

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN

ESTADOS COMPRIMIDOS DA LUZ EM CHIP

Relatório Técnico do projeto de Mestrado, fomentado por bolsa de cota do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico.

Processo CNPq #130295/2021-3

Beneficiário: Felipe Boechat Mazzi

Orientador: Felippe Alexandre Silva Barbosa

Campinas, 8 de fevereiro de 2022

Informações Gerais do Projeto

- Título do projeto:

Estados Comprimidos da Luz em Chip

- Nome do beneficiário:

Felipe Boechat Mazzi

- Nome do orientador:

Felippe Alexandre Silva Barbosa

- Instituição sede do projeto:

Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas

- Número do processo:

130295/2021-3

- Período de vigência:

01/março/2021 a 01/dezembro/2021

- Período coberto por este relatório científico:

01/março/2021 a 01/dezembro/2021

OBS.: A bolsa de cota vinculada a esse projeto foi interrompida no 9º mês de execução, pois o bolsista passou a receber fomento de outra agência. A ata de defesa não está anexada a este relatório, e será enviada ao CNPq por ocasião da defesa da dissertação de mestrado, prevista para março de 2023.

Resumo do projeto proposto

Pelo menos desde os anos 1990, o campo da Informação Quântica vem demonstrando avanços significativos em frentes como computação, comunicação, criptografia e metrologia. Entre as diversas plataformas de interesse, os estados não-clássicos da luz são frequentemente utilizados para codificar informação quântica. Entretanto, a preparação escalável e eficiente desses estados ainda é um desafio tecnológico relevante. Em especial, estados comprimidos da luz, que possuem ruído abaixo do estado de vácuo, são essenciais para computação quântica em variáveis contínuas e para interferometria de alta precisão. Este projeto tem como objetivo preparar estados comprimidos da luz em plataformas de fotônica integrada. Osciladores paramétricos ópticos serão fabricados e otimizados em filmes finos de LiNbO₃, com a intenção de explorar o processo não-linear de conversão paramétrica descendente (PDC).

Este relatório comprehende os primeiros nove meses de desenvolvimento do projeto de mestrado (entre mar/21 e dez/21), nos quais houve fomento do CNPq através de bolsa de cota. O projeto terá continuação sob o fomento de outra agência, com a defesa da dissertação prevista para mar/23. Portanto, as etapas descritas aqui não encerram os objetivos do projeto.

1 Introdução

Informação e computação quânticas são o estudo de como estados quânticos podem ser utilizados para processamento de informação [1, 2]. Pelo menos desde 1980 [3], a ambição de estender o sucesso da mecânica quântica para a ciência da computação atrai atenção para essas áreas de estudo. Apesar de inúmeros avanços nas últimas décadas [4, 5], a preparação desses sistemas ainda constitui um imenso desafio científico e tecnológico [6].

Nesse contexto, diversas plataformas vem sendo exploradas para implementação de protocolos de informação quântica [7, 8]. Para a comunicação quântica, a luz oferece vantagens relevantes, como a baixa interação com o ambiente e a alta velocidade de propagação, porém também pode ser usada como uma plataforma para computação quântica [9, 10]. A luz tem sido usada há muitos anos em protocolos de informação quântica. Mais recentemente cresceu o interesse na preparação, manipulação e detecção de estados não clássicos da luz em plataformas integradas, como guias de onda e ressonadores em anel feitos com filmes finos de material dielétrico. Neste tipo de plataforma, há um imenso ganho de eficiência e escalabilidade, além de as pequenas dimensões alcançadas tornarem mais eficientes os processos de ótica não-linear responsáveis pela preparação dos estados não-clássicos, como a conversão paramétrica descendente (PDC).

É neste contexto de fotônica quântica integrada que este projeto se insere. Nos últimos dois anos, alguns destes estados não-clássicos de interesse para informação quântica foram demonstrados em plataformas integradas, inclusive estados de fôtons individuais anunciados [11], estados emaranhados probabilísticos [12] e estados comprimidos [13, 14]. Os últimos usando processos de terceira ordem como mistura de quatro ondas. Entretanto ainda há resultados importantes a serem alcançados, como a demonstração de compressão de ruído maior que 10 dB, limiar necessário para correção de erro [15, 16]. Outro ponto importante é que ainda não temos uma fonte de estados comprimidos baseadas em processos não linear de segunda ordem, como PDC, que tendem a ser mais fortes que os de terceira ordem.

Em particular, este projeto visa a produção de estados comprimidos da luz em chips. Estes são essenciais para aplicações em protocolos de computação quântica em variáveis contínuas [17, 18]. A compressão de ruído também é parte central de protocolos de correção de erro [19]. Além disso, podem ser utilizados em interferometria para medições

de alta precisão, uma vez que contornam a barreira fundamental do ruído de fase quântico [20, 21]. O projeto está vinculado a um projeto maior, que também inclui a preparação de estados emaranhados e de fôtons únicos em chips.

Esses estados serão produzidos em plataformas integradas, utilizando dispositivos ópticos não-lineares feitos em filmes finos de LiNbO₃, que apresentam não-linearidade ópticas de segunda ordem. Uma das etapas mais importantes neste processo é a otimização das técnicas de microfabricação de dispositivos como guias de ondas e cavidades óticas. Esses dispositivos devem ser otimizados para obter baixas perdas ópticas (alto fator de qualidade) e acordo de fase (controle de ganho) para o processo (PDC). Paralelamente, a utilização de fotodetectores capazes de medir ruídos abaixo do estado de vácuo também é essencial para caracterizar os estados comprimidos [22].

Preparação de Estados Comprimidos

Para a preparação dos estados comprimidos, é preciso recorrer à óptica não-linear. No processo de PDC, ocorre a absorção de um fôton em uma frequência, e a criação de dois fôtons em frequências diferentes de maneira que haja conservação de energia [23]. O processo de PDC mostrado na Figura 1.1 é um processo paramétrico, pois o estado

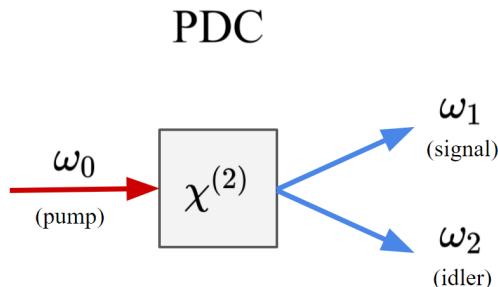


Figura 1.1: Diagrama do processo óptico não-linear de conversão paramétrica descendente (PDC).

quântico final e inicial do meio material é o mesmo. Dessa forma, a interação com o material ocorre como uma colisão elástica, em que energia e momento são conservados, e os fôtons envolvidos devem satisfazer [24]

$$(PDC) \quad \omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \quad \text{e} \quad \vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2, \quad (1.1)$$

A criação de pares de fótons via conversão paramétrica descendente é uma técnica eficaz para a produção de estados comprimidos [25]. Considere um estado descrito por

$$|\psi\rangle = |0\rangle - \frac{s}{\sqrt{2}}|2\rangle, \quad (1.2)$$

onde os kets correspondem a estados de Fock e s é um número real positivo. O estado $|\psi\rangle$ representa uma perturbação sobre o estado de vácuo. Ao calcular a variância da quadratura de posição sobre esse estado, obtemos

$$\langle \Delta \hat{X}^2 \rangle = \langle \psi | \left(\frac{\hat{a} + \hat{a}^\dagger}{\sqrt{2}} \right)^2 | \psi \rangle = \frac{1}{2} - s. \quad (1.3)$$

Note que $1/2$ é o ruído da quadratura no estado de vácuo [26]. Logo, uma vez que $s > 0$, a Equação 1.3 mostra que o estado $|\psi\rangle$ é comprimido na quadratura de posição.

De forma mais geral, podemos mostrar que dado um estado de dois modos dado por uma perturbação do estado de vácuo é tal que

$$|\psi\rangle = |0\rangle \otimes |0\rangle + s|1\rangle \otimes |1\rangle, \quad (1.4)$$

$$|\psi\rangle \approx \left(1 + s\hat{a}_1\hat{a}_2^\dagger - s^*\hat{a}_1\hat{a}_2^\dagger \right) |0\rangle \approx \exp \left(s\hat{a}_1\hat{a}_2^\dagger - s^*\hat{a}_1\hat{a}_2^\dagger \right) |0\rangle \equiv \hat{S}|0\rangle, \quad (1.5)$$

quando os fótons gerados (signal e idler) são degenerados, \hat{S} é o *operador de squeezing* [26]. Esse operador muda a estatística dos fótons, de tal forma que a variância de uma das quadraturas do campo se torna menor que a do vácuo.

