

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN

---

**OTIMIZAÇÃO DA LITOGRÁFIA POR FEIXES DE ELÉTRONS  
PARA FABRICAÇÃO DE GUIAS DE ONDA E CAVIDADES  
ÓTICAS**

---

Relatório Científico Final do projeto de Iniciação Científica, fomentado  
pela Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo.

---

Projeto FAPESP #2020/03661-1

Beneficiário: Felipe Boechat Mazzi

Responsável: Felipe Alexandre Silva Barbosa

Campinas, 8 de fevereiro de 2022

# Informações Gerais do Projeto

- Título do projeto:

**Otimização da Litografia por Feixes de Elétrons para Fabricação de Guias de Onda e Cavidades Óticas**

- Nome do beneficiário:

**Felipe Boechat Mazzi**

- Nome do responsável:

**Felippe Alexandre Silva Barbosa**

- Instituição sede do projeto:

**Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas**

- Número do projeto de pesquisa:

**2020/03661-1**

- Período de vigência:

**01/mai/2020 a 31/dezembro/2020**

- Período coberto por este relatório científico:

**20/novembro/2020 a 31/dezembro/2020**

# Resumo do projeto proposto

Inicialmente, os principais objetivos deste projeto eram o controle e otimização da litografia por feixe de elétrons. A técnica é parte essencial do processo de microfabricação, e seria empregada para criar máscaras em filmes finos de nitreto de silício ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) e niobato de lítio ( $\text{LiNbO}_3$ ). As máscaras seriam utilizadas para fabricar guias de onda e cavidades ópticas, e os parâmetros usuais da técnica seriam otimizadas para aumentar a suavidade das paredes dos dispositivos.

Entretanto, devido à pandemia de Covid-19, as instalações necessárias para o andamento do plano inicial permaneceram fechadas durante toda a vigência do projeto. O processo de litografia por feixe de elétrons seria feito no sistema RAITH eLine, do Centro de Componentes Semicondutores e Nanotecnologia (CCSNano), e a evaporadora do Laboratório de Pesquisa em Dispositivos (LPD) seria utilizada para espalhar uma camada de metal sobre o fotoresiste para prevenir acúmulos de carga. Os treinamentos em litografia óptica (MJB3) e corrosão por plasma (ICP-RIE) no CCSNano foram concluídos, porém o treinamento no sistema eLine foi interrompido pela paralisação.

Portanto, durante a paralisação, foi dada atenção a problemas altamente relacionados aos planos iniciais, e de implementação viável para a ocasião. O projeto de fabricação acima mencionado é um recorte do auxílio Jovem Pesquisador em Centros Emergentes, voltado para a preparação de estados quânticos da luz em sistemas integrados visando aplicações em informação quântica. Se a otimização da litografia por feixe de elétrons é uma etapa crucial para a fabricação destes sistemas integrados, outra etapa crucial é a caracterização destes estados.

Desta forma, a otimização dos experimentos de interesse para o projeto original passam inevitavelmente pela construção de fotodetectores apropriados para medir o ruído quântico da luz. Devido às limitações impostas pela pandemia, nos dedicamos também a este projeto, que será apresentado neste relatório. Enfatizamos que a proposta original, ainda que severamente limitada pela pandemia, teve alguma continuidade na forma de estudos teóricos, e será retomada uma vez que as circunstâncias permitam, visto que o estudante mantém seu vínculo com a instituição e com o orientador.

Um amplificador de transimpedância ativo será empregado para realizar a conversão da corrente elétrica emitida pelo fotodetector em um sinal de tensão apropriado para

aquisição de dados. Esse circuito é capaz de cumprir a função com bom equilíbrio entre largura de banda e ganho de transimpedância. Para medir o ruído quântico da luz, ele ainda deve estar associado a uma técnica interferométrica como a detecção homodina balanceada. A técnica permite a detecção de ruídos menores que o do estado de vácuo (estados comprimidos) através do batimento destes sinais com um campo óptico intenso, chamado de oscilador local.

Crucialmente, os fotodetectores devem ser otimizados para obter um nível de ruído muito baixo nas frequências relevantes. Essa propriedade é avaliada a partir da razão entre as duas fontes de ruído: o presente no estado de vácuo do campo eletromagnético (*shot noise*) e o ruído eletrônico (*dark noise*); Essa razão, chamada de *clearance* é a principal métrica de eficiência a ser otimizada, juntamente a largura de banda espectral do detector. Esses procedimentos estarão necessariamente associados à fabricação de dispositivos de fotônica integrada para viabilizar experimentos de informação quântica.

A projeção e análise do espectro de ganho e ruído deste circuito, juntamente à descrição teórica da detecção homodina balanceada foram desenvolvidas durante a execução do projeto e descritas no relatório parcial, e serão revisitadas aqui. No período subsequente, o fotodetector foi testado através da medida do ruído de um laser de Ti:Saf, e seu espectro de ruído eletrônico e de *clearance* foi caracterizado.

# 1 Introdução

## DETECÇÃO HOMODINA BALANCEADA

Em termos gerais, a detecção homodina balanceada consiste em usar um divisor de feixes equilibrado para misturar um campo que se deseja caracterizar com um campo de referência bem conhecido (*local oscillator*). Cada um dos modos de saída é captado por fotodetectores individuais, onde são convertidos em photocorrentes. Um esquema genérico para esse procedimento é mostrado na Figura 1.1.

