

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

PEDRO TAKESHI MATSUMOTO VIANA

Fabricação de guias de onda curvos em vidros ópticos com pulsos de  
femtosssegundos

São Carlos  
2024



PEDRO TAKESHI MATSUMOTO VIANA

Fabricação de guias de onda curvos em vidros ópticos com pulsos de femtossegundos

Trabalho de conclusão de curso apresentado ao Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Bacharel em Física.

Orientador: Prof. Dr. Cleber Renato Mendonça – Instituto de Física de São Carlos – Universidade de São Paulo.

São Carlos  
2024

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Viana, Pedro Takeshi Matsumoto

Fabricação de guias de onda curvos em vidros ópticos com pulsos de femtossegundos / Pedro Takeshi Matsumoto Viana; orientador Cleber Renato Mendonça -- São Carlos, 2024.  
25 p.

Trabalho de Conclusão de Curso (Bacharel em Física) -- Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2024.

1. Microfabricação. 2. Óptica não-linear. 3. Guia de onda. I. Mendonça, Cleber Renato, orient. II. Título.

## RESUMO

A microfabricação com laser de femtosegundos tem se mostrado importante para o desenvolvimento e aprimoramento de circuitos fotônicos. O uso de pulsos ultracurtos permite, através de processos não lineares, produzir microestruturas no volume da amostra sem causar danos à sua superfície, proporcionando assim, a fabricação de estruturas tridimensionais das mais diversas formas. O material escolhido é o vidro óptico BK7, que apresenta ótima qualidade e transmitância, baixo custo e alta disponibilidade, utilizado frequentemente para a fabricação de elementos ópticos. Neste trabalho de conclusão de curso, será explorada a fabricação de guias de onda curvos, visando assim facilitar a integração deste tipo de elemento em circuitos fotônicos. Inicialmente, através do método de dano zero, foi determinada energia de limiar  $E_{th} = (61 \pm 9) \text{ nJ}$ , ou seja, o mínimo de energia necessária para causar danos ao material. Em seguida, foram fabricados guias curvos e retos. Enquanto nos guias retos ocorreu guiamento em todas as amostras, nos guias curvos foi verificado guiamento apenas para aquelas fabricadas com maior energia (360 e 480 nJ). Para estas amostras, foram obtidas perdas de acoplamento de  $(2.81 \pm 0.01)$  e  $(1.91 \pm 0.01) \text{ dB/cm}$ . Os resultados obtidos nesta primeira fabricação não foram muito satisfatórios visto os valores encontrados na literatura ( $\sim 0.5 \text{ dB/cm}$ ). Assim, foi proposto outro desing para a estrutura, com uma curvatura mais suave. Dessa forma, espera-se que ao fazer a análise da nova estrutura fabricada, esta apresente menos perdas de acoplamento e assim estando mais alinhada com os resultados encontrados na literatura.

Palavras-chave: Microfabricação. Óptica não-linear. Guia de onda.



## SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO .....	7
2	MATERIAIS E MÉTODOS .....	14
3	RESULTADOS.....	17
4	CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS .....	24
	REFERÊNCIAS.....	25





# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 Óptica Não Linear

Devido à alta intensidade de pico do laser de pulsos ultracurtos, a amplitude do campo elétrico é da mesma ordem da magnitude do campo elétrico inter atômico ( $\sim 10^8 \text{ V/m}$ ). Nesta condição entramos no regime da óptica não linear, onde a polarização induzida irá se comportar de forma não linear com a amplitude do campo elétrico da onda eletromagnética, sendo descrita como

$$\vec{P}(t) = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} \vec{E}(t) + \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) + \chi^{(3)} \vec{E}^3(t) + \dots], \quad (1)$$

onde  $\varepsilon_0$  é permissividade no vácuo,  $\chi^{(1)}$  é a susceptibilidade linear e  $\chi^{(2)}$  e  $\chi^{(3)}$  são as susceptibilidades não lineares.

Pode-se simplificar a Eq. (1) como a soma das polarizações linear  $\vec{P}_L$  e não linear  $\vec{P}_{NL}$

$$\vec{P}(t) = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL}. \quad (2)$$

onde o segundo termo pode ser simplificado para

$$\vec{P}_{NL} = [\vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(3)} + \dots]. \quad (3)$$

Cada termo  $\chi$  é responsável por diversos efeitos não lineares. O termo de terceira ordem, por exemplo, dá origem à geração de terceiro harmônico e ao efeito Kerr óptico.

Nesse caso, ao analisar  $\vec{P}^{(3)}$  para um campo elétrico monocromático aplicado,

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t), \quad (4)$$

obtem-se que a polarização toma a forma

$$P^{(3)}(t) = \frac{1}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3 \cos(3\omega t) + \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3 \cos(\omega t), \quad (5)$$

onde o primeiro termo corresponde ao processo de geração de terceiro harmônico e o segundo termo da equação descreve uma contribuição não linear para a polarização na frequência do campo incidente.

O índice de refração na presença dessa não linearidade pode ser representado por

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (6)$$

onde  $n_2$  é o índice de refração não linear, dado por

$$n_2 = \frac{3}{2n_0^2 \epsilon_0 c} \chi^{(3)}. \quad (7)$$

Essa mudança no índice de refração é chamada de efeito Kerr óptico, em analogia ao efeito Kerr electro-óptico tradicional.