Cavidades ópticas são amplamente utilizadas para explorar processos não-lineares [27]. No interior de uma cavidade ressonante a realimentação positiva dos sinais permite elevar a intensidade que incide sobre o cristal não-linear, elevando o ganho resultante do processo. Portanto, a geração dos estados comprimidos depende crucialmente da otimização desses dispositivos de fotônica integrada. Em especial, um marco da otimização é atingir a *potência de limiar*, acima da qual o ganho paramétrico a cada “volta” no ressonador se iguala às perdas. Nesse regime, o dispositivo se comporta como um oscilador paramétrico óptico. [28, 29, 30]. A seguir, são relatados os avanços alcançados nos nove meses de desenvolvimento deste projeto.

2 Realizações no Período

2.1 ATIVIDADES ACADÊMICAS

Durante os nove meses de duração compreendidos por este relatório, completei os créditos em disciplinas exigidos pelo programa de mestrado. Cursei as disciplinas de Mecânica Quântica I, Mecânica Quântica II, Eletrodinâmica I e Ciência dos Materiais (16 créditos no total), e obtive conceito A em todas elas. Além disso, participei do Programa de Estágio Docente (PED-C) da universidade na disciplina de Física Experimental II (F 229), com carga horária de 10 horas semanais durante o segundo semestre letivo de 2021.

Como atividade extracurricular, participei com apresentação de trabalhos da 13^a edição do International Physicist's Tournament, como capitão da equipe brasileira que obteve o vice-campeonato internacional pela primeira vez para um país fora da Europa e América do Norte, com repercussão na imprensa local e nacional. Também como extracurricular, tive co-autoria em artigo aceito pela Revista Brasileira de Ensino de Física, na área de Ensino de Mecânica Quântica [31].

No período em questão, assisti a colóquios de pós-graduação e defesas do Instituto de Física Gleb Wataghin, bem como dos seminários semanais do grupo de Óptica Quântica e do Laboratório de Pesquisa em Dispositivos. Participei da “XIII Escola do CBPF” entre 02/08/21 e 13/08/21 e da “IFGW School of Quantum Technologies” entre 18/10/21 e 22/10/21. Em 29/10/21, tivemos um pedido de bolsa de mestrado aprovado pela Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (Projeto 2021/12438-7), com vigência entre 01/12/21 e 28/02/2023.

As atividades presenciais estiveram significativamente restritas durante todo o período. Além dos itens citados acima, esse período de restrição foi dedicado à formação teórica (revisão de literatura e estudo de livros-texto) e atividades computacionais (simulações e análise de dados). O acesso ao laboratório de fotônica integrada só foi possível a partir de Ago/21, e o acesso às salas limpas (essenciais para o trabalho de fabricação) foi retomado parcialmente a partir de Nov/21. Não obstante, avanços importantes foram desenvolvidos nesse período e serão descritos nas seções subsequentes.

2.2 MONTAGEM DO LABORATÓRIO

Uma etapa extremamente importante do trabalho realizado no período foi a montagem e organização do laboratório. A grande maioria das peças e equipamentos, incluindo as mesas óticas, foi entregue em março de 2020, de forma que a montagem foi adiada até a retomada recente das atividades presenciais. A figura 2.1 mostra um exemplo do andamento do processo, que inclui instalação, teste, configuração e inventariação.

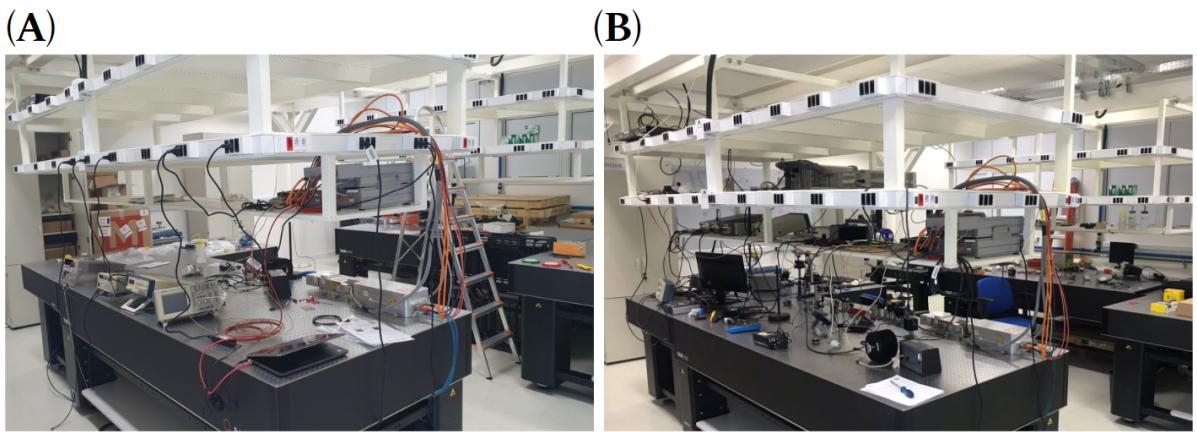


Figura 2.1: Fotos do laboratório de Fotônica Quântica Integrada no IFGW/Unicamp entre (A) Jan/2021 e (B) Dez/21. As atividades presenciais foram retomadas gradativamente a partir de Ago/21.

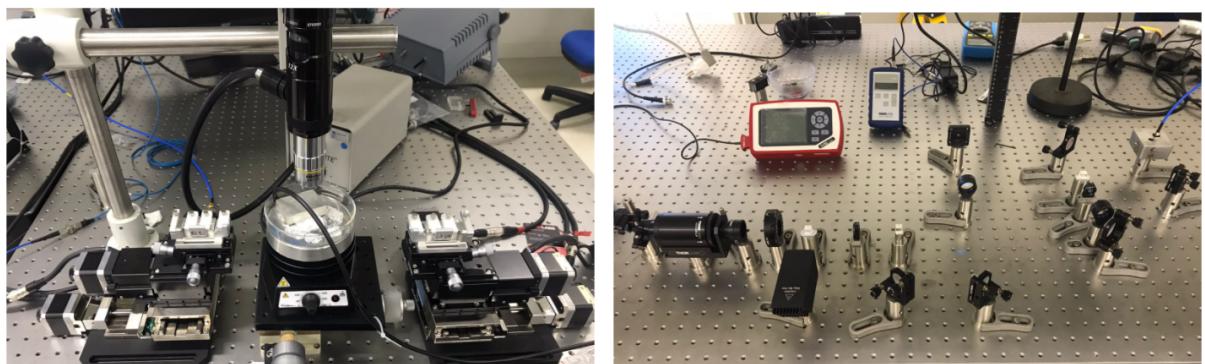


Figura 2.2: Foto de duas montagens experimentais. À esquerda, o *setup* de acoplamento automatizado e microscópio. À direita, o *setup* de atenuação, divisão de feixe e detecção homodína com o laser de Ti:Saf (omitido).

Para os experimentos de interesse para este projeto, as duas principais montagens são mostradas na Figura 2.2. O *setup* de acoplamento automatizado mostrado à esquerda é

utilizado primariamente para incidir luz sobre os dispositivos integrados fabricados e fazer medidas de perda, dispersão e ressonância. O *setup* de detecção homodina mostrado à direita, que inclui um fotodetector balanceado com baixíssimo ruído eletrônico, é utilizado para medir o ruído de quadraturas em estados comprimidos.

2.3 SIMULAÇÕES

A eficiência de processos não-lineares específicos depende fortemente da geometria dos dispositivos fabricados. Neste sentido, a simulação computacional do campo eletromagnético nos dispositivos é uma etapa fundamental do seu desenvolvimento e otimização. Os esforços nessa área durante os primeiros meses do projeto foram voltados para a aquisição de proficiência nas técnicas de simulação via método de elementos finitos. Os fundamentos teóricos e objetivos destas simulações são apresentados nesta seção, juntamente a resultados obtidos em colaboração com o grupo de pesquisa.