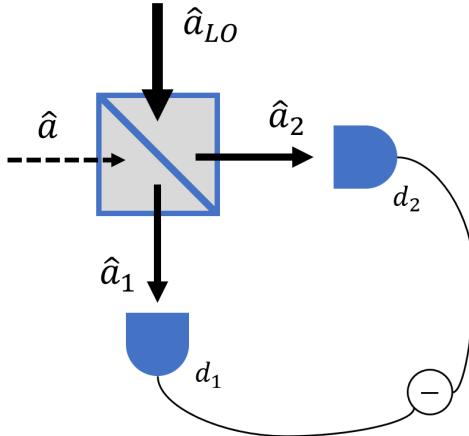


Figura 1.1: Diagrama representando a detecção homodina. A detecção balanceada ocorre quando a transmissão do divisor de feixes corresponde a 50%.

Os estados utilizados podem ser tratados como um conjunto de modos densamente populado (com frequências distribuídas em torno de uma frequência central  $\omega_p$ , chamada *portadora*) e suas *bandas laterais*, que possuem valor médio nulo e frequências fora da largura de banda  $\Delta\omega$  definida em torno da região central  $\delta\omega$  [1]. A partir daí, é possível escrever a componente de frequências positivas do operador campo elétrico como

$$\hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) = \hat{E}_p^{(+)}(\mathbf{r}, t) + \hat{E}_{BL}^{(+)}(\mathbf{r}, t) = g \left( \sum_{\omega_m \in \delta\omega} \hat{a}_m e^{i(\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r} - \omega_m t)} + \sum_{\omega_m \notin \delta\omega} \hat{a}_m e^{i(\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r} - \omega_m t)} \right), \quad (1.1)$$

onde  $g \approx i\sqrt{\frac{\hbar\omega_p}{2\varepsilon_0 L^3}}$  é o campo elétrico por fóton. Com essa notação, a photocorrente média

em função da intensidade média do campo que chega até o detector fica da forma

$$\langle i(t) \rangle = K \left\langle \hat{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \hat{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) \right\rangle, \quad (1.2)$$

Partindo das Equações 1.2 e 1.1, e considerando a mistura dos campos no divisor de feixes conforme a Figura 1.1, é possível definir um operador intensidade dado pela subtração dos sinais nos detectores,

$$\hat{I}_- = \hat{I}_1 - \hat{I}_2, \quad (1.3)$$

e a partir daí calcular o ruído, dado pela variância da intensidade

$$\delta \hat{I}_- = \sqrt{Kg} \sqrt{\bar{I}_{LO}} (e^{i\phi} \delta \hat{a} + e^{-i\phi} \delta \hat{a}^\dagger) = \sqrt{Kg} \sqrt{\bar{I}_{LO}} \delta \hat{q}_\phi(t). \quad (1.4)$$

A partir daí, o ruído é dado por

$$\Delta^2 \hat{I}_- = \langle (\delta \hat{I}_-)^2 \rangle = Kg^2 \bar{I}_{LO} \Delta^2 \hat{q}_\phi(t) \quad (1.5)$$

onde  $\hat{I}_{LO}$  é a intensidade do oscilador local e  $\Delta^2 \hat{q}_\phi$  é um termo sensível à diferença de fase entre os campos. Portanto, a Equação 1.6 prevê que na detecção homodina balanceada o sinal das bandas laterais do campo medido pode ser amplificado pela portadora do oscilador local, e a diferença de fase entre os campos pode ser ajustada para medir seletivamente os ruídos presentes nas quadraturas.

## SHOT NOISE CLEARANCE

Devido à natureza granular da luz, que é composta por fôtons, a intensidade do feixe definirá uma probabilidade de ocorrência da detecção de um fôton a cada unidade de tempo. Para um intervalo de tempo qualquer, o número de contagens registradas obedecerá uma distribuição de Poisson. É interessante notar que esta característica também se aplica ao estado de vácuo. O ruído desse estado define o *limite quântico padrão* [2], e é utilizado como referência para a caracterização do ruído quântico da luz.

Um fotodetector comum mede apenas a intensidade do eixo, e portanto não será sensível a um estado de vácuo. Entretanto, a detecção homodina balanceada pode contornar

esse problema. conforme previsto pela Equação 1.6

$$\Delta^2 \hat{I}_- = K g^2 \bar{I}_{LO} \Delta^2 \hat{q}_\phi(t). \quad (1.6)$$

Quando tratamos o estado de vácuo, teremos  $\Delta^2 \hat{q}_\phi = 1$ , de forma que o ruído da intensidade de subtração é proporcional à média, tal como seria esperado para um processo de Poisson.

Uma vez que a detecção homodina balanceada é capaz de medir o ruído em uma única quadratura do campo, está claro que os fotodetectores utilizados devem ser adequados para medir ruídos muito baixos. Em outras palavras, o ruído introduzido pela eletrônica dos detectores deve ser extremamente baixo.

Portanto, o uso do ruído de vácuo como referência em medições do ruído quântico da luz define um parâmetro para aferir a qualidade de um fotodetector: a *shot noise clearance* (SNC). A expressão conhecida para o *shot noise* associado a uma photocorrente com média  $\bar{i}$  medida com largura de banda  $\Delta f$  é [3]

$$\Delta^2 i = 2\bar{i}e\Delta f. \quad (1.7)$$

E a *shot noise clearance* será a razão entre o *shot noise* e o ruído eletrônico introduzido pelo fotodetector (*ruído escuro*).

## 2 Atividades Desenvolvidas

### ANÁLISE DO AMPLIFICADOR DE TRANSIMPEDÂNCIA

#### Análise de Ganho

A conversão de luz em corrente elétrica no fotodetector ocorre por efeito fotoelétrico. A luz incidente no fotodiodo excita elétrons para a banda de condução, e o campo elétrico presente na região de depleção os conduz em direção ao cátodo, dando origem à photocorrente. A aquisição de dados, no entanto, é feita em tensão, e portanto é necessário adicionar um circuito para realizar essa conversão. A maneira usual de realizar a conversão seria utilizando uma resistência de carga, como em um amperímetro típico. Porém, nesse caso teríamos um circuito com ganho de transimpedância inversamente proporcional à largura de banda, dificultando a otimização. Ao invés disso, usaremos um amplificador de transimpedância ativo, que realiza a conversão entre a corrente e a tensão com bom equilíbrio entre a largura de banda e o ganho de transimpedância.