## 1.2 Geração de pulsos ultracurtos

Um pulso laser ultracurto é um pulso de luz com duração de picosegundos até femtossegundos ( $10^{-12} - 10^{-15}$ ). Para a sua geração, é necessária uma cavidade específica, com um meio de ganho, espelhos, lentes, uma fonte, elementos de compensação de dispersão e um sistema de *mode-locking* (11).

A geometria da cavidade é muito importante já que ela atua como um filtro de frequências de acordo com

$$v_n = n \frac{c}{2L}, \quad (8)$$

onde  $n$  é um número inteiro,  $L$  é o comprimento da cavidade e  $c$  é a velocidade da luz. Ao observar a Eq. (8) pode-se notar que são permitidos infinitos modos na cavidade. Entretanto, os modos são controlados de fato pelo meio de ganho, que emite um largo espectro quando excitado e assim seleciona o número de frequências na cavidade.

Quando a cavidade está excitada, a soma de todos os campos propagantes deve ser

$$E(t) = \sum_{n=1}^N E_n \exp[-i(2\pi v_n t + \phi_n)], \quad (9)$$

onde  $N$  é o número total de modos na cavidade,  $E_n$  é a amplitude,  $v_n$  é a frequência,  $\phi_n$  a fase e  $t$  o tempo. Logo, se nenhum controle for aplicado, não será possível a formação de um pulso ultracurto devido a existência de vários campos dentro da cavidade, com fases e amplitudes diferentes. Assim, deve se utilizar um sistema de *mode-locking* para acoplar os modos e manter a diferença de fase  $\phi_n$  constante, gerando pulsos intensos e de curta duração.

## 1.3 Guia de ondas

O guia de ondas é um dos mais importantes componentes de dispositivos fotônicos, tornando possível o confinamento da luz numa região limitada do espaço e fazendo-a propagar ao longo do dispositivo segundo caminhos pré-determinados, analogamente ao que se faz em eletrônica com os fios metálicos (5). Seu princípio de funcionamento, do ponto de vista da óptica geométrica, se baseia em um meio de índice de refração  $n_1$ , envolvido em um meio de índice de refração menor  $n_2 < n_1$ , que confina a luz através de reflexões totais internas. Existem diversos

tipos de guias de ondas, com diferentes propriedades geométricas e ópticas. Entretanto, nesse caso o tratamento será de guias cilíndricos de tipo índice degrau.

### 1.3.1 Estrutura dos guias

Uma fibra óptica de tipo índice degrau é um guia de ondas dielétrico cilíndrico com índices de refração  $n_1$  e  $n_2$  para o núcleo e revestimento, respectivamente. O seu nome indica a mudança abrupta do índice de refração no ponto em que o material do núcleo encontra o material do revestimento (6), conforme ilustra a Fig. 1.

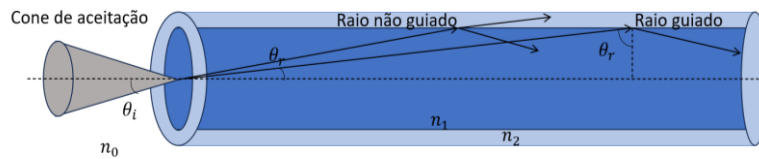


Figura 1 – Fibra óptica de tipo índice degrau com o cone de aceitação, raios não guiados e guiados.  
Fonte: Elaborada pelo autor.

Um raio de luz ao entrar em um guia de onda desse tipo sofre uma refração na entrada, descrita pela lei de Snell-Descartes

$$n_0 \sin \theta_i = n_1 \sin \theta_r, \quad (10)$$

e então é guiada por reflexões totais internas no núcleo da fibra se o ângulo de incidência na junção núcleo-revestimento for maior que o ângulo crítico

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1}. \quad (11)$$

O maior ângulo de incidência aceito pelo guia, que determinará o cone de raios externos que serão aceitos, é dado por

$$\theta_a = \sin^{-1} NA, \quad (12)$$

onde  $NA$  é a abertura numérica dada por

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (13)$$

raios incidentes em ângulos maiores que  $\theta_a$  são refratados para dentro da fibra, porém serão guiados apenas por curtas distâncias. (6)

### 1.3.2 Guias produzidos com pulsos ultracurtos

As estruturas de guias de onda fabricadas com pulsos ultracurtos podem ser categorizadas em 3 tipos, de acordo com as mudanças no índice de refração do volume (12). Quando ocorrem mudanças positivas no índice de refração ( $\Delta n > 0$ ), o guia é de tipo I, que em geral pode ser produzido com pulsos de energia relativamente baixa. Para o caso em que ( $\Delta n < 0$ ), tipo II, o guiamento é realizado entre as microestruturas, já que o centro apresenta menor índice se comparada às regiões adjacentes. O tipo III consiste basicamente em várias estruturas com a mudança de índice de refração negativa, assim como no caso do tipo II, formando um contorno para o núcleo do guia. A Fig. 2 ilustra estes diferentes tipos de guias.