O objetivo central desta investigação é otimizar o processo de conversão paramétrica descendente em cavidades ópticas integradas de LiNbO₃. Cavidades ópticas podem ser modeladas como guias de onda com condições de contorno periódicas [32], onde as componentes espectrais dos campos elétrico e magnético são dadas por

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \sum_m A_m(\omega) \mathbf{F}_m(x, y, \omega) e^{i\beta_m(\omega)z}, \quad \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = \sum_m A_m(\omega) \mathbf{G}_m(x, y, \omega) e^{i\beta_m(\omega)z} \quad (2.1)$$

As simulações via métodos de elementos finitos na plataforma COMSOL Multiphysics [33] utilizam as equações de Maxwell para obter os autovalores $\beta_m(\omega)$ e os autovetores $\mathbf{F}(x, y, \omega)$ e $\mathbf{G}(x, y, \omega)$. A presença de polarização não-linear atua como uma perturbação que acopla os modos da Equação 2.1 [34]. Esse acoplamento pode ser modelado adicionando uma dependência das amplitudes A_m com a direção $\hat{\mathbf{z}}$ de propagação. Essa modificação leva a uma Equação diferencial para as amplitudes $A_m(z, \omega)$ [35]

$$\frac{\partial}{\partial z} A_m(z, \omega) = -\frac{i\omega}{4} e^{-i\beta_m(\omega)z} \iint \mathbf{F}_m^*(x, y, \omega) \cdot \mathbf{P}^{NL}(\mathbf{r}, \omega) dx dy \quad (2.2)$$

onde a polarização não-linear $P^{NL}(\mathbf{r}, \omega)$ contém as constantes de propagação β_n , amplitudes longitudinais A_n e transversas F_n de diversos modos espaciais e frequências. Note que o produto das amplitudes transversas será integrado, dando origem a uma contribuição para o processo não-linear que é máxima quando os modos são idênticos. Essa contribuição recebe o nome de *integral de overlap*, e é uma das componentes da constante

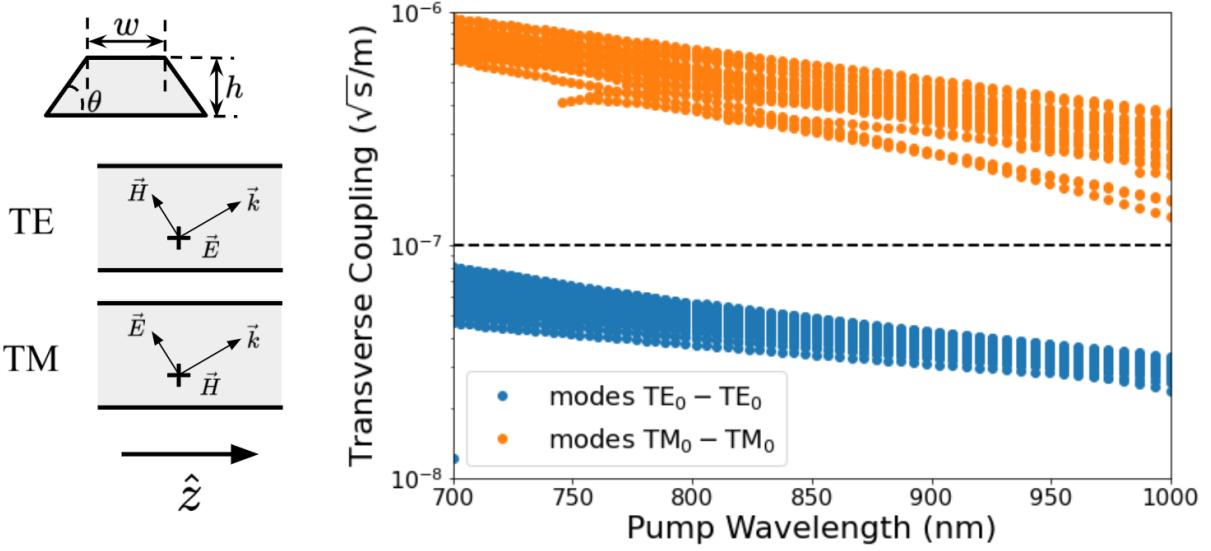


Figura 2.3: Simulações em $\text{LiNbO}_3 z\text{-cut}$, com variação dos parâmetros $700\text{nm} < w < 1800\text{nm}$, $400\text{nm} < h < 700\text{nm}$ e $60^\circ < \theta < 90^\circ$ para um guia de raio $100\mu\text{m}$. O eixo vertical da a constante de acoplamento mostrada na Equação 2.5. Gráfico retirado de [36].

de acoplamento total.

Expandindo a integral da Equação 2.2 e definindo $a_m(t\omega) = (i\sqrt{\tau}/\sqrt{\hbar\omega P_m})A_m$ ¹ chegamos em expressões da seguinte forma para o processo de PDC

$$\frac{\partial}{\partial t}a_0 = 2\chi_2 a_1 a_1, \quad \frac{\partial}{\partial t}a_1 = -2\chi_2^* a_0 a_2^2, \quad \frac{\partial}{\partial t}a_2 = -2\chi_2^* a_0 a_1^* \quad (2.3)$$

onde χ_2 é a constante de acoplamento total, com contribuição da condição de *phase-matching*,

$$\chi_2 = \chi_T L \sqrt{\text{fsr}_0 \text{fsr}_1 \text{fsr}_2} e^{\frac{i\Delta\beta L}{2}} \text{sinc}\left(\frac{\Delta\beta L}{2}\right), \quad \Delta\beta = \beta_1(\omega_1) + \beta_2(\omega_2) - \beta_0(\omega_0) \quad (2.4)$$

e da integral de overlap

$$\chi_T = \frac{\epsilon_0}{8} \sqrt{\hbar\omega_0\omega_1\omega_2} \sum_{jkl} \iint \tilde{\chi}_{jkl}^{(2)}(x, y) F_{0j}^*(x, y, \omega_0) \tilde{F}_{1k}(x, y, \omega_1) \tilde{F}_{2l}(x, y, \omega_2) dx dy \quad (2.5)$$

Esses coeficientes determinam a eficiência do processo não-linear governado pela Equa-

¹Essa escolha de normalização é feita para que a quantização do campo leve à correspondência entre a_m e o operador de aniquilação. τ é o inverso do FSR (*Free Spectral Range*) da cavidade, portanto equivale ao tempo de uma volta completa no anel.

ção 2.3, e são determinados pelas propriedades do material e pelas condições de contorno. As simulações por Método de Elementos Finitos podem ser utilizadas para computar essas quantidades para diferentes conjuntos de parâmetros. A Figura 2.3 mostra um exemplo de resultado de simulação no COMSOL Multiphysics, em que a constante de acoplamento 2.5 é calculada para diferentes geometrias de um anel de $100\mu\text{m}$ de raio em LiNbO_3 *z-cut*.

Os melhores resultados de acoplamento para modos $\text{TM}_0 - \text{TM}_0$ na Figura 2.3 estão de acordo com a expectativa, uma vez que esses modos tem melhor alinhamento do campo elétrico com a direção de maior não linearidade do tensor $\tilde{\chi}^2$ do material. As próximas etapas de simulação incluem varreduras sobre regiões de parâmetros mais extensas, investigação das condições de phase-matching e análise de mais modos dos campos.

2.4 FABRICAÇÃO

A microfabricação dos dispositivos é a etapa central deste projeto, e a otimização de receitas que maximizem a eficiência dos processos de interesse é seu principal objetivo. Entretanto, essa área de atuação foi severamente limitada pela suspensão das atividades presenciais na universidade. Os processos são conduzidos primariamente na sala limpa do Centro de Componentes Semicondutores e Nanotecnologia (CCSNano), que iniciou a retomada parcial apenas a partir de Nov/21 (último mês do período compreendido por este relatório).

A Figura 2.4 mostra as etapas fundamentais do processo de fabricação. Esta seção descreverá as primeiras rodadas de testes que vão até a etapa (c) indicada na Figura.

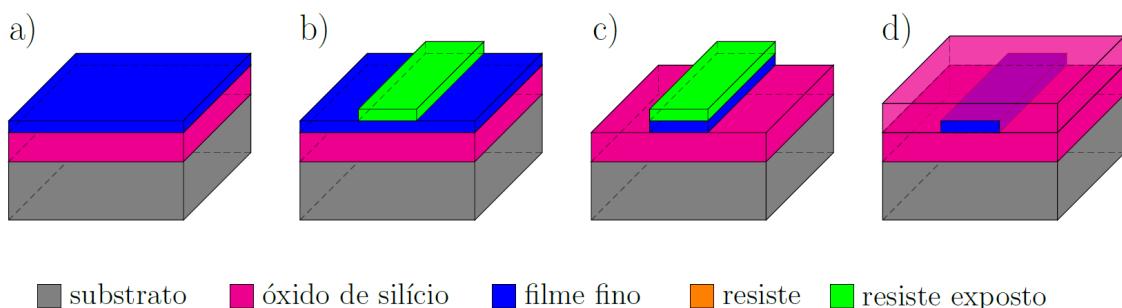


Figura 2.4: Resumo do processo de microfabricação. **(a)** filme fino de LiNbO_3 , **(b)** espalhamento de resisto, exposição e revelação, **(c)** corrosão, **(d)** enterramento em óxido de silício SiO_2 .

Litografia

Inicialmente, o resisto eletrônico ma-N 2405 foi espalhado sobre o chip contendo um filme de 400 nm de LiNbO₃ sobre silica e silício. Segundo as instruções do fabricante [37], foi feito spinning de 3000 rpm por 30 segundos, fornecendo espessura de 500 nm para a camada de resisto.

Um projeto de dispositivo simples foi desenhado utilizando o pacote gdspy [38], contendo um guia de onda com espessura de $2\mu m$ acoplado a uma cavidade ressonante em anel com $60\mu m$ de raio e mesma espessura. O espaço entre o guia de onda e o anel é de $0.5\mu m$. Os principais parâmetros para otimização inicial da litografia por feixe de elétrons são a *Electron High Tension* em kV, a dose entregue à amostra em $\mu C/cm^2$, e o tamanho do passo da escrita em nanômetros.