A detecção balanceada garante a remoção da componente DC do sinal incidente. Ao dispôr os fotodiodos como no circuito da Figura 2.1, o sinal que chega ao circuito é composto da subtração das photocorrentes que fluem por ambos os diodos. Alternativamente, a componente *DC* pode ser removida ao adicionar um resistor conectado à saída do fotodiodo ao terra e um capacitor entre o fotodiodo e o amplificador operacional. A Figura 2.1 mostra o circuito projetado segundo esses critérios. A associação de  $R_S$  e  $C_S$  forma um filtro para compensar o *offset* DC do amplificador operacional.

Para analisar o ganho do circuito, primeiro analisamos as impedâncias complexas de cada bloco. O bloco de “feedback” é composto pelo capacitor  $C_f$  e o resistor  $R_f$ . O bloco de entrada (indicado pelo subscrito “in”) é composto pelas capacitâncias  $C_{PD}$  dos dois fotodiodos, e da entrada inversora do amplificador operacional. Esse último bloco não corresponde a elementos do circuito, mas sim a uma forma de modelar as impedâncias associadas aos dispositivos reais.

Para o bloco de “feedback”, a impedância complexa é dada por

$$\frac{1}{Z_f} = \frac{1}{R_f} + i\omega C_f, \quad (2.1)$$

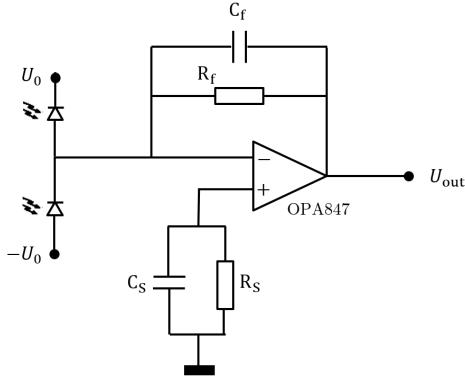


Figura 2.1: Circuito para detecção óptica balanceada baseado em amplificador de transimpedância.

e a impedância dos capacitores no bloco de entrada (todos em paralelo é dada por

$$\frac{1}{Z_{in}} = i\omega(2C_{PD} + C_{A1}). \quad (2.2)$$

A lei de Ohm dá a corrente que circula pelo resistor de *feedback*  $R_F$ ,

$$I(\omega) = \frac{1}{Z_{in}}U_- + (U_- - U_{out})\frac{1}{Z_f}. \quad (2.3)$$

A resposta espectral do circuito está contida na amplificação  $A(\omega)$  do op-amp, que é dada por [4]

$$A(\omega) = \frac{A_0}{1 + i\frac{\omega}{\omega_0}}. \quad (2.4)$$

Substituindo na Equação 2.3, a corrente será dada por

$$I(\omega) = \frac{1}{Z_{in}}U_- + A(\omega)U_- \frac{1}{Z_f} \quad (2.5)$$

Partindo dessa expressão, é fácil encontrar a razão entre a tensão de saída e a tensão sobre o resistor de descarga. Após algumas simplificações, teremos

$$\frac{U_{out}}{I(\omega)R_f} = -\frac{1/R_f}{\frac{1}{Z_f} + \frac{1}{A(\omega)}\left(\frac{1}{Z_{in}} + \frac{1}{Z_f}\right)}. \quad (2.6)$$

De forma que o módulo quadrado do ganho é dado por

$$|G(\omega)|^2 = \frac{1}{1 + (p^2 - 2)\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_c}\right)^4} \quad (2.7)$$

onde os parâmetros  $p$  e  $\omega_c$  foram introduzidos por simplicidade, eles são definidos por

$$p = \left( R_f C_f + \frac{1}{A_0 \omega_0} \right) \omega_c \quad \text{e} \quad \omega_c = \sqrt{\frac{A_0 \omega_0}{R_f (2C_{PD} + C_f + C_{A1})}} \quad (2.8)$$

O papel do parâmetro  $p$  fica claro a partir da análise da Figura 2.2. Se a capacitância  $C_f$  é ajustada para obter  $p = \sqrt{2}$ , então o segundo termo do denominador se anula. Nesse caso, o ganho é praticamente constante para frequências menores do que a frequência de corte  $\omega_c$ .

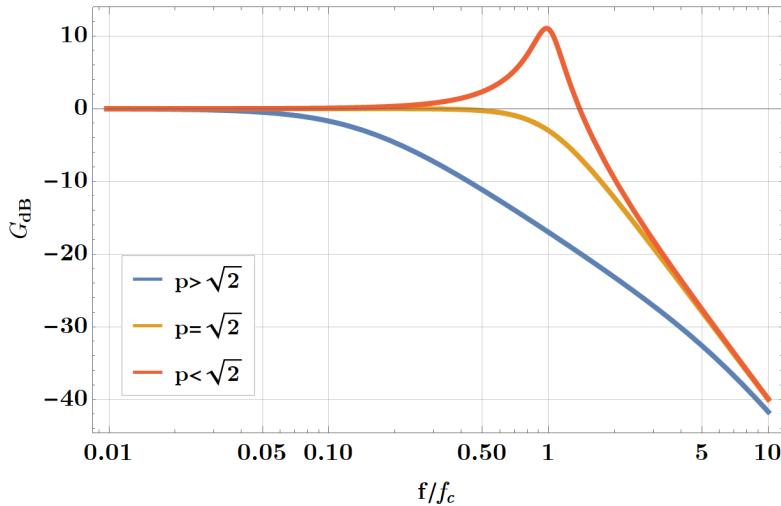


Figura 2.2: Ganho em escala decibel em função da frequência relativa à frequência de corte.

