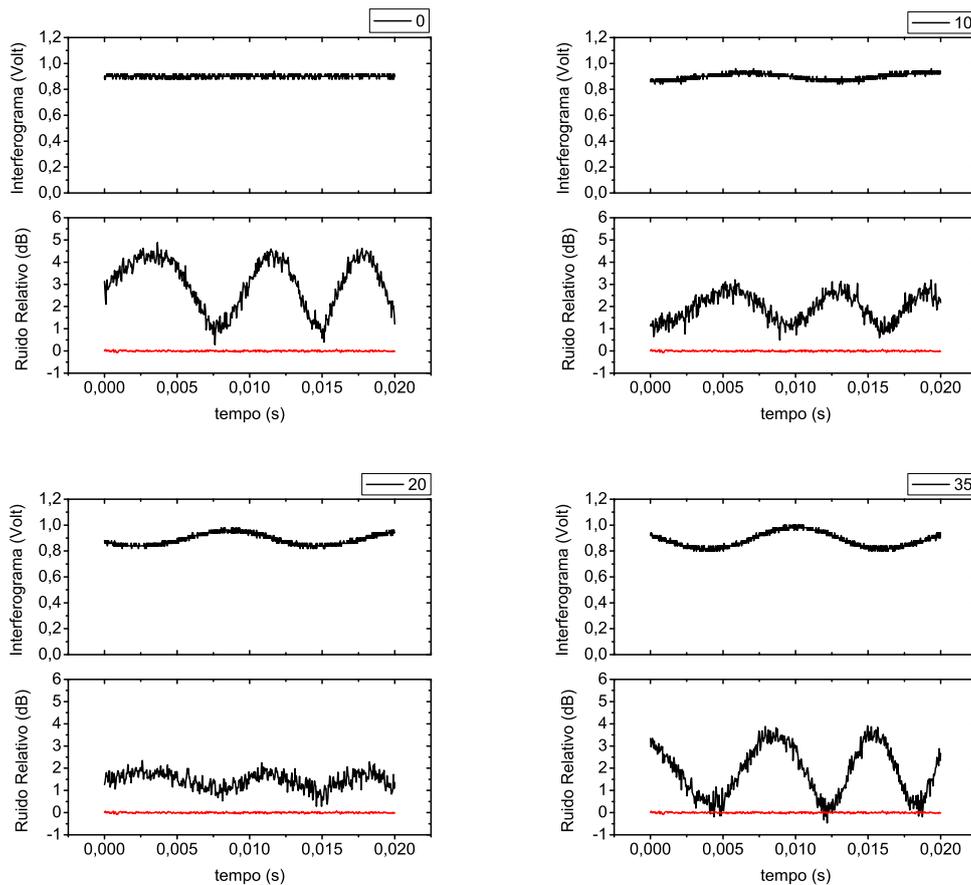


Figura 4.29: Interferogramas experimentais com o seu respectivo espectro de ruído para medir relação do sinal de vazamento e vácuo. Variação dos ângulos na placa  $\lambda/2$  em passos de  $5^\circ$  entre  $0^\circ$  e  $45^\circ$ . Os gráficos apresentados correspondem a  $\lambda/2 = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ$  e  $35^\circ$ .

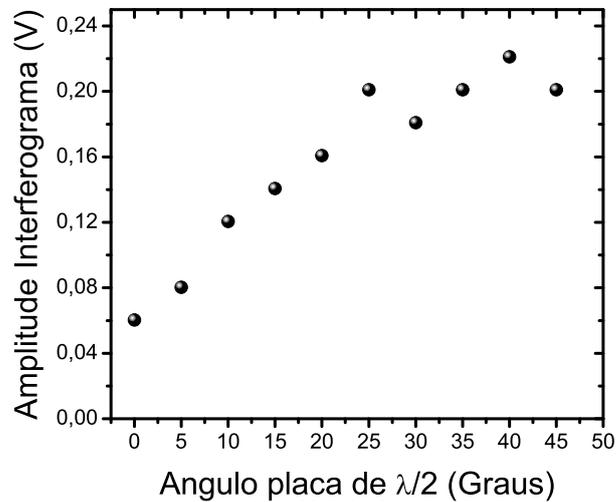


Figura 4.30: Variando a potência do vácuo comprimido foram coletadas as amplitudes do interferograma para diversos ângulos na placa de meia onda.

campo vazado está alinhada com a polarização da radiação de ruído comprimido. Podemos especular se estamos gerando um campo *brilhante*, isto é, com intensidade diferente de zero, comprimida (*squeezed*). Nossas medidas não permitem inferir a veracidade desta conjectura.

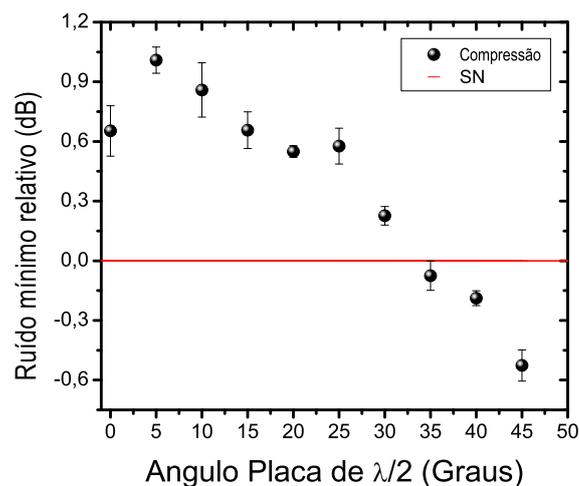


Figura 4.31: Ruído mínimo relativo obtido para cada mudança de 5 graus no ângulo da placa de meia onda. A linha vermelha é o valor médio relativo do shot noise

O valor máximo de compressão de ruído obtido nestas medidas ( $\theta = 45^\circ$ ) foi de  $(-0.53 \pm 0.08)$  dB, mas o ângulo para o qual obtivemos redução de ruído com menor dispersão foi para  $\theta = 40^\circ$ , onde obtivemos  $(-0.19 \pm 0.04)$  dB.

Nas medidas realizadas até o momento o ruído de disparo foi mantido constante, isto é, mantivemos a potência do oscilador local fixa. Isto significa que o fator de amplificação do ruído medido na detecção homodina balanceada é constante. Com o intuito de caracterizar melhor nosso sistema, no próximo conjunto de medidas, investigaremos o efeito de variar a potência do oscilador local.