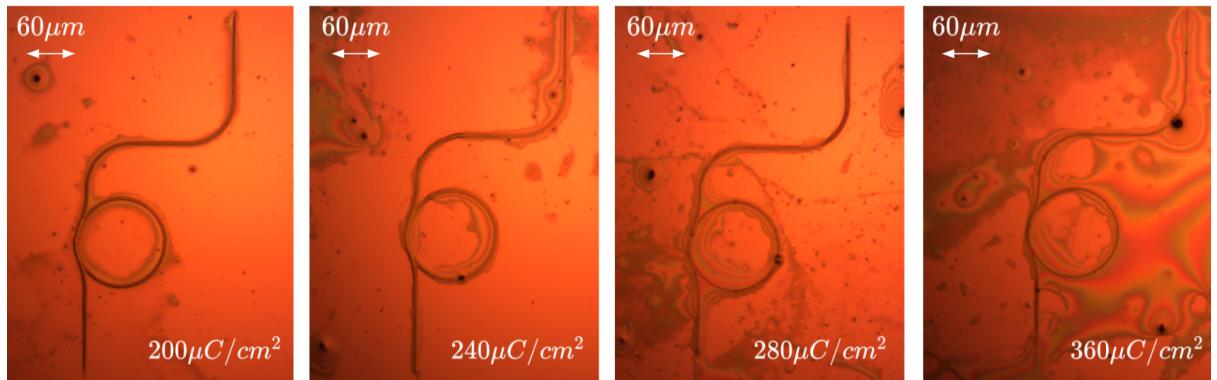


Figura 2.5: Resultado pós-revelação do primeiro teste com litografia por feixe de elétrons em resisto ma-N 2405 sobre LiNbO₃. A dose utilizada em cada escrita é mostrada no canto inferior direito.

A Figura 2.5 mostra os resultados do primeiro teste, que corresponde à etapa (b) da Figura 2.4. A tensão de aceleração (EHT) utilizada no teste foi de 20 kV e a revelação foi feita via submersão em 35 mL do AZ 300 MIF *developer*. Para um campo de escrita de $100\mu m$, o tamanho do passo utilizado foi de $2nm$.

O principal objetivo desta rodada de fabricação foi demonstrar que é possível escrever em resisto depositado sobre LiNbO₃ com EHT inferior a 30kV (valor máximo disponível no CCSNano). Uma vez que o LiNbO₃ apresenta baixa condutividade, o acúmulo de cargas no filme pode repelir o feixe incidente, prejudicando a sensibilização do resisto e distorcendo o padrão de escrita [39]. Entretanto, os resultados mostrados na Figura 2.5 deixam claro que a sensibilização do resisto ocorre mesmo a 20kV de EHT, ainda que correções sejam necessárias.

Outro aspecto importante dos resultados é o controle de dose, que determina o número de elétrons que incidem sobre uma unidade de área. A otimização da dose está acoplada à tensão de aceleração, uma vez que os dois parâmetros atuam em conjunto para determinar a intensidade, duração e distribuição da exposição recebida por cada região do filme [40]. Os resultados mostrados na Figura 2.5 indicam um aumento progressivo de irregularidades e distorções para doses a partir de $200\mu m$.

Por esse motivo, um segundo teste focado em controle de dose foi conduzido. Desta vez, foram escritas 32 repetições de um padrão contendo 10 retângulos de dimensões $20\mu m$ por $5\mu m$, e variando a dose entre 70 e $196 \mu C/cm^2$, com passos de $14 \mu C/cm^2$. O resultado é mostrado na Figura 2.6.

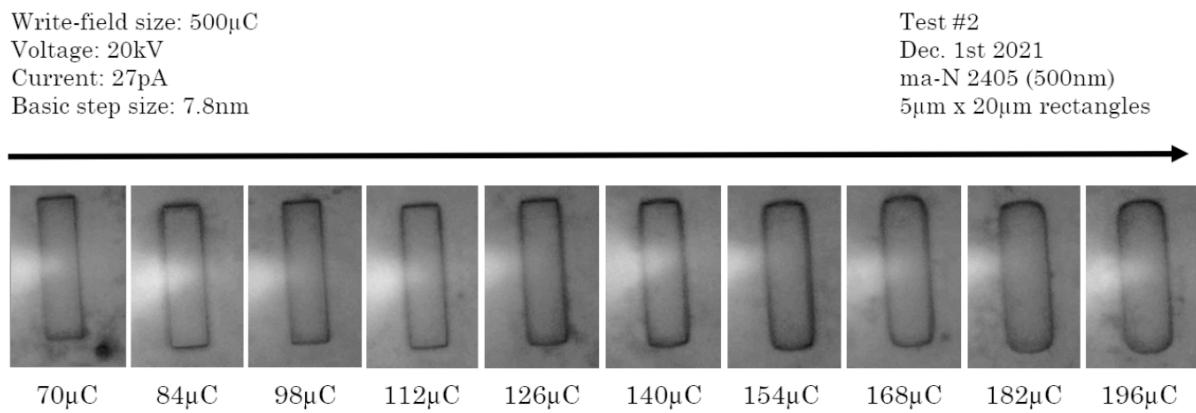


Figura 2.6: Resultado pós-revelação do segundo teste de litografia, agora focado em controle de dose. Os números na imagem indicam a dose por centímetro quadrado. Os retângulos tem dimensões $20 \times 5\mu m$.

O acúmulo de cargas no filme isolante pode levar ao alargamento estatístico do feixe de elétrons incidente devido à repulsão mútua [41]. Dessa forma, a área efetivamente exposta se torna maior que o planejado, levando à sobre-exposição das bordas e arredondamento dos cantos. Esse fenômeno é chamado de “efeito de proximidade”, e a sua correção será um dos passos centrais para otimização da litografia eletrônica neste projeto. Na Figura 2.6, está claro que o padrão retangular fica progressivamente arredondado para doses acima de $126\mu C$.

Esses resultados permitem que as próximas rodadas de fabricação sejam conduzidas em uma região de parâmetros mais estreita, com dose abaixo de $126\mu C$ para $20kV$ de EHT. Além disso, as correções de proximidade serão projetadas e implementadas através do software *eLINE Plus* da fabricante do equipamento de litografia.

Corrosão

Nesta etapa, correspondente ao item (c) da Figura 2.4, as amostras resultantes do processo anterior (incluindo a revelação) foram submetidas à corrosão por plasma no ICP-RIE utilizando argônio. Na etapa anterior, o padrão de 10 retângulos $20 \times 5\mu\text{m}$ foi escrito 32 vezes, em dois chips de 10×10 mm com uma camada de 500 nm de resiste eletrônico ma-N 2405 sobre 400 nm de LiNbO_3 . O objetivo central desta rodada foi explorar uma região extensa de parâmetros, para que uma análise posterior produza conclusões sobre quais intervalos devem ser avaliados com maior resolução. Os limites superior e inferior de cada parâmetro estão listados na Tabela 2.1.

parâmetro	min	max
potência RIE	10 W	250 W
potência ICP	10 W	1250 W
massflow	5 sccm	50 sccm
pressão	5 mTorr	100 mTorr
temperatura	25°	60°
tempo de corrosão	2 min	

Tabela 2.1: Região de parâmetros para rodada de testes de corrosão com ICP-RIE.

Os chips foram clivados em 32 pedaços de $2,5 \times 2,5$ mm para que cada padrão de 10 retângulos pudesse ser exposto a diferentes condições de corrosão. Apenas os valores extremos dos intervalos mostrados na Tabela 2.1 foram utilizados nas 32 corrosões, com pequenos ajustes em casos em que era necessário para viabilizar a operação.

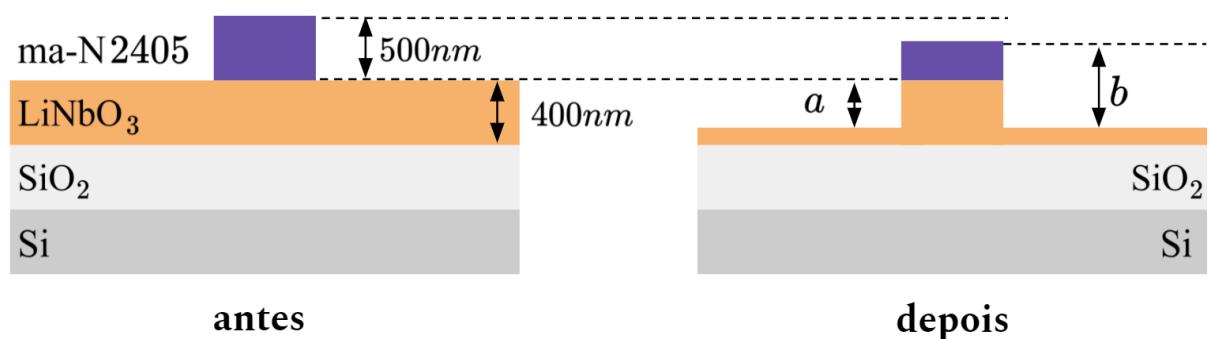


Figura 2.7: Diagrama do processo de corrosão. A altura a está associada à taxa de corrosão do LiNbO_3 , e b é altura do “degrau” medido no perfilômetro antes da remoção do resiste.