O ganho  $A_0$  do amplificador operacional é, em geral, muito alto. Se a capacitância  $C_f$  é muito baixa, então  $p$  é pequeno, e o ganho decresce mesmo para frequências muito menores do que  $\omega_c$ . Por outro lado, se a capacitância é alta, então o segundo termo do denominador é positivo, e o ganho apresenta um pico.

Note que a frequência  $\omega_c$  corresponde à frequência de corte quando  $p = \sqrt{2}$ . É útil reescrever a definição apresentada na Equação 2.8 como um produto  $\omega_c^2 = (A_0 \omega_0) \omega_T$ ,

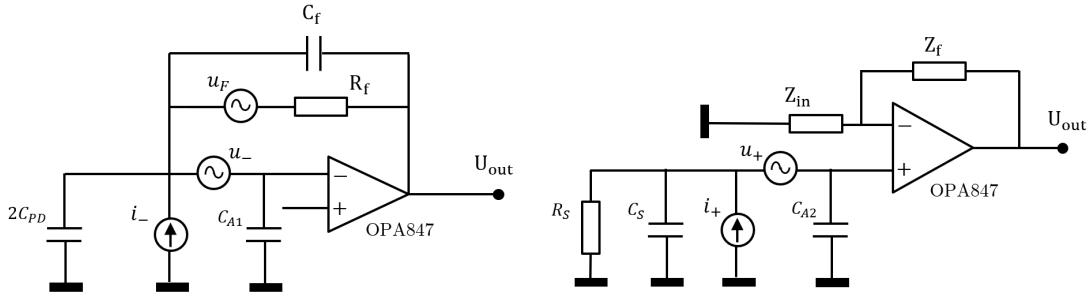


Figura 2.3: Diagrama com componentes para modelo de ruído de tensão e corrente no amplificador de transimpedância. Esses parâmetros são fornecidos pelo fabricante e serão usados no planejamento inicial do circuito. Após a primeira versão do circuito terminada, eles podem ser inferidos das medidas de ruído e usados nas próximas versões. Parâmetro  $p$  está definido na Equação 2.8.

onde  $\omega_T$  é a frequência de corte associada a  $R_f$  e à capacitância total,

$$\omega_T = \frac{1}{R_f (2C_{PD} + C_f + C_{A1})}, \quad (2.9)$$

e  $A_0\omega_0$  é o produto ganho-largura de banda do amplificador operacional,

A Equação 2.7 define o espectro de ganho do fotodetector, e é essencial para obter o espectro de ruído, e para estimar a *shot noise clearance*.

## Análise de Ruído

Em seguida, analisamos o ruído presente nos sinais. Se  $\Delta^2 U_{out}(\omega)$  representa o ruído total no sinal de saída, então o ruído acima do eletrônico  $\Delta^2 U_e(\omega)$  é dado por [5].

$$\Delta^2 U_{out}(\omega) - \Delta^2 U_e(\omega) = R_f^2 |G(\omega)|^2 \Delta^2 I. \quad (2.10)$$

Para que seja possível escrever uma expressão analítica para a “clearance”, é preciso obter uma expressão para o ruído eletrônico. Para isso, é útil desenhar os diagramas mostrados na Figura 2.3, onde os ruídos em tensão e corrente das portas do amplificador operacional e do resistor de “feedback” são modelados pelas fontes de tensão ou corrente  $u_{\pm}$ ,  $i_{\pm}$  e  $u_f$ , que dependem de parâmetros informados pelo fabricante.

Se os campos incidentes em cada fotodetector recebem partes iguais da potência total  $P$ , a detecção balanceada garante que o ruído presente na corrente  $I$  é o ruído do campo

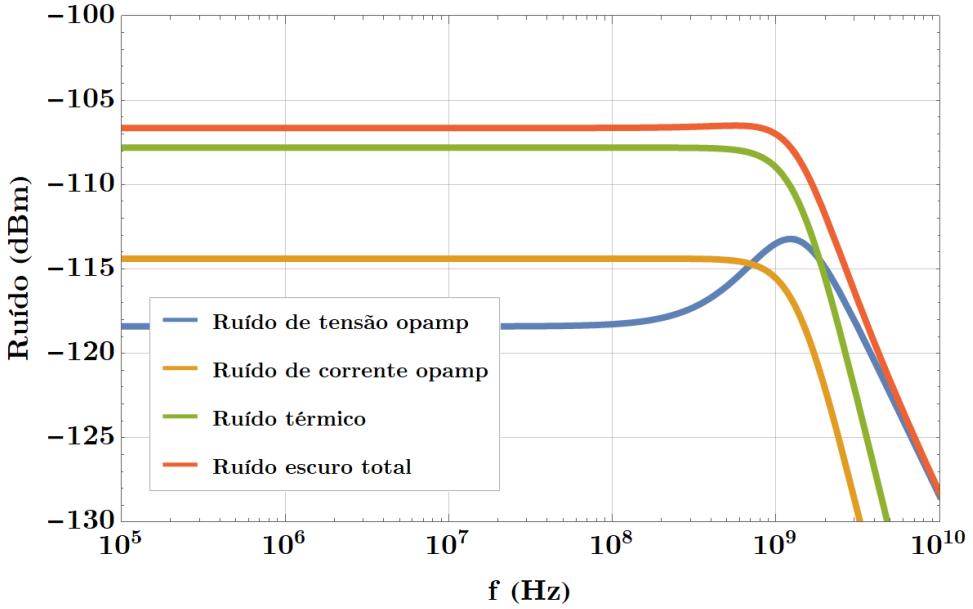


Figura 2.4: Contribuições de Ruído no Amplificador de Transimpedância

de vácuo, [3], dado por

$$\Delta^2 I = \frac{2\eta e^2 P}{\hbar\omega_{opt}} \Delta\omega, \quad (2.11)$$