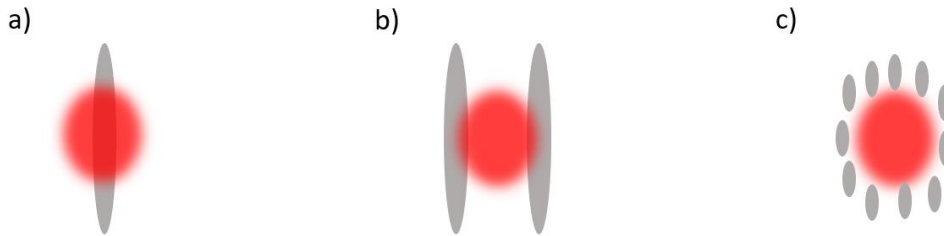


Figura 2 – Perfis transversais dos tipos 1 (a), 2 (b) e 3 (c) de revestimento de guias de onda.  
Fonte: Elaborada pelo autor.

### 1.4 Perdas de sinal em guias de onda

Um aspecto fundamental em guias de onda são as perdas que a luz sofre ao se propagar por eles (8). O cálculo das perdas de sinal, neste trabalho, levou em consideração dois principais problemas, as perdas de transmitância e as perdas provenientes do próprio acoplamento.

Assim, pode-se escrever que a perda total,  $L_T$ , em um guia de onda é dada por

$$L_T = L_P + L_A + L_R, \quad (14)$$

onde se considera as perdas por reflexões,  $L_R$ , a perda de propagação  $L_P$  e a perda de acoplamento,  $L_A$ , determinada por um coeficiente  $\eta$ , que será descrito mais a frente. Como, em geral, se deseja obter a perda de propagação, escrevemos

$$L_P = L_T - L_A - L_R. \quad (15)$$

Desta forma, a partir da medida de  $L_T$ ,  $L_P$  pode ser encontrado se  $L_A$  e  $L_R$  forem determinadas, como será mostrado nas próximas seções

### 1.4.1 Reflexão de Fresnel

Ao encontrar uma interface entre dois diferentes meios de propagação, a radiação eletromagnética é parcialmente refletida ao meio original. Quantitativamente, a refletividade nessa interface pode ser calculada através das equações de Fresnel. Como o objetivo é obter a perda em dB devido a reflexão nessas interfaces, temos

$$L_R = -10 \log_{10} \left( \frac{\left( \frac{n'}{n} - 1 \right)^2}{\left( \frac{n'}{n} + 1 \right)^2} \right), \quad (16)$$

onde  $n'$  é índice de refração de onde a onda incide e  $n$  é o índice de refração do novo meio de propagação.

### 1.4.2 Perdas de acoplamento

Para calcular as perdas de acoplamento do sistema,  $L_A$ , geralmente é utilizado o método de *cutback* (9), que consiste em comparar a potência óptica transmitida em dois comprimentos distintos do guia, um longo e outro bem pequeno. Porém, como este método envolve o corte do guia de onda, optamos por um método não destrutivo, onde as perdas são calculadas através da incompatibilidade (*mismatch*) entre o modo gaussiano do laser e o modo guiado, dada por

$$L_A = -10 \log_{10} \left[ \frac{(\int E_g E_l da)^2}{\int E_g E_g^* \int E_l E_l^* da} \right], \quad (17)$$

onde o índice  $g$  se refere ao perfil do modo guiado e o índice  $l$  ao perfil do laser.

Assim, basta determinar o termo que está dentro do logaritmo, que para simplificação dos cálculos, pode ser chamado de  $\eta$ , tal que

Tomando os perfis de campo e intensidade como

$$E = E_0 \exp \left[ -\frac{r^2}{w^2} \right] \quad (18)$$

$$I = I_0 \exp \left[ -2 \frac{r^2}{w^2} \right] \quad (19)$$

sendo  $r$  uma coordenada espacial e  $w$  a largura do feixe, podemos simplificar  $\eta$ , tal que

$$\eta = \frac{[E_{0g}E_{0l}w_{ef}^2\pi]^2}{I_{0g}w_g^2\frac{\pi}{2}I_{0l}w_l^2\frac{\pi}{2}} = \frac{4(w_{ef}^2)^2}{w_g^2w_l^2} = \left[2\frac{w_gw_l}{(w_g^2 + w_l^2)}\right]^2, \quad (20)$$

onde  $w_g$  e  $w_l$  são os raios dos feixes guiado e do laser incidente,  $\frac{1}{w_{ef}} = \frac{1}{w_g^2} + \frac{1}{w_l^2}$ ,  $E_{0g}$  e  $E_{0l}$  são as amplitudes máximas dos campos guiado e incidente, que tem intensidades dadas, respectivamente, por  $I_{0g}$  e  $I_{0l}$ . Nota-se também que para  $w_l = w_g$ , o coeficiente  $\eta = 1$ .

Para encontrar  $w_l$  basta utilizar a equação

$$w_l = \frac{\lambda}{\pi AN} \sqrt{1 - AN^2}, \quad (21)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda do laser e  $AN$  é a abertura numérica da objetiva utilizada no sistema de acoplamento no guia.