#### 4.5.2.6 Variando a potência do oscilador local

Conforme a discussão apresentada na seção 3.6, o papel do oscilador local na detecção homodina balanceada é duplo. Ele serve para (i) estabelecer a fase e determinar, portanto, a quadratura do campo que está sendo detectada; e (ii) determinar o fator de amplificação do sinal, estabelecendo a relação sinal-ruído mínima que o sistema pode detectar. Há um limite prático do ganho máximo que podemos obter devido à saturação do fotodetector. Por outro lado, é necessário que a amplificação do sinal que desejamos observar seja suficiente para ultrapassar o limite estabelecido pelo ruído eletrônico do sistema de detecção. No caso da detecção de estados comprimidos da radiação é preciso poder medir o ruído quântico padrão - *shot noise* - para verificar que o ruído do campo comprimido é menor.

Nesta seção apresentaremos os resultados de medidas de compressão de ruído variando a potência do oscilador local. Manteremos constantes a potência de entrada no interferômetro de Sagnac,  $P_{in}$  e a potência de saída na porta do vácuo,  $P_S$  variando apenas a potência do oscilador local. Com isto, o estado da radiação gerada na saída da porta de vácuo não é alterado.

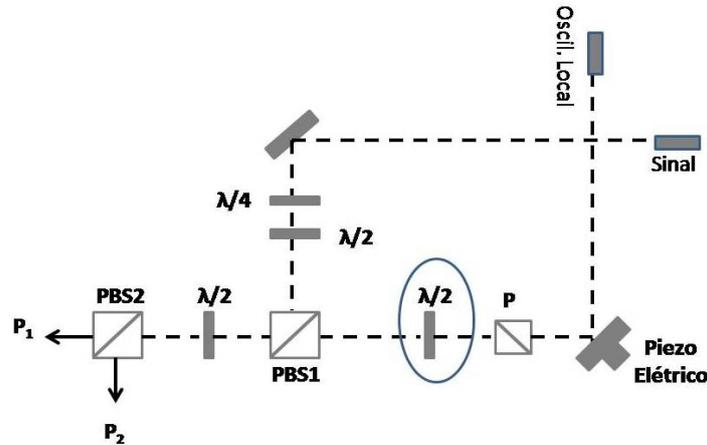


Figura 4.32: Esquema experimental usado para medir compressão de ruído, variando a potência do oscilador local que atinge o fotodetector, ajustando a placa de meia onda delimitada numa elipse na figura.

Na descrição do procedimento nos reparamos à Fig. 4.32. A potência do oscilador local é variada por meio da placa de  $\lambda/2$  indicada pela elipse na figura. Para cada potência do oscilador local o sistema é cuidadosamente balanceado na ausência do campo de sinal, ajustando a placa de  $\lambda/2$  posterior ao divisor de feixe *PBS1*. São registrados simultaneamente o interferograma e o ruído da corrente no analisador de RF, que é operado no modo *zero span*, centrado na frequência de 30 MHz. Os parâmetros usados no analisador de espectro são mostrados na tabela 4.3.

Tabela 4.3: Parâmetros usados no analisador de espectros

Parâmetros empregados	
Frequência Central	30 MHz
Span:	0
RBW	1 MHz
VBW	10 KHz
Sweep Time	50 ms
Average	10
Trig offset	14 ms

Na Fig. 4.33 são mostrados os resultados das nossas medidas. O ruído é normalizado pelo ruído padrão,  $\langle \hat{i}^2 \rangle_{SN}$ , isto é

$$R = 10 \log \left[ \frac{\langle \hat{i}^2 \rangle}{\langle \hat{i}^2 \rangle_{SN}} \right]. \quad (4.80)$$

A compressão (ruído mínimo) obtida para cada potência do oscilador local da Fig. 4.33 é mostrada na Fig. 4.34. Os resultados apresentados nesta figura são contrários ao que esperávamos: a compressão de ruído medida varia com a potência do oscilador local.

Examinando a compressão correspondente a  $P_{LO} = 50 \mu\text{W}$ , por exemplo, verificamos que este ponto é o que apresenta a maior dispersão. Isto é justificado pelo fato de que para esta potência o ruído de *shot noise* é pouco maior do que o nível de ruído eletrônico. Já o ruído medido para  $P_{LO} = 150 \mu\text{W}$  é aquele em que registramos à maior compressão, sendo esta potência próxima ao limite de saturação no detector. Para esta potência a compressão medida foi de  $-0.73 \pm 0.05 \text{ dB}$ , incluindo perdas lineares temos uma compressão de ruído relativo de  $-1.44 \pm 0.11 \text{ dB}$

Estas medidas de compressão de ruído devem ser comparadas ao que é previsto na Eq. 4.68. Expressando o ruído da corrente em termos da fase não linear  $\Phi_{NL}$  adquirida pelo pulso no meio Kerr, havíamos obtido

$$\langle \hat{i}^2 \rangle = qI_{LOB} \left( 1 + 2\Phi_{NL}^2 - 2\Phi_{NL} \sqrt{1 + \Phi_{NL}^2} \cos \vartheta \right), \quad (4.81)$$

sendo que o ruído mínimo é obtido para fases do oscilador local para as quais  $\vartheta = 2m\pi$ , onde  $m = 0, 1, 2, \dots$ . O Ruído Mínimo Relativo,  $R_r$ , portanto, é

$$R_r = 10 \log \left[ \frac{\langle \hat{i}^2 \rangle_{min}}{\langle \hat{i}^2 \rangle_{SN}} \right] = 10 \log \left( 1 + 2|\Phi_{NL}|^2 - 2|\Phi_{NL}| \sqrt{1 + |\Phi_{NL}|^2} \right) \quad (4.82)$$