onde  $\eta$  é a eficiência quântica do fotodetector,  $\omega_{opt}$  é a frequência da luz incidente e  $\Delta\omega$  é a largura de banda espectral. A análise do circuito na Figura 2.3, aplicando os mesmos métodos que usamos para o circuito da Figura 2.1, dá a seguinte expressão para o ruído eletrônico [5]:

$$\frac{\Delta^2 U_e}{|G(\omega)|^2} = R_f^2 (A + B\omega^2) \Delta\omega \quad \text{com} \quad (2.12a)$$

$$A = \frac{\Delta^2 u_T}{R_f^2} + \Delta^2 i_- + \frac{4k_B T}{R_f} \quad B = (2C_{PD} + C_f + C_{A1})^2 \Delta^2 u_T \quad (2.12b)$$

sendo  $\Delta^2 u_T = [\Delta^2 u_+ + \Delta^2 u_-]$  o ruído de tensão total introduzido pelo amplificador operacional,  $\Delta^2 i_-$  o ruído de corrente da porta inversora, e o termo dependente da temperatura  $T$  dá o ruído térmico do resistor de *feedback*.

Os espectros de cada termo que contribui para o ruído eletrônico são mostrados na Figura 2.4. Para o amplificador operacional OPA847, os parâmetros de ruído utilizados foram [5]

$$\sqrt{\Delta^2 u_a} \approx 0.85 \frac{nV}{\sqrt{Hz}} \quad \text{e} \quad \sqrt{\Delta^2 i_-} \approx 2.7 \frac{pA}{\sqrt{Hz}}.$$

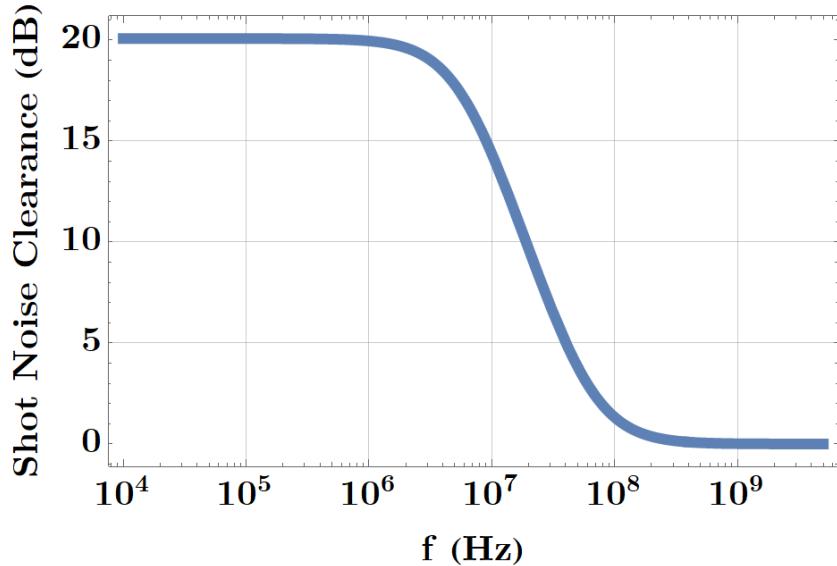


Figura 2.5: *Shot noise clearance* em função da frequência, com potência  $P = 10.6$  mW e responsividade  $1,23$  A/W.

E os componentes do bloco de *feedback* são  $R_f = 0.5$  k $\Omega$  e  $C = 1$  pF.

Conforme discutido anteriormente, o principal parâmetro de otimização do circuito é a *shot noise clearance*. Podemos utilizar as expressões que encontramos para o ruído total, e para o *shot noise*, dadas nas Equações 2.10 e 2.11 para escrever:

$$\text{SNC} = \frac{\Delta^2 U_{out}}{\Delta^2 U_e} = \frac{\Delta^2 U_e + R_f^2 |G(\omega)|^2 \Delta^2 I}{\Delta^2 U_e} \quad (2.13)$$

Substituindo com as Equações 2.7 e 2.12a demonstradas para os espectros de ganho e ruído, teremos

$$\text{SNC} = 1 + \left( \frac{2\eta e^2 P}{\hbar \omega_{opt}} \right) \frac{1}{A + B\omega^2} \quad (2.14)$$

No caso ideal, com eficiência quântica  $\eta = 1$ , a responsividade  $R(\lambda) = \eta e\lambda/hc$  é linear com o comprimento de onda  $\lambda$  [6]. Para um fotodiodo típico, a responsividade deve ser pouco maior do que 1 na região do infravermelho próximo, e pouco menor do que 1 no infravermelho médio.

A Figura 2.5 mostra a *shot noise clearance* em função da frequência no circuito fotodetector. Foi considerada uma potência de 10.6 mW, e uma responsividade  $R \approx 1,23$  A/W. A simulação mostra uma *clearance* de  $\approx 19,6$  dB para frequências baixas.

## MONTAGEM PARA DETECÇÃO HOMODINA BALANCEADA

As medidas foram realizadas no Laboratório de Fotônica Quântica no Centro de Pesquisa em Fotônica da Unicamp (Photonicamp). A Figura 2.6 mostra o laser de Ti:Saf utilizado para testar o detector, e que é capaz de fornecer potências ao longo de todo o intervalo de tolerância dos fotodiodos utilizados (S5972, até 50mW [7]).



Figura 2.6: Laser CW Ti:Saf Solstis. Na figura vemos na sequência o laser de bombeio Equinox Single Frequency CW 532, o próprio Ti:Saf e uma cavidade Fabry-Perot de referência.

