



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA NATUREZA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

POLLYANNA MICHELLE PIRES DE ALENCAR

Automodulação de fase espacial em solventes orgânicos.

Recife

2022

POLLYANNA MICHELLE PIRES DE ALENCAR

Automodulação de fase espacial em solventes orgânicos.

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

Área de Concentração: Óptica

Orientador (a): Prof. Dr. Leonardo de Souza Menezes

Recife

2022

Catálogo na fonte
Bibliotecária Monick Raquel Silvestre da S. Portes, CRB4-1217

A368a Alencar, Pollyanna Michelle Pires de
Automodulação de fase espacial em solventes orgânicos / Pollyanna
Michelle Pires de Alencar. – 2022.
47 f.: il., fig., tab.

Orientador: Leonardo de Souza Menezes.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN,
Física, Recife, 2022.

Inclui referências.

1. Óptica. 2. Óptica não-linear. I. Menezes, Leonardo de Souza
(orientador). II. Título.

535.2 CDD (23. ed.) UFPE - CCEN 2022-128

POLLYANNA MICHELLE PIRES DE ALENCAR

AUTOMODULAÇÃO DE FASE ESPACIAL EM SOLVENTES ORGÂNICOS

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

Aprovada em: 29/03/2022.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Leonardo de Souza Menezes
Orientador
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Anderson Stevens Leônidas Gomes
Examinador Interno
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Albert Stevens Reyna Ocas
Examinador Externo
Universidade Federal Rural de Pernambuco

Dedico ao meu irmão Marcus Vinícius, o meu verdadeiro significado de amor.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente gostaria de agradecer a minha família. Aos meus pais Fabiana e Marcone por toda dedicação, amor e suporte durante todas as fases da minha vida até agora, apoiando minhas decisões e me incentivando sempre a sonhar e conquistar meus objetivos. A minha avó Angelita e minha tia/mãe Flávia por junto com minha mãe, me mostraram que vim de mulheres fortes e amorosas, sendo fonte de toda minha inspiração do que eu quero ser durante minha caminhada terrestre.

Ao meu orientador Leonardo Menezes pelo suporte durante a escrita deste trabalho. Obrigada por toda paciência e colaboração para meu crescimento profissional.

Agradeço ao professor Anderson Gomes, meu orientador de toda minha trajetória durante a graduação e mestrado. O senhor com seu coração sempre generoso, me fez enxergar muito além do incrível profissional reconhecido internacionalmente, mas do ser humano incrível que me acolheu e me fez sentir família, nome este que é a melhor definição para o Labfoton. Agradeço aos meus colegas de laboratório, em especial Cecília e Jéssica, minhas pós docs, que foram essenciais para o desenvolvimento deste trabalho.

Aos membros da banca examinadora, pelas correções e sugestões que foram fundamentais para o desenvolvimento desta dissertação.

A todos os professores e funcionários que compõem o Departamento de Física da UFPE. Em especial: Clécio Clemente, Flavio Aguiar, Leonardo Cabral, Eduardo Padrón e Nadja Bernardes. Vocês me inspiram como profissionais e como pessoas. Vocês contribuíram de forma direta para que eu vinhesse me tornar o que sou hoje.

Ao meu melhor amigo, Juan Capella, presente que a vida e a física me proporcionaram. A caminhada foi árdua e difícil, mas sem você seria provavelmente impossível. Obrigada por sempre ter paciência para me ensinar, sempre se propondo a me ajudar e acreditar que eu conseguiria. Você é raro, sou grata infinitamente pela sua amizade.

As minhas melhores amigas Mirella, Melayne, Clara e Lara, que mesmo não entendendo a minha escolha pela física, sempre acompanharam, incentivaram e torceram até o fim, sempre do meu lado. Vocês me fazem lembrar que a vida é rara e precisa ser cuidada, obrigada por serem colo e abrigo nos meus dias nebulosos.

A Lea, a minha dupla, que me fez entender e lembrar que a vida é muito além do departamento, notas e provas. Obrigada por me entender pelos olhares e ser minha amiga

tão leal. Nem distâncias continentais puderam diminuir nossa cumplicidade.

Aos amigos que fiz durante esses quase 7 anos de convivência no DF e fora dele, foram companhia de idas à Deda, RU, viradas noturnas para estudar, memes no grupo do whatsapp, cafés, cervejinha gelada, discussões acaloradas, abraços, sorrisos e partilha: Gabriel, Matheus Martins, Lucas Felipe, Linda, Mariana's, Álvaro Mitchell, Alexandre, João Victor, Naudson, Ruben, Anderson, Bruno, Marcos, Nicolas entre tantos outros. Vocês são pessoas incríveis! Eu sou muito privilegiada de ter compartilhado essa trajetória com vocês.

Aos profissionais Ihu Lucena e Débora Lorena por me auxiliarem durante esse processo intenso e fortalecedor que foram esses dois anos e acreditarem sempre no meu melhor e na minha franqueza. Vocês me fizeram reconhecer a grande mulher que eu sou e todos os caminhos que posso trilhar. Durante toda minha vida haverá um lugar especial no meu coração para vocês.