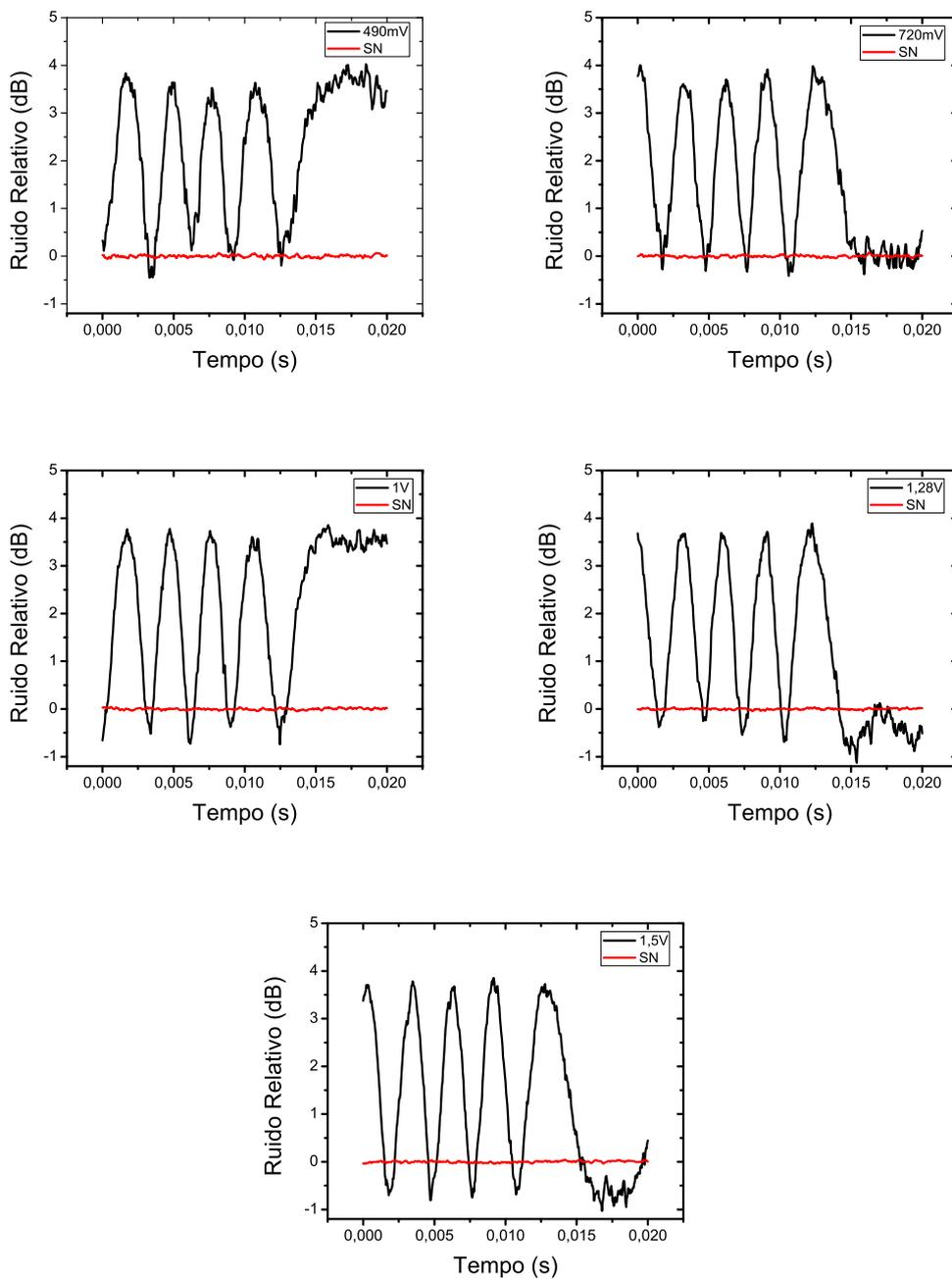


Figura 4.33: Espectro de ruído para diferentes potências do oscilador local que atingem o detector. A linha vermelha corresponde ao nível de ruído balístico dado pela equação 4.82 quando  $\Phi = 0$ . A linha preta indica o nível de flutuações de ruído.

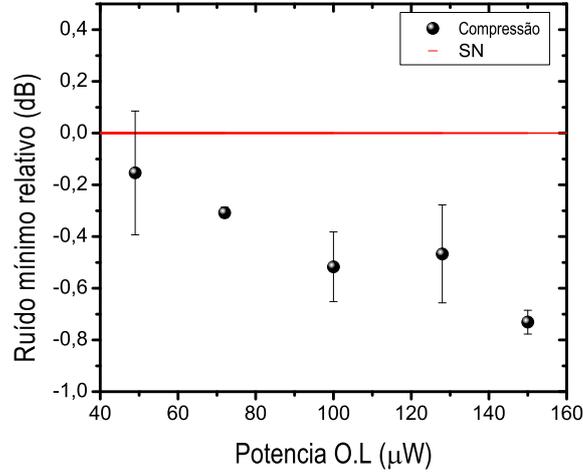


Figura 4.34: Ruído mínimo relativo obtido para 5 tensões registradas do oscilador local. A linha vermelha é o valor medio relativo del shot noise

onde lembramos que a fase não linear é dada por

$$\Phi_{NL} = \frac{KT |a_0|^2}{2}. \quad (4.83)$$

sendo  $K$  o parâmetro Kerr,  $T = L/v_g$  é o tempo de propagação na fibra, e  $|a_0|^2 = P_{pico}$  é a potência de pico do que ingressa no interferômetro de Sagnac. O parâmetro Kerr é dado por  $K = \hbar\omega_0 v_g \gamma$ , com o parâmetro não linear da fibra definido por

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_2}{A_{eff}}. \quad (4.84)$$

sendo  $A_{eff}$  a área transversal efetiva associada ao modo de propagação na fibra óptica, que no caso da fibra SMF-28 usada em nosso interferômetro é  $A_{eff} = 84.9 \mu\text{m}^2$ . O índice de refração não linear é  $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m/W}^2$  [52]. Com isto

$$\Phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_2}{A_{eff}} L P_{pico} = \gamma L P_{pico}, \quad (4.85)$$

onde  $\gamma = 1.51 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1} \text{ W}^{-1}$  e o comprimento da fibra no interfeômetro é

$L = 7.9 \text{ m}$ . Consequentemente

$$\Phi_{NL} = 1.2 \times 10^{-2} \text{ W}^{-1} P_{pico} . \quad (4.86)$$

A potência de pico  $P_{pico}$  do pulso está relacionada à potência média  $P_m$  registrada em um medidor de potência através de

$$P_{pico} = \frac{P_m T_{rep}}{\tau_p} . \quad (4.87)$$

onde o período de repetição do laser é  $T_{rep} = 6.8 \text{ ns}$ , a duração do pulso é  $\tau_p = 180 \text{ fs}$  e a potência média lançada no interferômetro é  $P_m = 11.5 \text{ mW}$ . Usando estes valores obtemos que, nestes experimentos a fase não linear será

$$\Phi_{NL} = 5.22 \text{ rad} . \quad (4.88)$$

Para este valor da fase não linear a compressão do ruído prevista usando a Eq. 4.82 é significativamente maior do que observamos experimentalmente. De fato, deveríamos obter uma redução  $R_r \approx -20.4 \text{ dB}$ , em forte desacordo com o que obtivemos em nossas medidas.