Já para encontrar o valor de  $w_g$  é necessário o perfil de saída do sinal guiado. Ao fazer um ajuste gaussiano no perfil de intensidade, como mostra a Fig. 3, pode-se obter a largura a meia altura ( $FWHM$ ), e assim

$$w_g = \frac{FWHM}{2}. \quad (22)$$

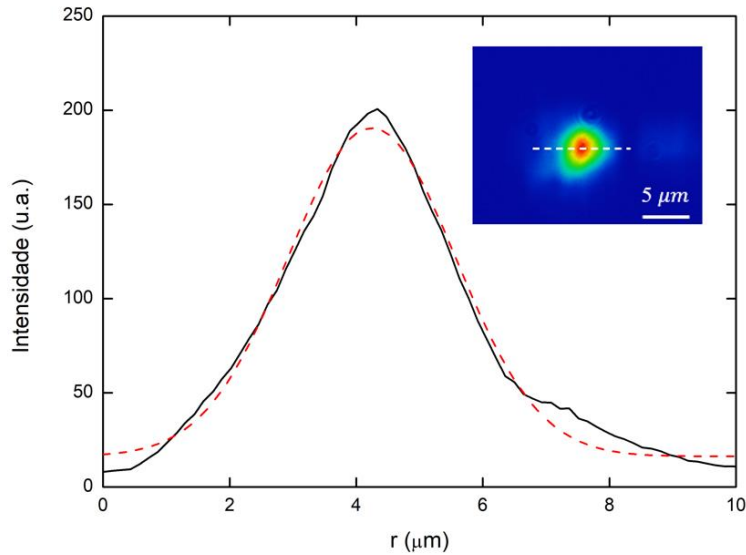


Figura 3 – Exemplo de perfil de saída do sinal guiado. A linha vermelha indica o ajuste gaussiano  
Fonte: Elaborada pelo autor.

Dessa forma, utilizando as Equações 24-26 podemos quantificar as perdas de acoplamento do sistema.

## 2 MATERIAIS E MÉTODOS

### 2.1 Aparato experimental de microfabricação

Para a microfabricação das amostras foi utilizado um laser de femtossegundos, que utiliza Yb:KGW como meio ativo. Este laser opera com taxa de repetição variável e emite pulsos com duração de 216 fs centrado em 1030 nm. O feixe laser é direcionado através de espelhos para uma objetiva com abertura numérica de 0.40 (20x), responsável por sua focalização na amostra. A amostra é posicionada em um estágio de translação (x, y, z) que é utilizado para movê-la em relação ao laser com o auxílio de um programa desenvolvido em *LabVIEW*. O processo de fabricação pode ser observado com o uso de uma câmera CCD que captura e transmite o processo em tempo real. O aparato experimental da microfabricação é ilustrado na Fig. 4.

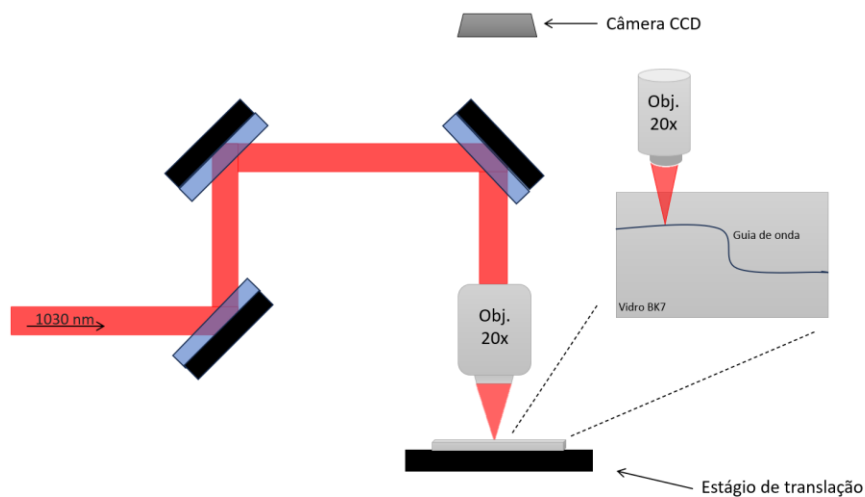


Figura 4 – Sistema experimental utilizado para a fabricação.  
Fonte: Elaborada pelo autor.

### 2.2 O método do dano zero

O método do dano zero (10) é baseado na utilização de feixes com perfil de intensidade Gaussianos, com diferentes energias, para causar danos na superfície da amostra, e permite determinar a energia (ou fluência) limiar para causar modificação no material. Quanto maior a energia, mais largas serão as linhas produzidas, como pode ser visto na Fig. 5, que mostra estruturas feitas com uma velocidade fixa de 10  $\mu\text{m/s}$  para diferentes energias, aumentando de cima para baixo.



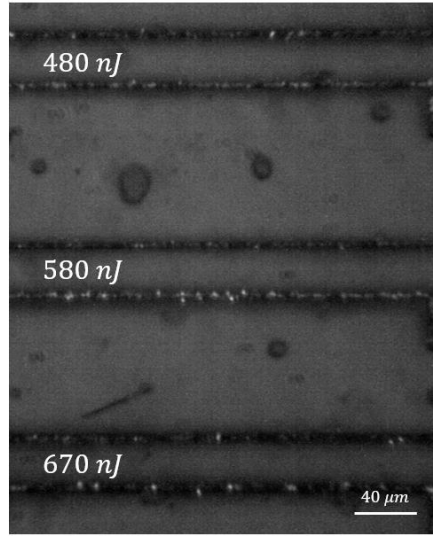


Figura 5 – Linhas microfabricadas com energias de 480, 580 e 670 nJ.  
Fonte: Elaborada pelo autor.