O principal indicador de interesse é a taxa de corrosão do LiNbO_3 e a seletividade associadas a cada conjunto de parâmetros. A seletividade é dada pela razão entre a taxa de corrosão do filme fino (nesse caso LiNbO_3) e a taxa de corrosão do resiste para um mesmo processo de corrosão. Para estimar esses parâmetros utilizando um perfilômetro, é preciso comparar as medidas antes e depois da remoção do resiste exposto. A Figura 2.7 ilustra o motivo dessa necessidade.

A primeira porção dessas medidas já foi feita no perfilômetro Dektak 150 Veeco disponível no Laboratório Multusuários do Instituto de Física Gleb Wataghin. Um exemplo de resultado dessa medida é mostrado na Figura 2.8. A remoção do resiste, seguida de novas medidas no perfilômetro e cálculo das taxas de corrosão, não pôde ser feita no período deste relatório devido a limitações de acesso aos equipamentos.

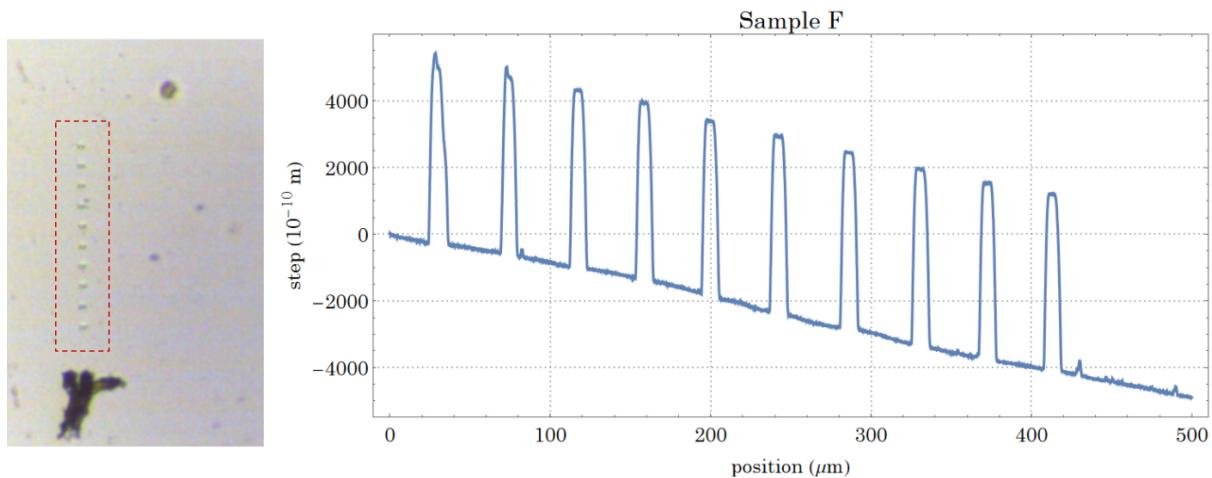


Figura 2.8: Exemplo de medida com perfilômetro em amostra pós-corrosão. O degrau medido corresponde à altura b mostrada na Figura 2.7. A tendência linear de queda é um artefato do aparelho de medida que deve ser removido para a análise de dados.

A Figura 2.9 mostra imagens das amostras após o processo de corrosão. A diferença de cores se deve ao fenômeno de interferência nos filmes finos, que após a corrosão apresentam espessuras variadas. A diversidade de cores indica que a variação de parâmetros utilizados efetivamente produziu taxas de corrosão distintas em cada processo.

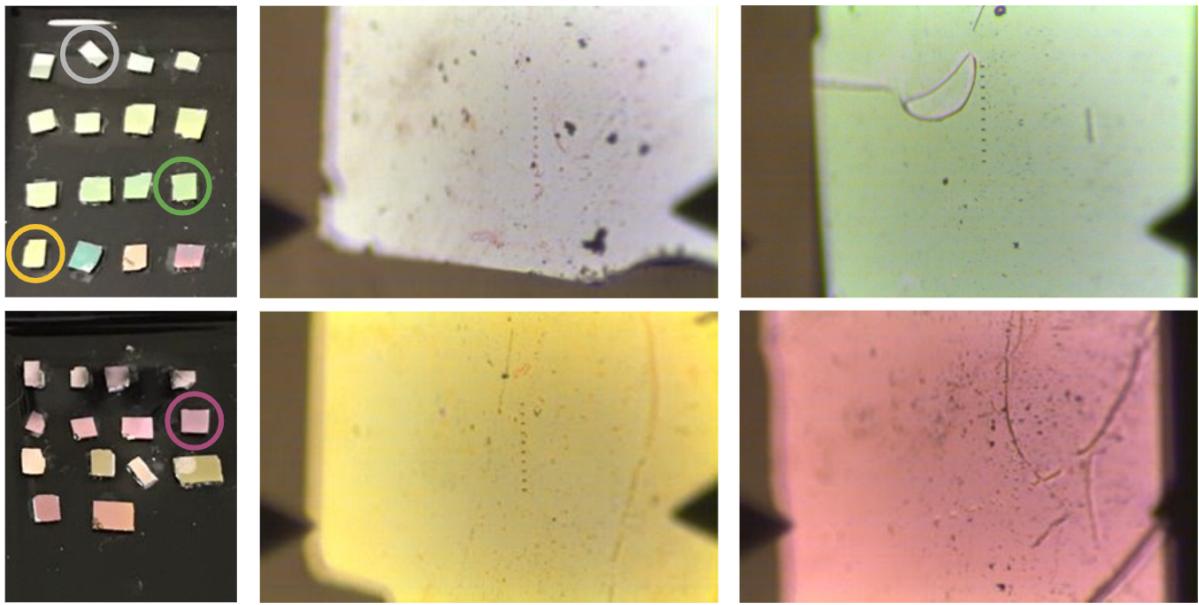


Figura 2.9: Amostras após corrosão. Cores são indicativas de diferentes taxas de corrosão para cada conjunto de parâmetros.

2.5 ACOPLAGEMTO E DETECÇÃO

Lensed Fibers

O acoplamento do sinal óptico a uma plataforma integrada é uma etapa essencial do desenvolvimento de dispositivos fotônicos. Uma das técnicas mais simples e facilmente escaláveis de acoplamento é conhecida como *in-plane coupling* ou *butt coupling* [42]. A técnica requer que a fibra óptica clivada seja posicionada o mais próximo possível da entrada ou saída do guia de onda integrado.

A eficiência do acoplamento será limitada por perdas associadas à reflexão na interface fibra/ar, e ao ângulo de aceitação do guia. Uma maneira de limitar essas perdas é modificando o formato da ponta da fibra para aproximar as características do feixe de saída das características do guia de onda, produzindo *lensed fibers*. Essa seção descreve uma técnica experimental baseada em corrosão química para produção de *lensed fibers* com pontas nanométricas ($< 1\mu m$).

O primeiro teste foi realizado em uma capela específica para ácidos, utilizando uma fibra Corning SMF-28, com diâmetro externo de $125\mu m$ e diâmetro do *core* de $8.2\mu m$. A fibra é sustentada por um estágio com controle micrométrico de posição e submersa em um recipiente com $50mL$ de HF 49%, coberto por uma fina camada de óleo de girassol.

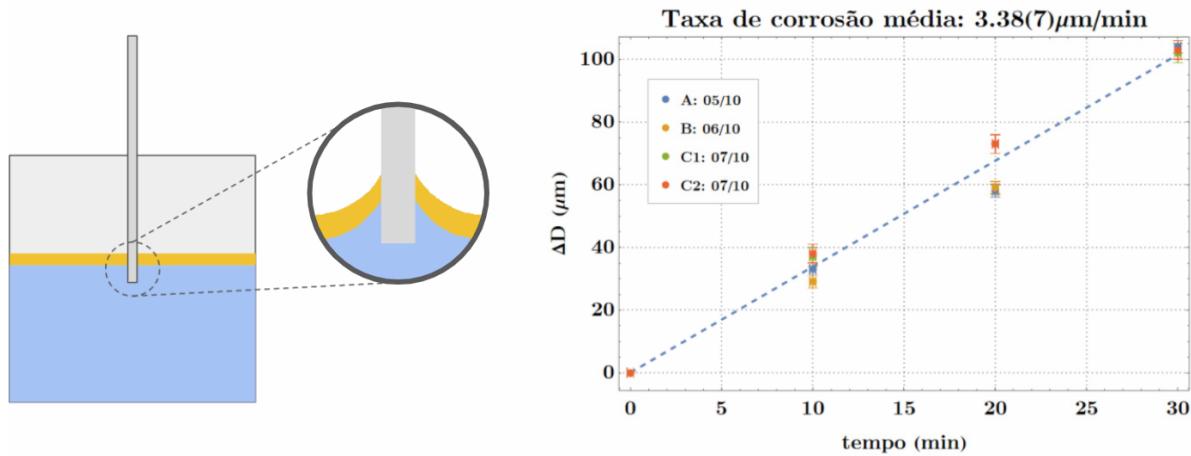


Figura 2.10: Diagrama para a montagem de corrosão química e estimativa da taxa de corrosão das fibras em HF. A região em amarelo representa uma camada de óleo vegetal.