As razões para a discordância entre o que prevemos e o que é observado tem diversas origens. Entre estas enumeramos as seguintes:

- a) A compressão de ruído prevista na Eq. 4.82 supõe que a forma temporal do pulso é retangular. Supondo que o pulso seja um sóliton de ordem 1 prevê-se uma compressão ainda maior. É possível mostrar, no entanto, que se a forma do pulso é gaussiana, para a mesma potência de pico, a compressão de ruído é significativamente menor [49]. Nossos pulsos não estão no regime solitônico, e a dispersão será dominante sobre os efeitos não lineares, o que certamente reduzirá a compressão máxima que podemos obter
- b) As perdas no feixe do vácuo (acoplamento na fibra, reflexões, eficiência dos

detetores, entre outros) que totalizam cerca de 45%, não foram consideradas, tendo sido mencionados apenas os valores *brutos* da compressão de ruído;

- c) Em nosso esquema experimental a porta de saída do feixe de vácuo e do oscilador local incluem um trecho relativamente longo após o interferômetro de Sagnac (cerca de 2 metros de fibra). Isto significa que a forma temporal do pulso do oscilador local pode ser significativamente diferente daquela do vácuo, devido à não linearidade neste trecho da fibra. O mau casamento de modos temporais do oscilador local e do vácuo pode levar a uma medida muito errônea do ruído.

Concluimos esta seção reconhecendo, portanto, que os valores para compressão obtidos nesta dissertação são baixos comparados com as previsões teóricas, mas também com trabalhos anteriores [50,51,53]. Uma das possíveis causas para isto é que a potência utilizada em nossas medidas são baixas, comparadas ao que existe na literatura. Com isto em mente, na próxima seção apresentaremos os resultados de medidas realizadas com pulsos amplificados.

#### 4.5.2.7 Medidas de compressão com pulsos amplificados

Em nossas medidas anteriores de compressão de ruído evidenciou-se que a potência na entrada do interferômetro é um parâmetro determinante no resultado final do experimento. Tendo em vista que a potência máxima disponível diretamente na saída do nosso laser é limitada, optamos por fazer uso de um amplificador construído no nosso laboratório [54]. Este sistema é baseado em uma fibra óptica dopada com érbio e está ilustrado na Fig. 4.35 e permite obter potências até cerca de 16 vezes maior que a potência diretamente saída do laser. O fator de amplificação pode ser ajustado variando a corrente da fonte do laser de bombeamento ( $\lambda = 980$  nm). Diversos valores de corrente

foram testados com o objetivo de obter os melhores resultados de compressão de ruído, e a corrente de bombeio escolhida foi  $i_B = 300$  mA, correspondendo a uma potência de entrada no interferômetro  $P_{in} = 23.3$  mW.

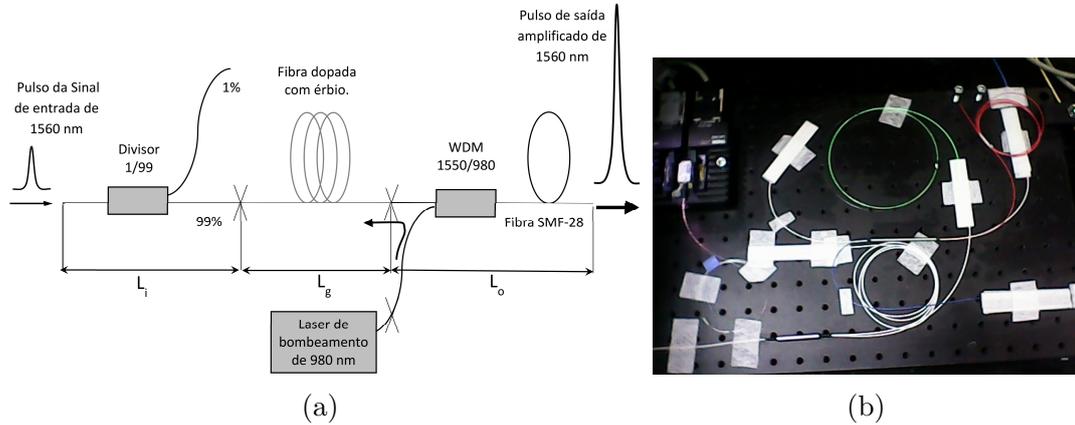


Figura 4.35: (a). Esquema de construção e operação do amplificador em fibra de érbio. (b). Visão geral da montagem do amplificador no laboratório.

Para a aquisição de dados com os pulsos amplificados é utilizado o mesmo método das medidas anteriores: detecção homodina balanceada. A frequência de 20 Hz foi utilizada no gerador de sinais que controla o piezoelétrico. Os parâmetros do ESA estão mostrados na tabela 4.4. A potência do vácuo foi novamente cuidadosamente minimizada fazendo uso dos controladores de polarização do interferômetro de Sagnac e fixada em  $P_S = 4.2 \mu\text{W}$ .

Tabela 4.4: Parâmetros usados no analisador de espectros ESA para medições variando a potência no oscilador local e com amplificação na entrada.

Parâmetros empregados	
Frequência Central	30 MHz
Spam:	0
RBW	1 MHz
VBW	30 KHz
Average	10

Nas medidas com os pulsos amplificados mantivemos a potência de en-

trada no interferômetro fixa, assim como a potência de saída na porta do vácuo, variando apenas a potência do oscilador local. Os resultados das medidas de ruído e os respectivos interferogramas estão mostrados nos gráficos da Fig.4.36.

O que mais chama atenção nos gráficos da Fig.4.36 é o fato de que a modulação do ruído com a fase do oscilador local tem duas componentes: uma que varia com o dobro da fase do oscilador local,  $2\Phi_{OL}$ ; e outra componente que varia com  $\Phi_{OL}$ . A primeira é o que esperamos mas a segunda não é, conforme será discutido adiante, atribuiremos à saturação do detector. Somente para as potências mais baixas o ruído varia apenas com  $2\Phi_{OL}$ , conforme esperaríamos.

Outro ponto que pode ser observado nos gráficos da Fig.4.36 é que mesmo para as menores potências do oscilador local, o ruído mínimo é significativamente mais baixo que nas medidas anteriores. Isto claramente está relacionado às maiores potências de entrada no interferômetro de Sagnac, que resultam em uma maior compressão do ruído.

Os valores de ruído mínimo normalizado pelo ruído de *shot noise* que obtivemos são apresentados na Fig. 4.37. Para potências muito baixas do oscilador local a dispersão é grande, indicando que a relação entre o *shot noise*/ruído eletrônico é baixa. Nas potências intermediárias a dispersão é menor, devido ao aumento do *shot noise*, e, finalmente para as potências mais elevadas do oscilador local, há uma dispersão muito grande, devido à saturação do detector.

A análise dos resultados da Fig. 4.37 requer portanto, o exame dos gráficos da Fig.4.36.