Dada a intensidade do feixe Gaussiano,

$$I(r, t) = I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{\rho^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right), \quad (23)$$

onde  $I_0$  é a intensidade de pico e  $\rho$  e  $\tau$  são os raios espacial e duração temporal no contorno de intensidade  $1/e$ . A fluência pode ser obtida integrando a Eq. (23) no tempo, resultando em

$$F(r) = F_0 \exp\left(-\frac{r^2}{\rho^2}\right), \quad (24)$$

onde  $F_0 = \sqrt{\pi} \tau I_0$  é a fluência de pico no centro do feixe. Se esse pulso for focalizado na superfície da amostra, vai ser gerado um padrão circular associado com o raio de limiar  $r_l$  e a fluência de limiar  $F_l$ , dado por

$$r_l^2 = \rho^2 \ln\left(\frac{F_0}{F_l}\right), \quad (25)$$

que pode também tomar a forma de

$$r_l^2 = \left(\frac{w_0^2}{2}\right) \ln\left(\frac{E_p}{E_l}\right), \quad (26)$$

onde  $\rho^2 = w_0^2/2$ ,  $w_0$  é a ‘cintura’ do feixe na região focal e  $E_p$  é a energia por pulso e  $E_l$  a energia limiar de modificação do material, relacionada com a fluência por

$$E_p = F_0 \pi \rho^2. \quad (27)$$

### 2.3 Sistema de acoplamento

Com o intuito de verificar o perfil de saída dos guias, foi montado o sistema de acoplamento mostrado na Fig. 6. É utilizado um laser de HeNe que opera em 632.8 nm e duas objetivas acopladas a estágios de translação. A objetiva de entrada possui abertura numérica de 0.65 e a de saída 0.40. Com o auxílio dos estágios de translação, pode-se mover as objetivas e procurar pelos guias na imagem mostrada no anteparo.

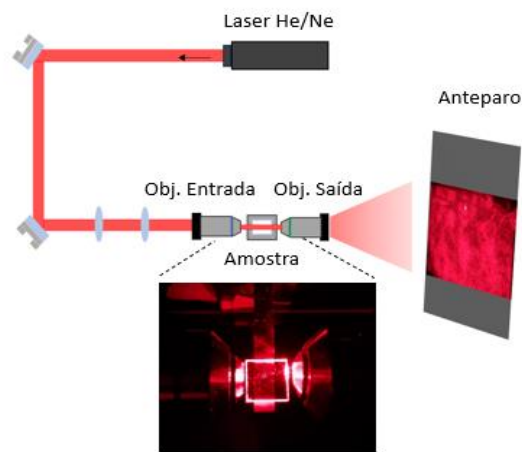


Figura 6 – Sistema de acoplamento dos guias de onda.  
Fonte: Elaborada pelo autor.

### 3 RESULTADOS

#### 3.1 Vidro óptico BK7

A Fig.7 mostra imagens de microscopia eletrônica de varredura (MEV) de linhas produzidas no vidro óptico BK7 com energias de pulso variando de 290 nJ (linha superior) até 490 nJ (linha inferior). Com o auxílio do *software* de imagens ImageJ, foram medidas as larguras dessas linhas e assim determinadas as meias larguras ( $r$ ).

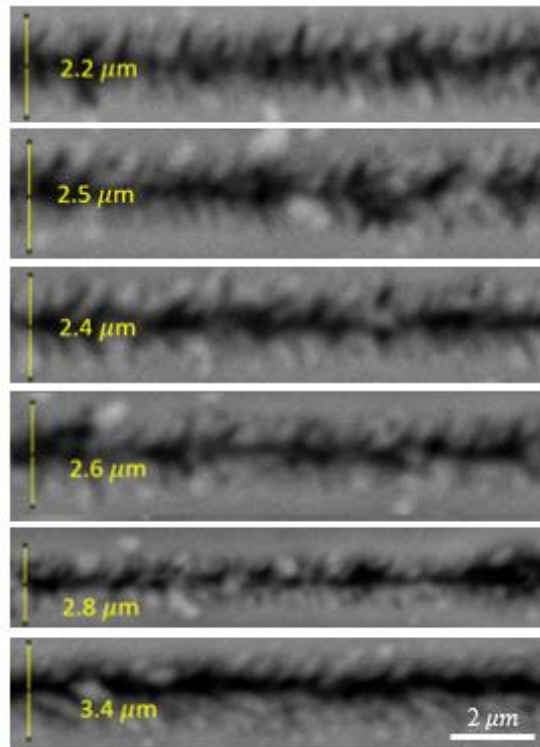


Figura 7 – Linhas fabricadas em vidro óptico BK7 com energias crescentes de 290 até 490 nJ.  
Fonte: Elaborada pelo autor.

A partir da análise dos resultados da Fig.5 foi possível utilizar o método do dano zero e obter os valores da cintura do feixe  $w_0$  e da energia de limiar  $E_{th}$ . A relação entre  $r^2$  e a energia de pulso  $E_p$  é mostrada na Fig. 8, e está de acordo com o previsto pela Eq. (27), utilizada como ajuste (linha preta).