Por fim, agradeço ao povo brasileiro que por meio do CNPq, da CAPES e da FACEPE, fez com que este trabalho fosse possível.

RESUMO

As propriedades ópticas não lineares dos materiais podem ser caracterizadas com base nos efeitos decorrentes de suas interações com feixes de luz suficientemente intensos, sendo fundamentais para o desenvolvimento de aplicações tecnológicas. Dentre os fenômenos da óptica não linear, a automodulação de fase depende da intensidade do próprio feixe que se propaga em um meio não linear, podendo gerar efeitos espaciais e espectrais. Este fenômeno é observado tanto em feixes de luz pulsada quanto contínua, sendo descrito a partir de alterações não lineares no índice de refração, que podem ter origens diversas. Neste trabalho, revisitamos a propagação óptica não linear de um feixe de laser pulsado (~ 100 fs) com alta taxa de repetição (50 MHz) através de solventes orgânicos como álcoois, acetonitrila e tolueno, em região espectral de absorção linear distinta para os diferentes materiais (1560 nm). Neste contexto, a relaxação térmica do sistema é desfavorecida devido à alta taxa de repetição do laser, gerando efeitos térmicos que não podem ser desprezados, enquanto os pulsos ultracurtos possibilitam a observação de fenômenos não lineares de origem eletrônica. Como o índice de refração (n) de um material é função de diversos parâmetros experimentais incluindo a temperatura, o aquecimento do meio utilizando um feixe com intensidade I é capaz de gerar modificações não lineares em n análogas às decorrentes do Efeito Kerr óptico ($\Delta n \propto I$), podendo causar confusões quanto à origem das não linearidades observadas. O principal objetivo deste trabalho é estudar o índice de refração não linear efetivo ($n_{2,eff}$) em experimentos de automodulação de fase espacial nos solventes orgânicos mencionados, a fim de esclarecer suas origens, que mostramos ser predominantemente térmicas. Com isso, teremos a oportunidade de reparar equívocos recorrentes na literatura, como recentemente esclarecido para o etanol.

Palavras-chaves: óptica; óptica não-linear; automodulação de fase espacial; índice de refração não-linear.

ABSTRACT

The non-linear optical properties of materials can be characterized based on the effects resulting from their interactions with sufficiently intense light beams, being fundamental for the development of technological applications. Among nonlinear optical phenomena, self-phase modulation depends on the intensity of the beam itself that propagates in a non-linear medium, which can generate spatial and spectral effects. This phenomenon is observed in both pulsed and continuous light beams, being described from non-linear changes in the refractive index, which may have different origins. In this work, we revisit the non-linear optical propagation of a pulsed laser beam (~ 100 fs) with a high repetition rate (50 MHz) through organic solvents such as alcohols, acetonitrile, and toluene, in a spectral region of distinct linear absorption for the different materials (1560 nm). In this context, the thermal relaxation of the system is unfavored due to the high repetition rate of the laser, generating thermal effects that cannot be ignored, while the ultrashort pulses allow the observation of non-linear phenomena of electronic origin. As the refractive index (n) of a material is a function of several experimental parameters including temperature, heating the medium using a beam with intensity I is capable of generating non-linear changes in n analogous to those resulting from the Kerr Effect ($\Delta n \propto I$), which may confuse as to the origin of the observed nonlinearities. The main objective of this work is to study the effective nonlinear refractive index ($n_{2,eff}$) in spatial self-phase modulation experiments in the mentioned organic solvents, to clarify their origins, which are shown to be predominantly thermal. With this, we will have the opportunity to correct recurring misconceptions in the literature, as recently clarified for ethanol.

Keywords: optics; nonlinear optics; spatial self-phase modulation; nonlinear refractive index.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Perfil de intensidade e amplitude de campo elétrico de um feixe laser gaussiano.	23
Figura 2 – Feixes gaussianos são definidos por sua cintura de feixe (w_0) e comprimento de Rayleigh (Z_R)	25
Figura 3 – Ilustração de nossa configuração experimental para observar a SSPM. Um laser gaussiano é focalizado usando uma lente convergente passando através da amostra a ser estudada, assim obtendo o padrão de difração do SSPM.	26
Figura 4 – Espectro de absorção dos solventes orgânicos selecionados.	31
Figura 5 – Gráfico do valor da cintura do feixe Gaussiano em função da posição ao longo da direção de propagação. A curva em vermelho é o ajuste de $w(z)$ para um feixe Gaussiano.	35
Figura 6 – (a) Ilustração dos efeitos de auto-focalização e (b) auto-desfocalização sofridas por um laser ao interagir com a amostra.. . . .	37
Figura 7 – Montagem experimental.	37
Figura 8 – Formação de 1 a 9 anéis através do SSPM no etanol e suas respectivas intensidades.	38
Figura 9 – Formação de 1 a 3 anéis através do SSPM para o (a) metanol, (b) 1-propanol e (c) butanol e suas respectivas intensidades.	39
Figura 10 – Formação de 2 anéis no 1-hexanol com intensidades diferentes. a) sem centro brilhante; b) com centro brilhante.	39
Figura 11 – Números dos anéis em função da intensidade de entrada. Os quadrados são as medidas experimentais (cinza: metanol, vermelho: etanol, azul: 1-propanol, roxo: butanol e ciano: 1-hexanol) e as linhas pretas o ajuste linear.	41