Para  $P_{OL} = 174\mu\text{W}$ , por exemplo, registra-se uma redução de ruído relativo de  $(-3.9 \pm 1.7)$  dB, mas a saturação está claramente presente, conforme se verifica pelo fato de que os mínimos apresentam dois valores distintos, dependendo da fase do oscilador local. Para as potências muito baixas, como  $P_{OL} = 25\mu\text{W}$  e  $P_{OL} = 50\mu\text{W}$ , a dispersão é ainda grande, não há indício claros

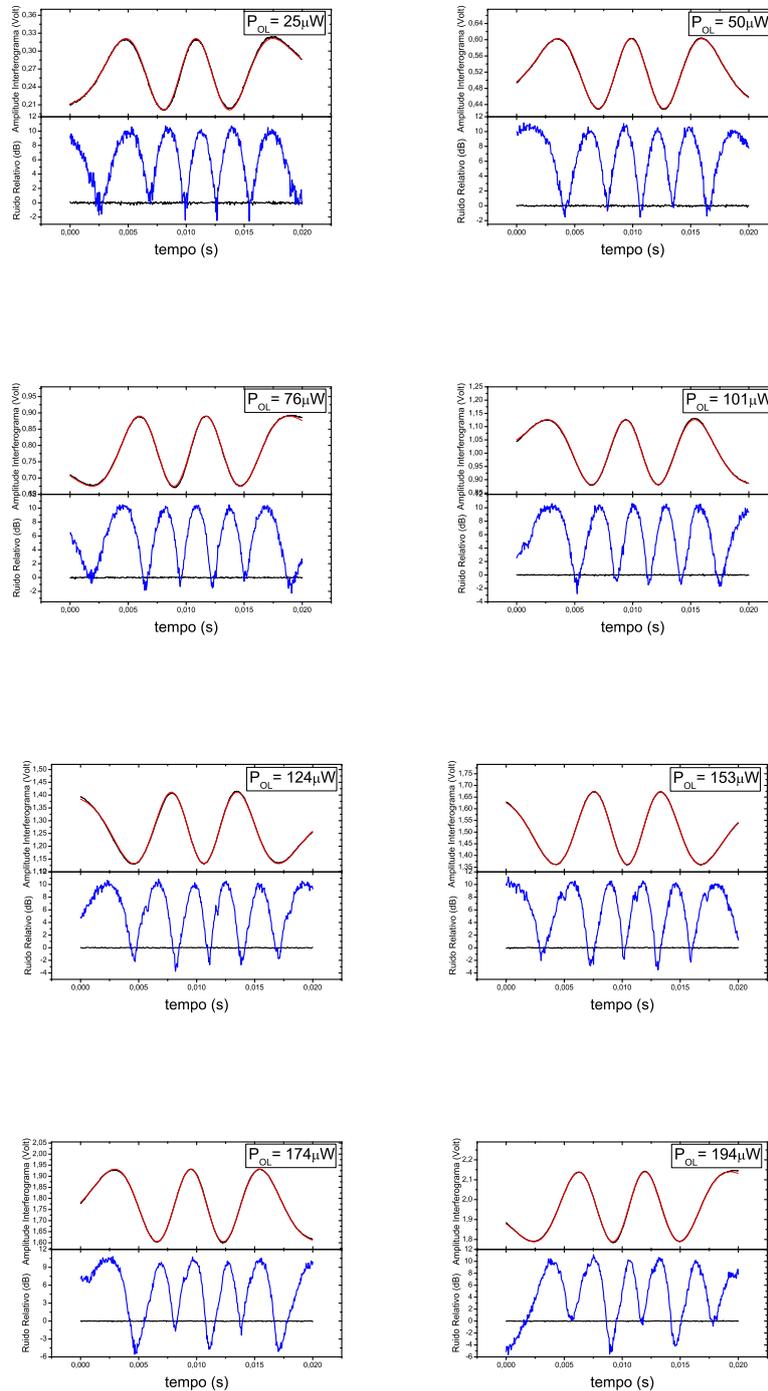


Figura 4.36: Dados registrados para uma frequência de detecção de 30MHz, usando amplificação na entrada do Sagnac. Grafico superior: interferograma dos sinais do vacuo e oscilador local para diferentes potencias do sinal do oscilador local, linha vermelha ajuste do interferograma. Grafico inferior: espectros de ruido para os valores das potencias usadas, linha preta shot noise .

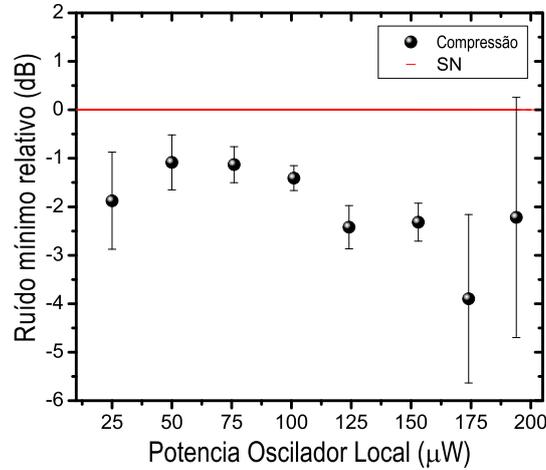


Figura 4.37: Ruído mínimo relativo usando um pulso amplificado para diferentes potências detectadas correspondentes ao oscilador local. A potência na entrada para o interferômetro de Sagnac permaneceu constante para cada medida.

de saturação do detector e obtidos são  $(-1.9 \pm 1.0)$  dB e  $(-1.08 \pm 0.57)$  dB, respectivamente.

Os valores de compressão que julgamos mais confiáveis são aqueles para os quais  $P_{OL} = 76 \mu\text{W}$  e  $P_{OL} = 101 \mu\text{W}$ , para os quais o ruído relativo são  $(-1.13 \pm 0.37)$  dB e  $(-1.41 \pm 0.26)$  dB, respectivamente. Nestes casos a dispersão é menor e não há indícios de que haja saturação do fotodetector. Se incluirmos as perdas seguindo o procedimento descrito na seção 4.3.4 obtemos uma redução do ruído relativo de  $(-2.34 \pm 0.89)$  dB e  $(-3.05 \pm 0.69)$  dB para as potências  $P_{OL} = 76 \mu\text{W}$  e  $P_{OL} = 101 \mu\text{W}$ , respectivamente.

#### 4.5.2.8 Saturação do detector pela radiação *vazada*

Conforme os resultados com pulsos amplificados apresentados na seção anterior, acreditamos ter havido problemas de saturação do detector naquelas medidas. Nossa discussão será baseada na Fig.4.38, na qual estão mostrados os dois feixes incidentes do oscilador local sobre o detector diferencial. Se os

dois feixes têm exatamente a mesma potência, a corrente de saída é determinada, em essência, pelas propriedades eletrônicas do amplificador diferencial.

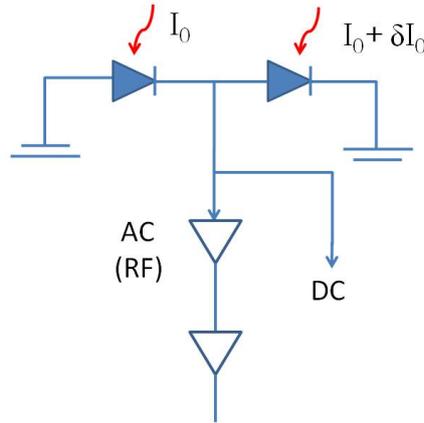


Figura 4.38: Esquema de operação foto-detector usado.