Além da montagem usual para a detecção homodina balanceada, uma placa de meia onda foi utilizada em associação com um divisor de feixes por polarização (PBS) para controlar a potência que chega ao detector. Esse atenuador é mostrado na Figura 2.7. Também foi posicionada uma lente biconvexa com distância focal apropriada para produzir um feixe aproximadamente colimado. Para posicionar a lente adequadamente, a posição e o valor da cintura do feixe do laser foram medidos [8].

A aquisição de dados foi feita através de um Analisador de espectros modelo E4407B da Agilent. Ligamos ele ao detector conforme a Figura 2.8. Os dados adquiridos são relativos ao circuito baseado no amplificador operacional OPA847 [5], conforme discutido na Seção 2.

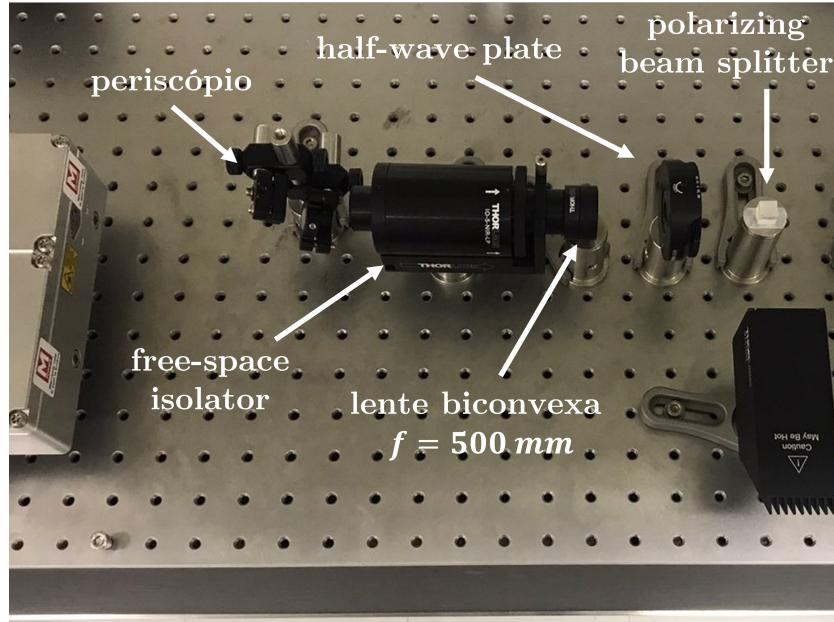


Figura 2.7: Montagem para controle da potência utilizada no experimento. Combinação de placa de meia onda ajustável e beam-splitter polarizador.

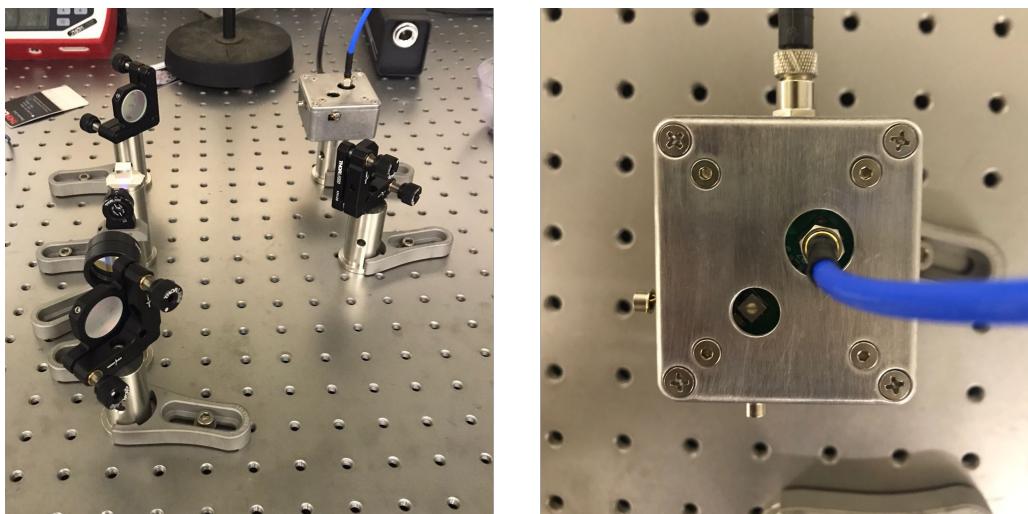


Figura 2.8: Montagem experimental para detecção homodina balanceada, conforme o diagrama na Figura 1.1. Inclui três espelhos para ajuste fino de alinhamento, lente biconvexa e divisor de feixes por polarização. À direita, circuito fotodetector baseado em OPA847, com alimentação de 12V e saída para o E4407B.

## RESULTADOS

Inicialmente, o espectro de ruído do detector foi medido a partir de uma varredura de 0 a 200 MHz no E4407B. O ruído eletrônico (*dark noise*) corresponde a uma medida em que a alimentação do detector é ligada, mas o feixe do laser é completamente obstruído. O resultado aparece na Figura 2.9, nas quais o *dark noise* é comparado com o ruído a diferentes potências entre 1 mW e 44 mW.