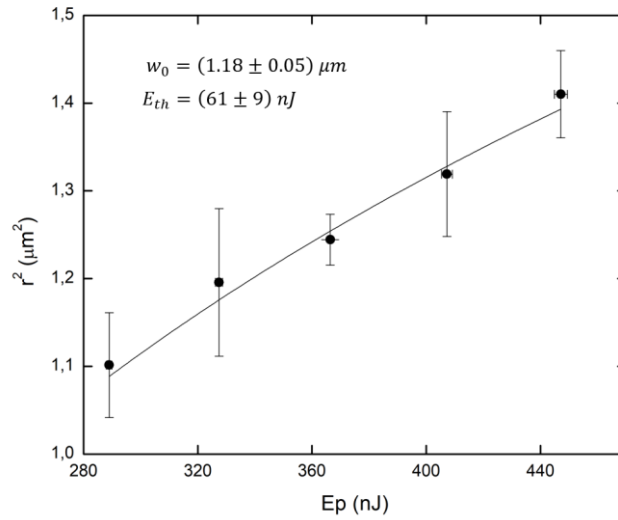
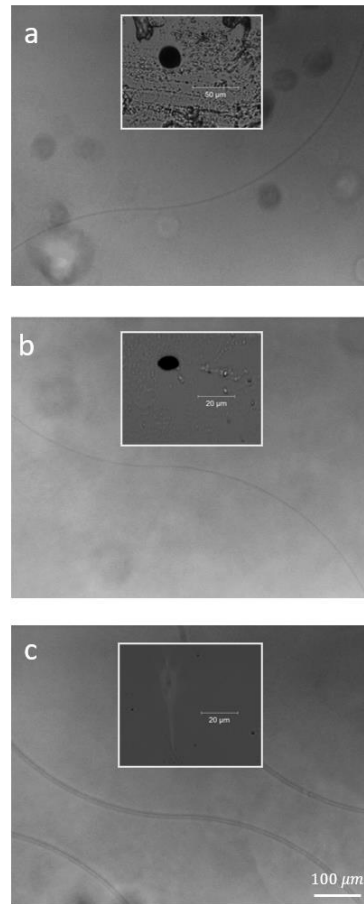


Figura 8 – Gráfico  $r^2 \times E_p$  no vidro BK7 para pulsos de 1030 nm.  
Fonte: Elaborada pelo autor.

Assim, é possível também determinar a fluência de limiar para produzir dano na amostra  $F = (2.8 \pm 0.6) J/cm^2$ .

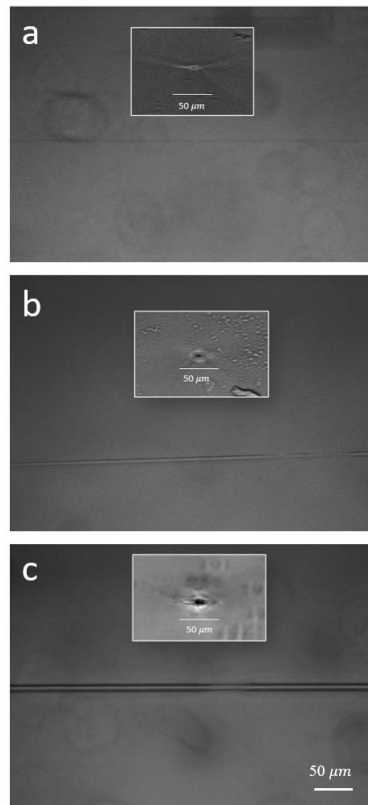
### 3.2 Produção dos guias

Na produção dos guias de onda curvos foram utilizadas 3 amostras de vidro BK7 de  $10 \times 10 \text{ mm}^2$ . Em cada amostra foram produzidas cerca de 10 guias, variando apenas a energia e mantendo fixos a velocidade de varredura fixa ( $10 \mu\text{m/s}$ ) e raio de curvatura ( $250 \mu\text{m}$ ), conforme mostram as imagens de microscopia óptica da Fig. 9. Na Fig. 9 (a) e (b), para guias produzidas com menor energia (264 e 360 nJ) notamos um padrão diferente daquele fabricado em (c), com 480 nJ. Como mostram as inserções da figura, o guia da Fig. 9 (c) apresenta um padrão ideal de entrada. Enquanto nas Figs. 9 (a) e (b) não, ou seja, existe uma maior probabilidade de guiamento no caso do guia fabricado com maior energia. Assim, priorizou-se energias mais elevadas para a fabricação dos guias de onda.



*Figura 9 – Vista superior e da entrada dos guias de onda curvos.  
Fonte: Elaborada pelo autor.*

Os guias retos foram fabricados em amostras de mesmo tamanho ( $10 \times 10 \text{ mm}^2$ ), com a mesma velocidade de varredura ( $10 \text{ } \mu\text{m/s}$ ) e com as mesmas energias (264, 360 e 480 nJ) utilizadas para os guias curvos. As imagens de microscopia óptica dos guias são mostradas na Fig. 10. Como pode ser observado pelas inserções na Fig. 10, notou-se que o padrão ideal de entrada aparece em todos os cenários.



*Figura 10 – Vista superior e da entrada dos guias de onda retos.  
Fonte: Elaborada pelo autor.*

### **3.3 Acoplamento e caracterização dos guias**

Utilizando o sistema de acoplamento descrito na seção 3.3, foi possível visualizar o modo na saída para o guia de onda curvo fabricado com 480 nJ (Fig.11(a)), assim como para os guias retos fabricados com 264 e 480 nJ (Fig.11 (b) e (c) respectivamente).