No laboratório podemos obter rejeições de até 60 dB, conforme medido no analisador de espectro, que mede a potência elétrica, proporcional à diferença entre as correntes ao quadrado,  $\delta i_0^2$ . Podemos afirmar, portanto, que a diferença  $\delta P_{LO}$  entre as potências que chegam aos dois fotodetectores é, no máximo

$$\frac{\delta P_{LO}}{P_{LO}} = \frac{\delta i_0}{i_0} \leq \frac{1}{\sqrt{10^6}} = 10^{-3} \quad (4.89)$$

O detector diferencial é balanceado *na ausência do feixe da porta de vácuo* do Sagnac. Isto significa que a radiação que denominamos *vazada* está ausente. Nestas condições observamos uma relação linear entre o ruído da corrente,  $\langle \hat{i}^2 \rangle$  e a potência do oscilador local para potências máximas  $P_{LO} \approx 400 \mu\text{W}$ .

*Na presença do feixe da porta de vácuo*, por outro lado, as indicações de saturação ocorrem para potências da ordem de  $P_{LO} \approx 150 \mu\text{W}$ . Para ter uma idéia melhor do que está ocorrendo é necessário lembrar as potências do

campo *vazado* e do oscilador local

$$I_S \approx 2 \mu\text{W} \propto |E_S|^2, \quad (4.90)$$

$$I_{LO} \approx 150 \mu\text{W} \propto |E_{LO}|^2. \quad (4.91)$$

Quando ambos os feixes estão presentes é preciso lembrar que a fase relativa dos campos nos dois detetores diferem por  $\pi$ . De fato os campos vistos pelos detetores  $D_1$  e  $D_2$  são

$$E_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} [E_{LO} + E_S \cos \phi_{LO}] \quad (4.92)$$

$$E_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} [E_{LO} - E_S \cos \phi_{LO}] \quad (4.93)$$

e as intensidades correspondentes serão

$$I_1 = \frac{1}{2} [I_{LO} + I_S + 2\sqrt{I_{LO} I_S} \cos \phi_{LO}] \quad (4.94)$$

$$I_2 = \frac{1}{2} [I_{LO} + I_S - 2\sqrt{I_{LO} I_S} \cos \phi_{LO}] \quad (4.95)$$

de modo que a diferença das intensidades registrada pelos fotodetetores é

$$\delta I = I_1 - I_2 = 4\sqrt{I_{LO} I_S} \cos \phi_{LO}. \quad (4.96)$$

Esta é a intensidade que satura o nosso sistema de detecção (quando  $\cos \Phi_{LO} \neq 0$ ), depois de passar pelo amplificador posterior aos fotodetetores. Para ter uma idéia da magnitude desta intensidade supomos que  $I_{LO} = 150 \mu\text{W}$  e  $I_S = 2 \mu\text{W}$ . Neste caso a intensidade  $\delta I$  será

$$\delta I \approx 4\sqrt{300 \mu\text{W}^2} \cos \Phi_{LO} \approx 69 \mu\text{W} \cos \Phi_{LO}. \quad (4.97)$$

É importante notar que, quando o detector está balanceado, sua resposta é

---

linear para potências muito superiores, mas na situação descrita acima, não é possível balancear o sistema, devido à interferência entre o feixe *vazado* e o oscilador local. Segundo o fabricante, a potência de saturação nominal do detector é  $P_{sat} = 120 \mu\text{W}$ . Esta é a potência máxima que pode ser colocada em um só detector (intensidade nula no outro), antes do sistema saturar. Para as potências em que registramos saturação, estimamos que este valor seja cerca de duas vezes menor.

# Capítulo 5

## Conclusões e Perspectivas

### 5.1 Conclusões

Nesta dissertação nós apresentamos os resultados de medidas de compressão de ruído quântico da radiação em um interferômetro de Sagnac em fibra óptica. Como fonte de radiação foi utilizado um laser pulsado que usa o érbio como meio de ganho. Este sistema produz um trem de pulsos de modos travados com uma taxa de repetição de  $f_{rep} = 146$  MHz, pulsos de duração  $\tau_p = 180$  fs, comprimento de onda central  $\lambda = 1550$  nm e largura espectral  $\Delta\lambda \approx 12$  nm.

Um dos conceitos fundamentais relevantes para esta dissertação é o do ruído de disparo, ou *shot noise*. Foram discutidas as descrições clássica e quântica para o fenômeno do ruído de disparo. Discutimos os fundamentos da técnica de detecção homodina balanceada, que foi a técnica experimental empregada para detectar as flutuações do campo eletromagnético. Apresentamos os fundamentos do efeito Kerr sobre pulsos propagando em uma fibra óptica, sendo este o mecanismo não linear responsável pela compressão de ruído quântico da radiação em nossos experimentos.

Do ponto de vista experimental caracterizamos a resposta de nosso sistema de detecção, baseado em um detector diferencial comercial - detector

PDB-460 C da Thorlabs. Este sistema é constituído de dois fotodetectores em série, e fornece apenas a diferença de correntes na saída de RF (largura de banda de 200 MHz), além de saídas individuais no modo DC. Em particular, verificamos a relação linear entre o ruído de disparo, proporcional a  $\delta\hat{i}^2$ , e a potência óptica, conforme esperado.

O esquema experimental que permite a geração de estados comprimidos foi baseado num interferômetro de Sagnac em fibra que foi escolhido por permitir eliminar flutuações de origem clássica, já que o pulso do oscilador local e o de vácuo comprimido são divididos e propagam-se em um anel de fibra em direções opostas. Esta configuração cancela, portanto, variações de fase devido a efeitos mecânicos indesejados.

Foram efetuadas medidas com os pulsos que saem diretamente do laser e também com pulsos amplificados. Em ambos os casos foi possível registrar estados comprimidos, isto é, com ruído menor que o ruído de disparo.

Com pulsos sem amplificação, realizamos medidas de ruído dependente da fase do oscilador local (*i*) variando a transmissão do feixe de vácuo, que pode ser interpretado como uma variação das perdas; e (*ii*) variando a potência do oscilador local. Verificamos que para potências muito baixas do oscilador local, a relação sinal/ruído resulta em medidas de compressão com alta dispersão, menos confiáveis. Para este conjunto de medidas a maior compressão registrada foi de  $0.73 \pm 0.05$  dB, sem compensar pelas perdas lineares do sistema e  $1.44 \pm 0.11$  dB, quando consideramos as perdas. Estas medidas foram realizadas em uma frequência de observação de  $f_{RF} = 30$  MHz.