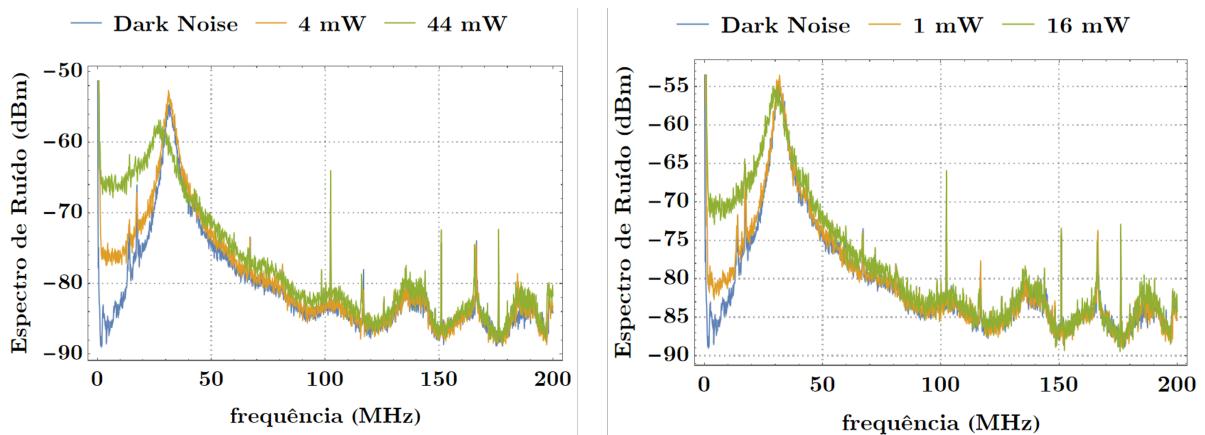


Figura 2.9: Espectro de ruído do fotodetector para diferentes potências.

O ruído medido difere do esperado tanto em magnitude quanto em sua dependência espectral. A presença de picos mesmo na faixa de MHz indica que pode haver oscilações indevidas no circuito. Entretanto, o sistema mostra bons resultados de clearance para frequências baixas ( $f < 20\text{MHz}$ ), visível na separação vertical entre as curvas de diferentes potências no começo dos espectros da Figura 2.9.

O resultado para baixas freqüências é resumido na Figura 2.10, que mostra uma amostragem no domínio do tempo para o ruído a 5 MHz para diferentes potências. Os resultados de *Shot Noise Clearance* são representados na Figura 2.11, onde o eixo vertical dá o ruído em decibéis acima do ruído eletrônico. Os mesmos dados são mostrados na Figura 2.12, mas em escala linear e absoluta.

Os valores de Shot Noise Clearance medidos nessa região (5 MHz) estão próximos do previsto pela análise da Figura 2.5, que indica cerca de 15 dB para 10 mW de potência. Entretanto, a análise previa um ruído eletrônico estável em toda a região mostrada no espectro da Figura 2.9, o que não ocorre, e leva a valores muito baixos de clearance. O espectro do laser foi medido em um analisador de espectro óptico para garantir que os picos anômalos de fato têm origem eletrônica. Uma vez que a origem da oscilação

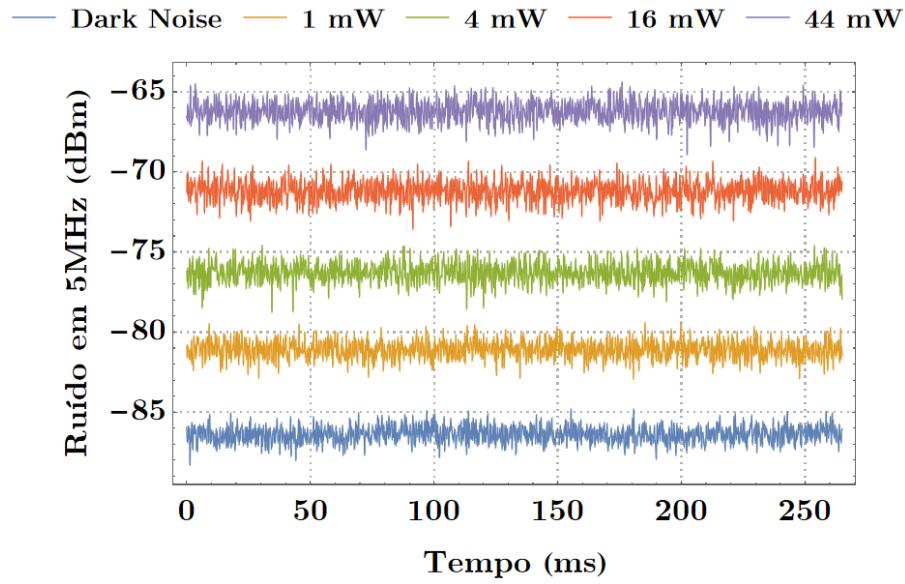


Figura 2.10: Ruído medido em *zero span* para 5MHz em diversas potências.

imprevista seja localizada, será possível estender o resultado de SNC para uma largura de banda significativamente maior.

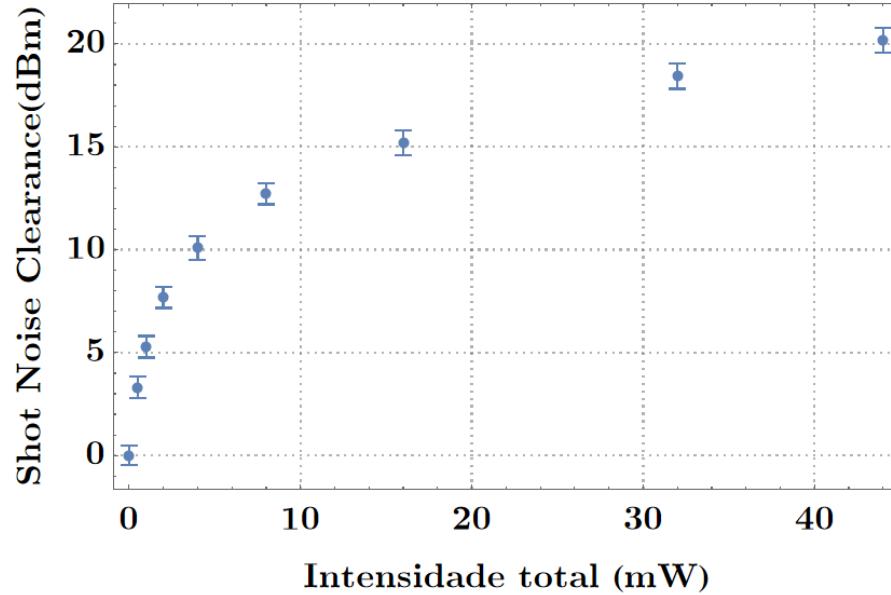


Figura 2.11: Shot Noise Clearance, medida em relação ao *dark noise* para diferentes potências a 5MHz.