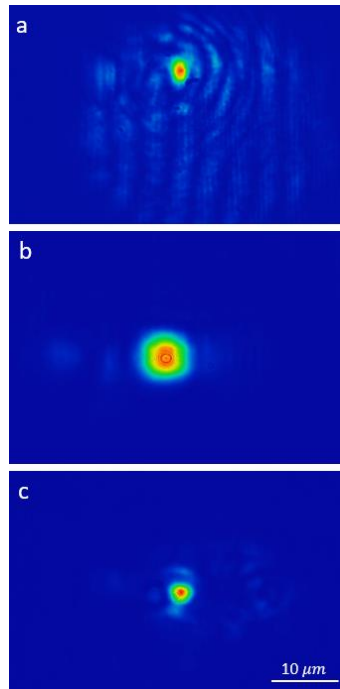


Figura 11 – Perfil de saída do guia curvo de 480 nJ em a) e dos guias retos de 264 e 480 nJ em b) e c).  
Fonte: Elaborada pelo autor.

Pode-se notar também na Fig.11 que guias fabricados com maior energia de pulso apresentam melhor guiamento. Este resultado está de acordo com as imagens de microscopia óptica, ou seja, os padrões de entrada nas Figs.9 (a) e (b) representam casos que, devido à geometria do guia de onda, não houve guiamento da luz.

Além disso, verificou-se também que os guias produzidos tem tipo I, condizendo com o perfil transversal da Fig.2 (a).

Utilizando as equações apresentadas na seção 2.4.3, pode-se calcular as perdas de acoplamento  $L_A$ . Para os guias retos fabricados em 264 e 480 nJ, as perdas de acoplamento são  $(9.54 \pm 0.01)$  e  $(10.44 \pm 0.01)$  dB, respectivamente. Com esse resultado e as perdas totais medidas, as perdas de propagação encontradas foram  $(2.81 \pm 0.01)$  e  $(1.91 \pm 0.01)$  dB/cm. Estes valores destoam daqueles encontrados na literatura ( $\sim 0.5$  dB/cm).

Entretanto, para o caso do guia de onda curvo fabricado com 480 nJ não é possível fazer a mesma análise, visto que como mostra a Fig. 12, estes operam em um modo não fundamental, diferente dos apresentados na Fig. 11, o que não permite a utilização da metodologia apresentada para determinar  $L_A$ .

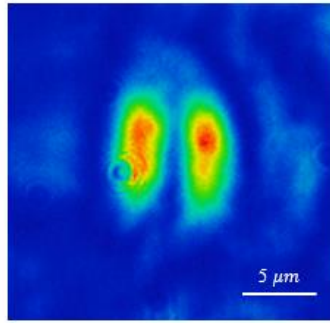


Figura 12 – Exemplo de perfil de saída não gaussiano de guias de onda curvos fabricados em 480 nJ.

Fonte: Elaborada pelo autor.

### 3.4 Novo *desing* da estrutura dos guias curvos

Devido às altas perdas de propagação encontradas na seção anterior, procurou-se um novo formato para os guias de onda curvos, visto que aquele utilizado até agora, composto de arcos de circunferências, apresenta uma curvatura muito abrupta, que pode prejudicar o guiamento e consequentemente gerar perdas de propagação maiores que o desejado.

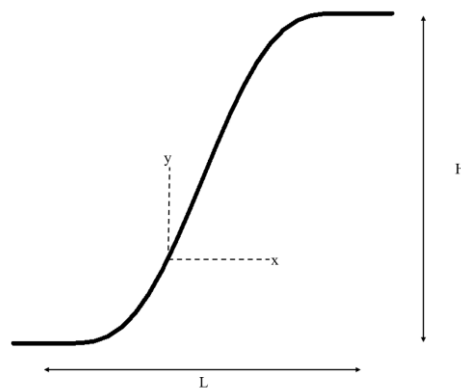
Foi escolhida uma curva em formato de S especificada por

$$y(x) = \frac{h}{l}x - \frac{h}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi}{l}x\right), \quad (28)$$

que conecta dois guias de onda paralelos e separados por uma distância  $l$  na direção  $x$  (horizontal) e por  $h$  na direção  $y$  (vertical) (13).

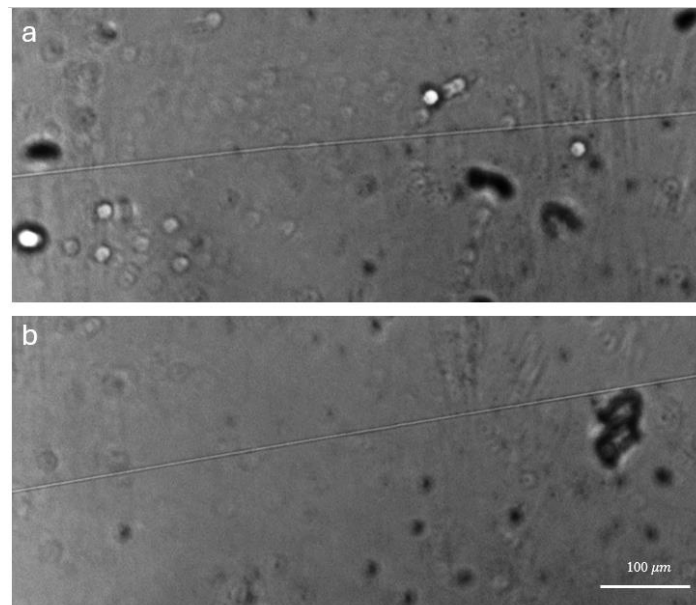
Esse novo *desing*, além de apresentar uma curvatura muito mais suave que a utilizada anteriormente, é mais maleável. Ao alterar os valores de  $h$  e  $l$ , pode-se facilmente mudar a geometria da curva, como mostra a Fig. 13.