Também foram realizadas medidas com pulsos amplificados, sendo que neste caso, realizamos medidas de ruído dependente da fase do oscilador local variando a potência do oscilador local. Novamente verificamos que para potências baixas do oscilador local, a relação sinal/ruído resulta em medidas de compressão com alta dispersão. Também verificamos que, para potências

do oscilador local muito altas, há indicadores de que efeitos de saturação estavam presentes. Existe, portanto, uma faixa útil de potências do oscilador local onde as medidas são confiáveis. Para este conjunto de medidas a maior compressão registrada foi de  $1.41 \pm 0.26$  dB, sem compensar pelas perdas lineares do sistema e  $3.05 \pm 0.69$  dB, quando consideramos as perdas. Estas medidas também foram realizadas em uma frequência de observação de  $f_{RF} = 30$  MHz.

Finalmente discutimos a influência do campo que denominamos por *vazado* em nossas medidas de compressão de ruído. Esta campo estava presente na saída do interferômetro de Sagnac onde deveríamos ter apenas o vácuo comprimido e contribuiu de forma definitiva no processo de saturação do detector, ao aumentarmos a potência do oscilador local.

Nossos resultados experimentais de compressão de ruído se mostraram inferiores aos de outros resultados reportados na literatura. Uma das diferenças em nossa montagem experimental reside no fato de que não fizemos uso de fibras mantenedoras de polarização (*Polarization Maintaining Fibers*). Medidas suplementares indicam que o grau de despolarização da radiação em nosso interferômetro é relativamente baixo, de modo que não acreditamos que seja o ponto fraco de nossa montagem. Acreditamos que um dos problemas está relacionado ao casamento de modos temporais entre o oscilador local e o campo do vácuo comprimido, mas ainda não chegamos tentar implementar correções para este problema.

## 5.2 Perspectivas

Depois de analisar os resultados de nossas medidas de compressão de ruído quântico, identificamos alguns pontos que poderiam contribuir para melhorar sua qualidade. Entre os melhoramentos identificados, enumeramos os seguintes:

- (1) Desenvolvimento de um fotodetector com menor potência de saturação. Isto deve permitir obter medidas com maior relação sinal/ruído. Além disto, caso possamos aumentar a potência do oscilador local, a relação entre a potência do oscilador local e a do campo *vazado* aumentará, reduzindo os problemas de saturação.
- (2) Um dos requisitos para compressão de luz nas experiências com pulsos é manter a forma temporal do pulso através do meio. Se sólitons não são utilizados, é necessário reduzir a dispersão cromática das fibras, usando *Dispersion Shifted Fibers*, por exemplo.
- (3) Uso de fibras mantenedoras de polarização (*Polarization Maintaining Fibers* = PM), com o intuito de evitar efeitos aleatórios na birrefringência da fibra. Isto introduz um grau de dificuldade tendo em vista que todas as emendas de fibras neste experimento foram implementadas em loco, com equipamento existente no laboratório. Atualmente não existe no Grupo de Óptica do DF-UFPE equipamento para emendar fibras PM.
- (4) Em nossas medidas a compressão de ruído obtida constitui um valor médio dado pela variação da elipse de ruído ao longo do pulso. Uma das formas de contornar isto é fazer uso de sólitons ópticos. Isto não é uma novidade, já que em pesquisas reportadas na literatura compressão em fibra Kerr foi melhorada pela introdução de sólitons. Pela implementação destas ideias em nosso experimento, esperamos garantir uma melhor compressão atingindo assim um sistema mais robusto, com o objetivo de continuar com as pesquisas nesta área e promover novas aplicações ou novas descobertas.

# Referências

- [1] R. J. Glauber, “The quantum theory of optical coherence”, *Physical review*, 130, 6, 2529, (1963).
- [2] C. Peutingner, B. Heim, C. R. Muller, C. Gabriel, C. Marquardt, G. Leuchs, “Distribution of squeezed states through an atmospheric channel”, *Physical review letters*, 113, 6, 060502, (2014).
- [3] S. S. Y. Chua, B. J. J. Slagmolen, D. A. Shaddock, D. E. McClelland, “Quantum squeezed light in gravitational-wave detectors”, *Classical and quantum gravity*, 31, 18, 183001, (2014).
- [4] H. P. Yuen, J. H. Shapiro, ”Generation and detection of two-photon coherent states in degenerate four-wave mixing”, *Optics letters*, 4, 334, (1979).
- [5] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz, J. F. Valley, “Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity”, *Physical review letters*, 55, 2409, (1985).
- [6] Ling-An Wu, Min Xiao, H. J. Kimble, “Squeezed states of light from an optical parametric oscillator”, *J. Opt. Soc. Am. B4*, 1465 (1987).
- [7] S. F. Pereira, M. Xiao, H. J. Kimble, J. L. Hall, “Generation of squeezed light by intercavity frequency doubling”, *Physical review A* 38, 4931 (1988).
- [8] A. Sizmann, R. J. Horowicz, E. Wagner, G. Leuchs, “Observation of amplitude squeezing of the up-converted mode in second harmonic generation”, *Opt. Commun.*, 80. 138 (1990).

- 
- [9] M. D. Levenson, R. M. Shelby, S. H. Perlmuter, “Squeezing of classical noise by non degenerate four-wave mixing in an optical fiber”, *Optics letters*, 10, 514 (1985).
- [10] Y. Lai, H. A. Haus, “Quantum theory in solitons in optical fibres. I. Time-dependent Hartree approximation”, *Physical review A*, 40, 844 (1989).
- [11] H.A. Haus, K. Watanabe, Y. Yamamoto, “Quantum nondemolition measurement of optical solitons”, *J. Opt. Soc. Am. B6*, 1138 (1989).
- [12] S. J. Carter, P. D. Drummond, M. D. Reid. R. M. Shelby, “Squeezing of quantum solitons”, *Physical review letters*, 58, 1841 (1987).
- [13] M. Rosenbluh, R. M. Shelby, “Squeezing optical solitons”, *Physical review letters*, 66, 153 (1991)
- [14] K. Bergman, H. A. Haus, “Squeezing in fibres with optical pulses”, *Optics letters*, 16, 663 (1991)
- [15] H. A. Haus, “From classical to quantum noise”, *J. Opt. Soc. Am. B12*, 2019 (1995)
- [16] C. Kim, P. Kumar, “Quadrature-squeezed light detection using a self-generated matched local oscillator”, *Physical review letters*, 73, 1605 (1994)
- [17] S. R. Friberg, S. Machida, M. J. Werner, A. Levanon, T. Mukai, “Observation of optical soliton photon-number squeezing”, *Physical review letters*, 77, 3775 (1996)
- [18] A. Mecozzi, P. Kumar, “Linearized quantum-fluctuation theory of spectrally filtered optical solitons”, *Optics letters*, 22, 1232 (1997)
- [19] E. Schmidt, L. Knöll, D-G. Welsch, “Quantum noise of damped N-solitons”, *Opt. Commun.* 179, 603 (2000)
- [20] S. Spälter, M. Burk, U. Ströβner, A. Sizmann, G. Leuchs, “Propagation of quantum properties of subpicosecond solitons in a fiber”, *Optics Expr.* 2, 77 (1998)