A camada de óleo vegetal evita a evaporação do ácido, cujo vapor pode correr as porções não-submersas da fibra. Além disso, conforme a altura do menisco diminui com o avanço da corrosão, a camada de óleo removerá os resíduos de ácido deixados para trás. Note que a adesão que sustenta o menisco diminuirá com a redução do raio local pela corrosão da fibra. Isso levará à queda gradual do menisco, fazendo com que as porções inferiores da fibra sejam expostas ao ácido por mais tempo. Esse princípio é responsável pela formação das pontas.

Para que as “nanopontas” sejam mecanicamente estáveis (pouca oscilação em torno do eixo do comprimento), a redução do diâmetro deve ser gradual, conforme mostrado na Figura 2.11. Esse controle é possível a partir da manipulação do estágio que sustenta a fibra em intervalos de tempo.

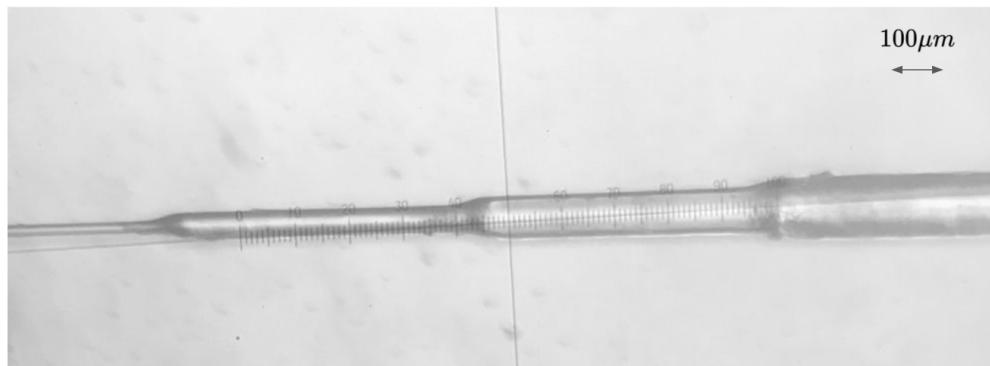


Figura 2.11: Imagem em microscópio óptico de fibra corroída em *degraus*.

Testes adicionais foram conduzidos com *buffered oxide etchant* (BHF), constituído de uma mistura de ácido fluorídrico com fluoreto de amônio (NH_4F), cuja taxa de corrosão foi medida em $(0.29 \pm 0.01)\mu\text{m}/\text{min}$. Essa taxa reduzida permite melhor controle do processo e pontas menos íngremes, especialmente relevantes nas etapas finais. Um exemplo de produto da receita final é mostrado na Figura 2.12.

Para testar as propriedades do feixe, foi feito o “splicing” da fibra corroída com uma fibra ligada ao *Lightwave Multimeter Agilent B163B* emitindo em 1550nm . A perda total (comparando a potência nominal do laser e a potência medida na ponta fibra corroída) foi medida em 1.3db. Uma lente posicionada na saída da fibra foi utilizada para coliminar e a largura da cintura do feixe foi medida. O feixe emitido pela *lensed fiber* tem largura de $1.6\mu\text{m}$, comparado com $6\mu\text{m}$ da fibra clivada.

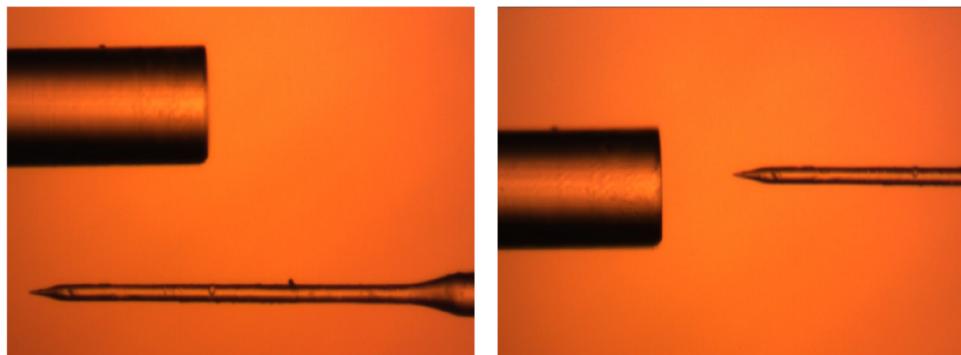


Figura 2.12: Comparação entre fibra clivada e *lensed fiber* com ponta nanométrica ($< 1\mu\text{m}$). A fibra clivada tem diâmetro de $125\mu\text{m}$.

Esse resultado indica que o processo é eficaz em aproximar as características do feixe das características dos dispositivos que serão fabricados (com alturas da ordem de centenas de nanômetros). A próxima etapa é utilizar a montagem já construída do laboratório para medir a eficiência de acoplamento via *butt coupling* com um dispositivo fotônico integrado.

Detecção

A detecção é uma etapa crucial da otimização de dispositivos fotônicos para produção de estados comprimidos. Estados comprimidos possuem ruído abaixo do estado de vácuo em uma de suas quadraturas, de forma que sua caracterização requer um fotodetector com ruído eletrônico extremamente baixo (abaixo do *shot noise*). A luz é convertida em corrente elétrica em fotodiódos, e a conversão de corrente elétrica em tensão é feita em

um circuito baseado em amplificador de transimpedância.

O circuito em questão foi projetado e analisado durante o projeto de Iniciação Científica [43] do bolsista, enquanto as medidas a seguir e as etapas futuras de melhoria são parte essencial deste projeto de mestrado. O fotodetector deve ser otimizado para obter a melhor *Shot Noise Clearance* (SNC), que é a razão medida em decibéis entre o ruído do estado de vácuo (*shot noise*) e ruído eletrônico (*dark noise*) introduzido pelos componentes do detector. Um diagrama simplificado e uma previsão teórica para a SNC do circuito são mostradas na Figura 2.13.

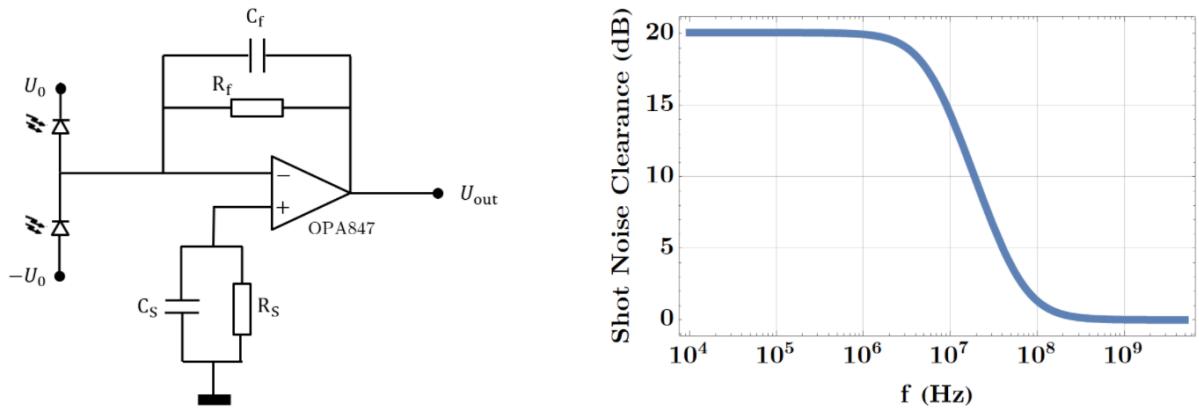


Figura 2.13: Diagrama simplificado do circuito fotodetector utilizado para aquisição de dados e previsão teórica para SNC [43, 44].

Para ser capaz de medir o ruído do estado de vácuo, é preciso utilizar uma técnica interferométrica que amplifique o sinal sem deteriorar suas propriedades estatísticas. A detecção homodina é um recurso consolidado para caracterização dos estados quânticos da luz [25]. Nesta técnica, o sinal a ser medido é amplificado através do batimento com um campo óptico intenso em um divisor de feixes [22]. Essa técnica é particularmente útil para caracterização de estados comprimidos. A Figura 2.14 mostra um diagrama para detecção homodina balanceada, e uma foto da montagem experimental utilizada.