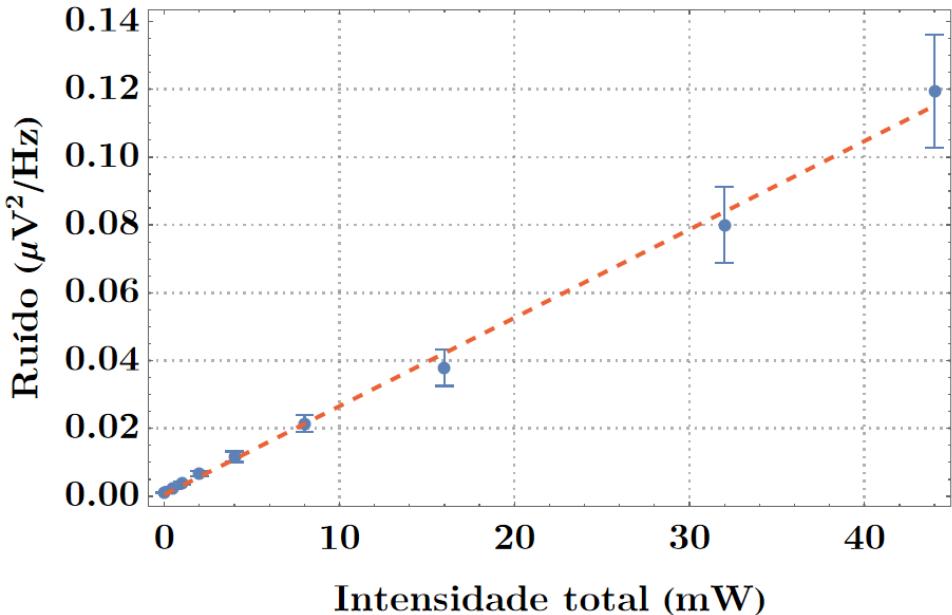


Figura 2.12: Ruído médio a 5MHz para diferentes potências.

### 3 Considerações Finais e Outras Atividades

Neste trabalho, apresentamos a análise, teste e caracterização de um fotodetector balanceado de baixo ruído baseado em um amplificador de transimpedância. Para baixas frequências, o ruído de vácuo foi medido em cerca de 14dB acima do ruído eletrônico a 10mW de potência total. Isto é compatível com valores obtidos na literatura [5, 9]. Entretanto, a aplicabilidade do detector para altas frequências ainda depende da solução dos picos anômalos de origem eletrônica mostrados na Figura 2.9. Apesar do desvio em relação à proposta inicial, esse trabalho é uma etapa essencial para a otimização dos mesmos experimentos de interesse para o projeto original.

Conclui o Bacharelado em Física nas semanas subsequentes ao fim do período de vigência deste projeto, apresentando trabalho de conclusão de curso a respeito do tema discutido aqui. Ao longo deste período, cursei 15 disciplinas, incluindo duas de pós-graduação como estudante especial. Fui aprovado em todas essas disciplinas, elevando meu coeficiente de rendimento de 0.8563 para 0.9116 no período de vigência do projeto, e obtendo conceito A nas duas disciplinas de pós-graduação (Mecânica Quântica I e II).

## Referências Bibliográficas

- [1] Felippe Alexandre Silva Barbosa. *Robustez do emaranhamento em variáveis contínuas e fotodetecção de feixes intensos no domínio espectral*. PhD thesis, Universidade de São Paulo, São Paulo, 6 2013. <http://dx.doi.org/10.11606/T.43.2013.tde-06102014-101223> doi:10.11606/T.43.2013.tde-06102014-101223.
- [2] Vladimir B. Braginsky, Farid Ya Khalili, and Kip S. Thorne. *Quantum Measurement*. Cambridge University Press, 9 1992. <http://dx.doi.org/10.1017/CBO9780511622748> doi:10.1017/CBO9780511622748.
- [3] Peter J. Winzer. *Journal of the Optical Society of America B*, 14(10):2424, 10 1997. <http://dx.doi.org/10.1364/josab.14.002424> doi:10.1364/josab.14.002424.
- [4] Sedra Smith. *Microelectronic Circuits*. Oxford University Press, New York, 5th edition edition, 2005.
- [5] A. V. Masalov, A. Kuzhamuratov, and A. I. Lvovsky. *Review of Scientific Instruments*, 88(11):113109, 11 2017. <http://dx.doi.org/10.1063/1.5004561> doi:10.1063/1.5004561.
- [6] Chris Hicks, Mark Kalatsky, Richard A Metzler, and Alexander O Goushcha. Quantum efficiency of silicon photodiodes in the near-infrared spectral range. Technical report, 2003.
- [7] S5972 Datasheet - Hamamatsu Corporation.
- [8] Hans-A Bachor and Timothy Ralph. *A guide to experiments in quantum optics*. Wiley-VHC, Weinheim, 2nd edition, 2004.
- [9] Zijiao Yang, Mandana Jahanbozorgi, Dongin Jeong, et al. *Nature Communications*, 12(1):4781, Aug 2021. <http://dx.doi.org/10.1038/s41467-021-25054-z> doi:10.1038/s41467-021-25054-z.