- 
- [21] M. Kitagawa, Y. Yamamoto, “Number-phase minimum-uncertainty state with reduced number uncertainty in a Kerr nonlinear interferometer”, *Physical review A*. 34, 3974 (1986)
- [22] M. J. Werner, “Quantum soliton generation using an interferometer”, *Physical review letters*, 81, 4132 (1998)
- [23] S. Schmitt, J. Ficker, M. Wolff, F. König, A. Sizmann, G. Leuchs, “Photon-number squeezed solitons from an asymmetric fiber-optic Sagnac interferometer”, *Physical review letters*, 81, 12, 2446, (1998).
- [24] D. Levandovsky, M. V. Vasilyev, P. Kumar, “Perturbation theory of quantum solitons: continuum evolution and optimum squeezing by spectral filtering”, *Optics letters*, 24, 43 (1999)
- [25] D. Krylov, K. Bergman, “Amplitude-squeezed solitons from an asymmetric fiber interferometer”, *Optics letters*, 23, 1390 (1998)
- [26] S. Schmitt, J. Ficker, A. Sizmann, G. Leuchs, “Investigation of strongly photon-number squeezed solitons from an asymmetric fiber-Sagnac interferometer” *Annual Report Lehrstuhl fuer Optik Universität Erlangen*, p. 63 (1998)
- [27] S. Schmitt, F. König, B. Mikulla, S. Spälter, A. Sizmann, G. Leuchs, “Photon-number noise reduction from a nonlinear fiber loop mirror” *IQEC OSA Technical Digest series 7*, 195 (1998)
- [28] H. A. Bachor, T. C. Ralph, “A guide to experiments in quantum optics”, Wiley-VCH, (2004).
- [29] A. Heidmann, R. J. Horowicz, S. Reynaud, E. Giacobino, C. Fabre, “Observation of quantum noise reduction on twin laser beams”, *Physical review letters*, 59, 2555 (1987)
- [30] O. Aytür, P. Kumar, “Pulsed twin beams of light”, *Physical review letters*, 65, 1551 (1990)
- [31] C. D. Nabors, R. M. Shelby, “Two-color squeezing and sub-shot noise signal recovery in doubly resonant optical parametric oscillators”, *Physical review A*. 42, 556 (1990)

- 
- [32] J. Gao, F. Cui, C. Xue, C. Xie, K. Peng, “Generation and application of twin beams from an optical parametric oscillator including an  $\alpha$ -cut KTP crystal”, *Optics letters*, 23, 870 (1998).
- [33] J. Laurat, T. Coudreau, N. Treps, A. Maitre, C. Fabre, “Conditional preparation of quantum states in the continuous variable regime : Generation of sub-Poissonian states from twin beams”, *Physical review letters*, (2003)
- [34] J. Mertz, A. Heidmann, C. Fabre, “Generation of sub-Poissonian light using active control with twin beams”, *Physical review A*. 44, 3229 (1991)
- [35] N. V. Korolkova, A. S. Chirkin, “Formation and conversion of the polarization-squeezed light”, *J. Mod. Opt.* 43, No5, 869 (1996)
- [36] A. P. Alodjants, S. M. Arakelian, A. S. Chirkin, “Polarization quantum states of light in nonlinear distributed feedback systems”, *Appl. Phys. B*. 53, (1998)
- [37] P. Grangier, R. E. Slusher, B. Yurke, A. LaPorta, “Squeezed-light-enhanced polarization interferometer”, *Physical review letters*, 59, 2153 (1987)
- [38] J. L. Soerensen, J. Hald, E. S. Polzik, “Quantum noise of an atomic spin polarization measurement”, *Physical review letters*, 80, 3487 (1998)
- [39] R. Schnable, W. P Bowen, N. Treps, T. C. Ralph, H-A. Bachor, P. K. Lam, “Stokes operator-squeezed continuous-variable polarization states”, *Physical review A*. 67, 012316 (2003)
- [40] G. Sagnac, “L'éther lumineux démontré par l'effet du vent relatif d'éther dans un interféromètre en rotation uniforme”, *C. R. Acad. Sci.* 95, 708-710 (1913).
- [41] A. Lawrence , “Modern Inertial Technology, navigation, guidance and control”, Springer-Verlag N.Y., 1993.
- [42] V. Vali, R. W. Shorthill , “Fiber ring interferometerAppl”, *appl Opt.* 15, 1099-1100 (1976).

- 
- [43] R. Ramaswami, K. N. Sivarajan, "Optical Networks: A practical perspective", Morgan Kaufmann Publishers,(2002).
- [44] S. P. Singh, N. Singh, "Nonlinear effects in optical fibers: origin, management and applications", Progress in electromagnetics research PIER, vol 73, pp. 249-275, (2007).
- [45] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics", Academic Press,(1989).
- [46] H. P. Yuen, V. W. S. Chan, "Noise in homodyne and heterodyne detection", Optics letters, 8, 3, 177, (1983).
- [47] "Spectrum analysis basics", Application note 150, Agilent Technologies, 9-15.
- [48] "Balanced amplified photodetectors ", Operation manual THORLABS, (2010).
- [49] H. A. Haus, "Electromagnetic noise and quantum optical measurement", Springer-Verlag,(2000).
- [50] K. Bergman, H. A. Haus, E. P. Ippen, M. Shirasaki, "Squeezing in a fiber interferometer with a gigahertz pump", Optics letters, 19, 4, 290, (1994).
- [51] C. X. Yu, H. A. Haus, E. P. Ippen, "Soliton squeezing at the gigahertz rate in a Sagnac loop", Optics letters, 26, 10, 669, (2001).
- [52] Delgado Dos Santos, Betson, "Construção e caracterização de um laser de femtosegundo em fibra óptica dopada com érbio", Dissertação de mestrado UFPE,(2012).
- [53] H. A. Haus, K. Bergman, Y. Lai, "Fiber gyro with squeezed radiation", J. Opt. Soc Am, 8, 9, 1952, (1991).
- [54] Giraldo, Luis, "Construção de um amplificador em fibra óptica dopada com érbio", Dissertação de mestrado UFPE,(2014).