*Figura 13 – Gráfico da curva especificada pela Eq. (28).  
Fonte: Elaborada pelo autor.*

Os guias no formato mostrado acima foram fabricados de acordo com os mesmos parâmetros experimentais utilizados anteriormente, mantendo energia de pulso (480 nJ), velocidade de varredura e também tamanho da amostra. Comparando as imagens de microscopia óptica da Fig. 14 com as obtidas na Fig. 9, pode-se notar claramente a diferença na curvatura da estrutura. Os guias mostrados na figura abaixo, de acordo com o apresentado neste trabalho, por possuir uma estrutura quase que retilínea, devem sofrer menos perdas de propagação.



*Figura 14 - Vista superior dos guias de onda fabricados de acordo com a Eq. (28), para  $h = 1 \text{ mm}$  e  $l = 10 \text{ mm}$ .  
Fonte: Elaborada pelo autor.*

## 4 CONCLUSÕES E CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho de conclusão de curso foram estudados os fundamentos da microfabricação com laser de femtossegundos. Ao fabricar guias de onda, analisou-se os impactos tanto da geometria da estrutura, quanto dos parâmetros de fabricação, como velocidade de varredura e energias de pulso utilizadas. Para isso, foram empregadas técnicas como o método de dano zero, para determinar a fluência de limiar do material utilizado. Após a produção dos guias de onda, foram utilizadas também técnicas de microscopia, análises de guiamento e cálculo de perdas.

Ao analisar os parâmetros experimentais para a confecção dos guias de onda foi possível determinar as condições ótimas para a fabricação. Ao utilizar energias maiores (480 nJ) e uma velocidade de varredura de  $10 \mu\text{m/s}$ , obteve-se os melhores resultados, ilustrados nas Figs 10 e 11. Verificou-se o perfil de saída dos guias com o sistema de acoplamento, que reforçou os resultados observados anteriormente, e ao comparar guias de onda retos com guias de onda curvos, foi percebido o efeito que a geometria do guia tem no guiamento da luz.

Entretanto, visto que as perdas de propagação calculadas na primeira fabricação ainda estão com valores superiores aos encontrados na literatura ( $\sim 0.5 \text{ dB/cm}$ ), propôs-se um novo formato para o guia que, de acordo com o observado ao longo deste trabalho, deve apresentar perdas de propagação menores que o utilizado anteriormente.

Posteriormente, deseja-se realizar simulações utilizando o *software* COMSOL Multiphysics para estimar as perdas e otimizar parâmetros como  $h$  e  $l$  nestes novos guias, assim como o mesmo processo realizado anteriormente para caracterização e cálculo de perdas.

## REFERÊNCIAS

- 1 MAIMAN, T. H. Stimulated optical emission in ruby. *Journal of the Optical Society of America*, v. 50, n. 11, p. 1134-1134, 1960.
- 2 LIU, X.; DU, D.; MOUROU, G. Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 33, n. 10, p. 1706-1716, 1997.
- 3 DAVIS, K. M. *et al.* Writing waveguides in glass with a femtosecond laser. *Optics Letters*, v. 21, n. 21, p. 1729-1731, 1996.
- 4 CERAMI, L.R.; MAZUR, E.; NOLTE, S.; SCHAFFER, C.B. Femtosecond laser micromachining. In: THOMSON, R., LEBURN, C., REID, D. (ed.) *Ultrafast nonlinear optics*. Heidelberg: Springer, 2013.
- 5 ZÍLIO, S. C. *Óptica moderna*. São Carlos: Instituto de Física de São Carlos/Compacta, 2009.
- 6 SALEH, B. E. A.; TEICH, M. C. *Fundamentals of photonics*. New Jersey: Wiley, 2007.
- 7 NOLASCO, L. K. *Investigation of the fs-micromachining process in GaN and diamond*. 2021. Dissertação (Mestrado em Desenvolvimento, Caracterização e Aplicação de Materiais) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2021. DOI:10.11606/D.18.2021.tde-22042021-165900.
- 8 HUNSPERGER, R. G. Integrated optics: theory and technology. Heidelberg Springer Science & Business Media, 2009.
- 9 BLOMER, D. *et al.* Nonlinear refractive index of fs-laser-written waveguides in fused silica. *Optics Express*, v. 14, n. 6, p. 2151-2157, 2006.
- 10 LIU, J. M. Simple technique for measurements of pulsed gaussian-beam spot sizes. *Optics Letters*, v. 7, n. 5, p. 196, 1982.
- 11 ALMEIDA, G. F. B. *Femtosecond laser writing of nonlinear waveguides in Gorilla® Glass and L-threonine organic crystals*. 2018. Tese (Doutorado em Física Básica) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2018. DOI: 10.11606/T.76.2018.tde-04062018-152453.
- 12 CHEN, F.; DE ALDANA, J. R. V. Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining. *Laser & Photonics Reviews*, v. 8, n. 2, p. 251-275, 2014.
- 13 MINFORD, W. *et al.* Low-Loss Ti: LiNbO<sub>3</sub> waveguide Bends at  $\lambda = 1.3 \text{ Mm}$ . *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 18, n. 10, p. 1802-1806, 1982. DOI:10.1109/JQE.1982.1071389.