Um laser de Ti:Saf foi utilizado para testar o detector. O laser é capaz de fornecer potências ao longo de todo o intervalo de tolerância dos fotodiodos utilizados (S5972, até 50mW [45]). 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. Também foi posicionada uma lente biconvexa com distância focal adequada para produzir um feixe aproximadamente colimado.

A aquisição de dados foi feita através de um Analisador de espectros modelo E4407B

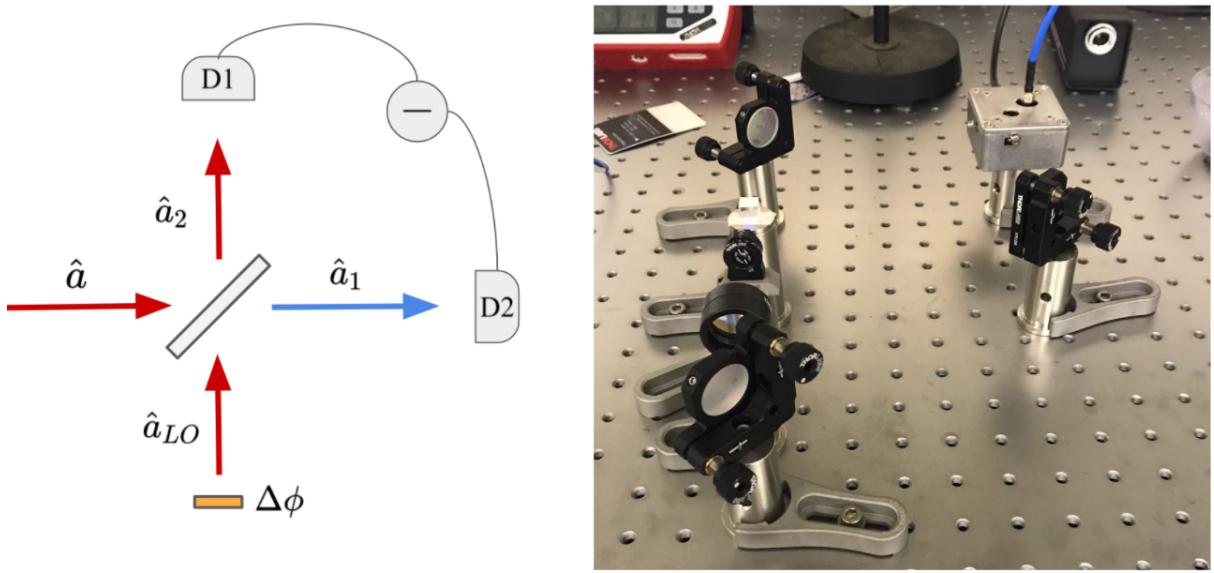


Figura 2.14: À esquerda, um diagrama do processo de detecção homodina balanceada, à direita a montagem experimental no Laboratório de Fotônica Quântica Integrada.

da Agilent. Inicialmente, o espectro de ruído do detector foi medido a partir de uma varredura de 0 a 200 MHz. O ruído eletrônico 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 2.15, nas quais o *dark noise* é comparado com o ruído a diferentes potências entre 1 mW e 44 mW.

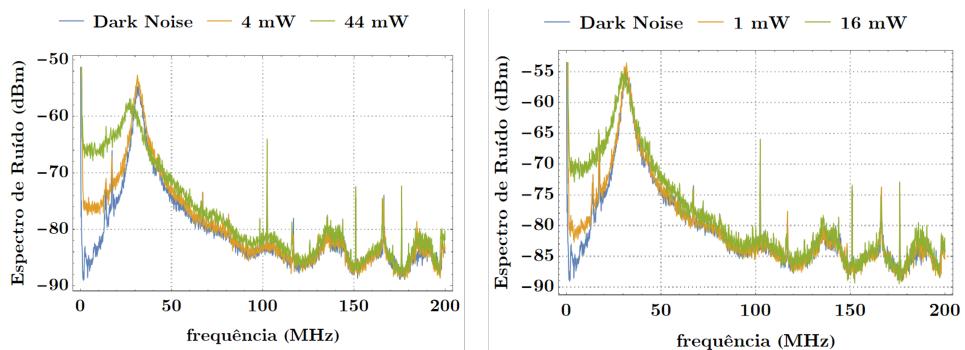


Figura 2.15: Espectro de ruído do fotodetector para diferentes potências.

O ruído medido difere do esperado em sua magnitude e dependência espectral. A presença de picos na faixa de MHz indica a existência de oscilações indevidas no circuito. Entretanto, o sistema mostra bons resultados de clearance para frequências baixas ($f < 20\text{MHz}$), visíveis na Figura 2.15. O resultado para baixas frequências é resumido na Figura 2.16.

Os valores de Shot Noise Clearance medidos nessa região (5 MHz) estão próximos do previsto pela análise da Figura 2.13, 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 2.15, o que não ocorre. A etapa seguinte é localizar a origem das oscilações imprevistas para corrigir e estender os excelentes resultados de SNC para uma largura de banda maior.

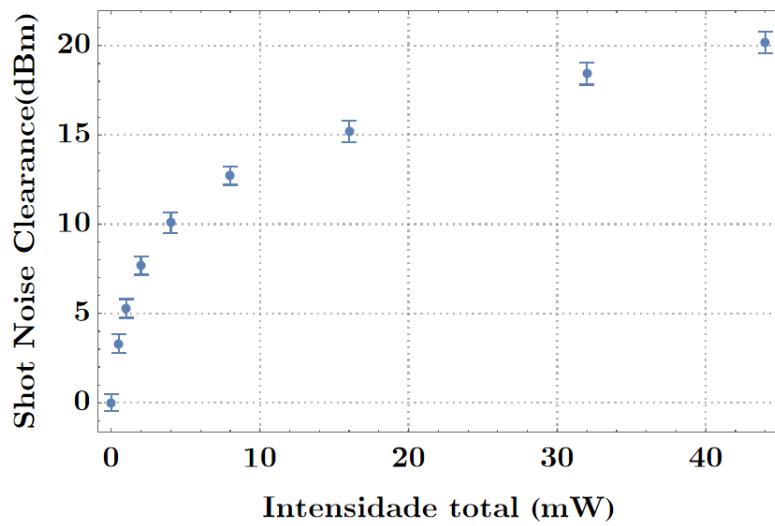


Figura 2.16: Shot Noise Clearance, medida em relação ao *dark noise* para diferentes potências a 5MHz.

3 Considerações Finais

Neste relatório, foram apresentados avanços dos primeiros nove meses do projeto nas áreas de simulação de dispositivos fotônicos, microfabricação, técnicas de acoplamento fibra-chip e detecção homodina balanceada. Devido à suspensão das atividades presenciais na universidade, o trabalho experimental foi severamente limitado durante a maior parte do período relatado. Entretanto, diversos avanços relevantes para os objetivos do projeto foram alcançados.

Em relação à infraestrutura experimental, destaco a montagem e teste bem sucedido dos *setups* de acoplamento automatizado e detecção homodina. Quanto às simulações, destaco a aquisição de proficiência na técnica simulação do campo eletromagnético em dispositivos via método dos elementos finitos, e a identificação de modos e geometrias mais favoráveis para o processo de PDC em cavidades ópticas. Na área de fabricação, destaco a realização de testes abrangentes em litografia por feixe de elétrons em amostras de LiNbO₃, confirmando a possibilidade de escrever no material isolante com tensão de aceleração menor que 30kV e restringindo o intervalo de valores promissores de dose. Ainda nesta área, foram realizados testes de corrosão por plasma em 32 amostras, abrindo caminho para uma medida precisa da taxa de corrosão para processos com diferentes parâmetros de corrosão. Destaco ainda a otimização de uma receita para a produção simples e barata de fibras ópticas com pontas nanométricas para *butt coupling* via corrosão química, e o teste bem sucedido de um fotodetector de ruído ultra-baixo capaz de caracterizar estados comprimidos (medir ruídos abaixo do estado de vácuo).

Com o retorno contínuo das atividades presenciais da universidade, as próximas etapas serão fortemente voltadas para a área de fabricação. Isso inclui a caracterização das amostras fabricadas, e a realização de novas rodadas de teste em regiões de parâmetro promissoras. Os avanços relatados acima nos resultados de simulação de dispositivos, e nos sistemas de acoplamento e detecção permitirão que os dispositivos sejam testados assim que mais etapas de fabricação sejam concluídas.

Este relatório é referente aos primeiros 9 meses de um projeto de 24 meses. A bolsa de cota do CNPq foi interrompida pois o projeto passou a ser fomentado por outra agência. A defesa da dissertação de mestrado está prevista para ocorrer em março de 2023, ocasião na qual a ata de defesa estará disponível para ser enviada pelos meios adequados.

Referências Bibliográficas

- [1] Michael A. Nielsen and Isaac L. Chuang. *Quantum computation and quantum information*. Cambridge University Press, Cambridge ; New York, 10th anniversary ed edition, 2010.
- [2] Vlatko Vedral. *Introduction to quantum information science*. Oxford graduate texts. Oxford University Press, Oxford, 2006. OCLC: ocm70173203.
- [3] Richard P. Feynman. *International Journal of Theoretical Physics*, 21(6):467–488, Jun 1982. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02650179> doi:10.1007/BF02650179.
- [4] Teresa Brecht, Wolfgang Pfaff, Chen Wang, et al. *npj Quantum Information*, 2(1):1–4, Feb 2016. <http://dx.doi.org/10.1038/npjqi.2016.2> doi:10.1038/npjqi.2016.2.
- [5] Giuseppe Vallone, Davide Bacco, Daniele Dequal, et al. *Physical Review Letters*, 115(4):040502, Jul 2015. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.040502> doi:10.1103/PhysRevLett.115.040502.
- [6] Antonio Acín, Immanuel Bloch, Harry Buhrman, et al. 20(8):080201, Aug 2018. <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/aad1ea> doi:10.1088/1367-2630/aad1ea.
- [7] T. D. Ladd, F. Jelezko, R. Laflamme, et al. *Nature*, 464(7285):45–53, Mar 2010. <http://dx.doi.org/10.1038/nature08812> doi:10.1038/nature08812.
- [8] Nicolas Gisin and Rob Thew. *Nature Photonics*, 1(3):165–171, Mar 2007. <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2007.22> doi:10.1038/nphoton.2007.22.
- [9] E. Knill, R. Laflamme, and G. J. Milburn. *Nature*, 409(6816):46–52, Jan 2001. <http://dx.doi.org/10.1038/35051009> doi:10.1038/35051009.
- [10] Terry Rudolph. *APL Photonics*, 2(3):030901, Mar 2017. <http://dx.doi.org/10.1063/1.4976737> doi:10.1063/1.4976737.
- [11] Zhaohui Ma, Jia-Yang Chen, Zhan Li, et al. *arXiv:2010.04242 [physics, physics:quant-ph]*, Oct 2020. arXiv: 2010.04242. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.263602> doi:10.1103/PhysRevLett.125.263602.

- [12] Lan-Tian Feng, Ming Zhang, Xiao Xiong, et al. *npj Quantum Information*, 5(1):1–7, Jan 2019. <http://dx.doi.org/10.1038/s41534-018-0121-z> doi:10.1038/s41534-018-0121-z.
- [13] Yun Zhao, Yoshitomo Okawachi, Jae K. Jang, et al. *Physical Review Letters*, 124(19):193601, May 2020. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.193601> doi:10.1103/PhysRevLett.124.193601.
- [14] V. D. Vaidya, B. Morrison, L. G. Helt, et al. *Science Advances*, 6(39):eaba9186, Sep 2020. <http://dx.doi.org/10.1126/sciadv.aba9186> doi:10.1126/sciadv.aba9186.
- [15] Kosuke Fukui, Akihisa Tomita, Atsushi Okamoto, and Keisuke Fujii. *Physical Review X*, 8(2):021054, May 2018. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevX.8.021054> doi:10.1103/PhysRevX.8.021054.
- [16] Nicolas C. Menicucci. *Physical Review Letters*, 112(12):120504, Mar 2014. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.120504> doi:10.1103/PhysRevLett.112.120504.
- [17] Seth Lloyd and Samuel L. Braunstein. *Physical Review Letters*, 82(8):1784–1787, Feb 1999. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.1784> doi:10.1103/PhysRevLett.82.1784.
- [18] Nicolas C. Menicucci, Peter van Loock, Mile Gu, et al. *Physical Review Letters*, 97(11):110501, Sep 2006. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.110501> doi:10.1103/PhysRevLett.97.110501.
- [19] Daniel Gottesman, Alexei Kitaev, and John Preskill. *Physical Review A*, 64(1):012310, Jun 2001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.64.012310> doi:10.1103/PhysRevA.64.012310.
- [20] Roman Schnabel. *Physics Reports*, 684:1–51, Apr 2017. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2017.04.001> doi:10.1016/j.physrep.2017.04.001.
- [21] A. I. Lvovsky. In *Photonics*, pages 121–163. John Wiley & Sons, Ltd, 2015. <http://dx.doi.org/10.1002/9781119009719.ch5> doi:10.1002/9781119009719.ch5.

- [22] Hans-A Bachor and Timothy C. Ralph. In *A Guide to Experiments in Quantum Optics*, pages 269–301. John Wiley & Sons, Ltd, 2019. <http://dx.doi.org/10.1002/9783527695805.ch8> doi:10.1002/9783527695805.ch8.
- [23] Robert W. Boyd. *Nonlinear optics*. Elsevier, Academic Press, Amsterdam Heidelberg, 3. ed edition, 2008.
- [24] Toshiaki Suhara and M Fujimura. *Waveguide nonlinear-optic devices*. Springer, Berlin; London, 2011. OCLC: 1064537657.
- [25] Ling-An Wu, H. J. Kimble, J. L. Hall, and Huifa Wu. *Physical Review Letters*, 57(20):2520–2523, Nov 1986. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.57.2520> doi:10.1103/PhysRevLett.57.2520.
- [26] Marlan O. Scully and M. Suhail Zubairy. *Quantum Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1997. <http://dx.doi.org/10.1017/CBO9780511813993> doi:10.1017/CBO9780511813993.
- [27] B. Chalopin, F. Scazza, C. Fabre, and N. Treps. *Physical Review A*, 81(6):061804, Jun 2010. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.81.061804> doi:10.1103/PhysRevA.81.061804.
- [28] Bernard Yurke. *Physical Review A*, 29(1):408–410, Jan 1984. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.29.408> doi:10.1103/PhysRevA.29.408.
- [29] Naoto Takanashi, Wataru Inokuchi, Takahiro Serikawa, and Akira Furusawa. *Optics Express*, 27(13):18900–18909, Jun 2019. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.27.018900> doi:10.1364/OE.27.018900.
- [30] Wenhui Zhang, Jinrong Wang, Yaohui Zheng, Yajun Wang, and Kunchi Peng. *Applied Physics Letters*, 115(17):171103, Oct 2019. <http://dx.doi.org/10.1063/1.5115795> doi:10.1063/1.5115795.
- [31] Ana Elisa D. Barioni, Felipe B. Mazzi, Elsa Bifano Pimenta, Willian Vieira dos Santos, and Marco A. P. Lima. *arXiv:2106.02161 [physics, physics:quant-ph]*, Jul 2021. arXiv: 2106.02161.
- [32] C. R. Pollock and Michal Lipson. *Integrated photonics*. Kluwer Academic, Boston, 2003.

- [33] COMSOL Multiphysics.
- [34] Felippe Alexandre Silva Barbosa. *Robustez do emaranhamento em variáveis contínuas e fotodetectação de feixes intensos no domínio espectral*. text, Universidade de São Paulo, Jun 2013. <http://dx.doi.org/10.11606/T.43.2013.tde-06102014-101223> doi:10.11606/T.43.2013.tde-06102014-101223.
- [35] Toshiaki Suhara and Masatoshi Fujimura. In *Waveguide Nonlinear-Optic Devices*, volume 11, pages 9–33. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2003.
- [36] Felippe Alexandre Silva Barbosa. Estados Não-Clássicos da Luz em Chip. Technical report, IFGW, Unicamp, Campinas, SP, Feb 2021.
- [37] ma-N 2400 series – Microresist.
- [38] Gdspy’s Documentation — gdspy 1.6.11 documentation.
- [39] Marc J. Madou. *Fundamentals of microfabrication: the science of miniaturization*. CRC Press, Boca Raton, Fla., 2. ed edition, 2002.
- [40] Ludwig Reimer. *Scanning electron microscopy: physics of image formation and microanalysis*. Number 45 in Springer series in optical sciences. Springer, Berlin Heidelberg, 2., completely rev. and updated ed edition, 1998.
- [41] R. Murali. 2005.
- [42] Riccardo Marchetti, Cosimo Lacava, Lee Carroll, Kamil Gradkowski, and Paolo Minzioni. *Photonics Research*, 7(2):201–239, Feb 2019. <http://dx.doi.org/10.1364/PRJ.7.000201> doi:10.1364/PRJ.7.000201.
- [43] Felipe B. Mazzi. *Fotodetectores para Medição de Ruído Quântico na Luz*. B.Sc. Monografia, Universidade Estadual de Campinas, Jan 2021.
- [44] A. V. Masalov, A. Kuzhamuratov, and A. I. Lvovsky. *Review of Scientific Instruments*, 88(11):113109, Nov 2017. <http://dx.doi.org/10.1063/1.5004561> doi:10.1063/1.5004561.
- [45] S5972 Datasheet - Hamamatsu Corporation.