Figura 12 – (a) Dependência do coeficiente de absorção linear α_0 e (b) do valor absoluto de $n_{2,eff}$ com o número de carbonos da amostra. As linhas vermelhas sólidas são ajustes de funções exponenciais, como guia para os olhos.; (c) Dependência do valor absoluto de $n_{2,eff}$ com o coeficiente de absorção linear α_0 de cada amostra, onde a linha vermelha é um ajuste de função linear. 42

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Solventes orgânicos selecionados e suas respectivas fórmulas químicas.	30
Tabela 2 – Solventes orgânicos e seus respectivos valores de absorbância, coeficiente de absorção e comprimento efetivo.	32
Tabela 3 – Valores absoluto dos índices de refração não linear efetivo.	40

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	13
2	INTRODUÇÃO À ÓPTICA NÃO LINEAR	16
2.1	PROCESSOS E MEIOS ÓPTICOS NÃO LINEARES	17
2.1.1	Propagação da luz	18
2.2	POLARIZAÇÃO E SUSCEPTIBILIDADE NÃO LINEARES	20
2.3	ÍNDICE DE REFRAÇÃO NÃO LINEAR	21
2.4	FEIXE GAUSSIANO	23
2.5	AUTOMODULAÇÃO DE FASE ESPACIAL	26
3	RESULTADOS E DISCUSSÃO	30
3.1	SOLVENTES ORGÂNICOS	30
3.2	CARACTERIZAÇÃO DO FEIXE GAUSSIANO	33
3.3	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E RESULTADOS	35
4	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	44
	REFERÊNCIAS	46

1 INTRODUÇÃO

Durante muitas décadas, a interação da luz com a matéria tem sido estudada intensamente por parte da comunidade acadêmica e científica. A partir destas investigações foi possível elucidar em detalhes a estrutura atômica de meios materiais, como também definir suas propriedades ópticas. A óptica não linear estuda os fenômenos consequentes da modificação das propriedades ópticas de um meio devido à incidência da luz, ou seja, meios onde a densidade de polarização P responde de forma não linear ao campo elétrico E da luz. Logo, o feixe que incide sobre o meio deve ser intenso o suficiente tal que consiga modificar as propriedades ópticas do material, (FOX, 2010). Frequentemente, apenas radiação provida por uma fonte de luz coerente, como um laser (KAISER; GARRETT, 1961), pode induzir tais mudanças. Logo após a invenção do laser, em 1961, Franken *et al.* (FRANKEN *et al.*, 1961) observaram a geração de segundo harmônico em um cristal de quartzo (SiO_2), excitado através de um laser de rubi, sendo esse trabalho considerado pela comunidade científica como o início dos estudos da óptica não linear. Com essa descoberta, tivemos grandes avanços nos estudos de efeitos ópticos não lineares, como efeitos de casamento de fase, efeitos de absorção multifotônica, mistura de ondas, entre outros, contribuindo diretamente para o desenvolvimento de dispositivos para comunicação óptica, análise de sinais e processamento de dados. Com isso, tivemos através da óptica não linear, um importante progresso na ciência e tecnologia, já que materiais que apresentam uma alta não linearidade óptica são utilizados para o desenvolvimento de dispositivos ópticos e fotônicos (lasers, amplificadores, moduladores, entre outros), além de contribuírem em áreas como: medicina, telecomunicações, na indústria etc. Os estudos de efeitos ópticos não lineares em álcoois, por exemplo, é uma abordagem importante para compreendermos a interação da luz com esse grupo de materiais, amplamente utilizado em laboratórios técnicos, industriais e científicos.

A Automodulação de Fase Espacial (em inglês *Spatial Self-Phase Modulation*, SSPM) é um efeito óptico de origem não linear que ocorre quando um feixe de luz intenso se propaga através de um meio não linear, no qual ocorre uma alteração em seu índice de refração, gerando um padrão de anéis concêntricos na região do campo distante (NEUPANE; TABIBI; SEO, 2020). Desde sua primeira observação em 1967 por Callen *et al.* (CALLEN; HUTH; PANTELL, 1967), muitos trabalhos têm mostrado a SSPM em materiais diferentes,

como nanomateriais 2D (NEUPANE; TABIBI; SEO, 2020), meios do tipo Kerr (NASCIMENTO et al., 2006), filmes de cristais líquido-nemático (DURBIN; ARAKELIAN; SHEN, 1981), nanocompósitos metal-dielétrico (REYNA; ARAÚJO, 2014). Essa alteração pode ter natureza térmica ou eletrônica, sendo a primeira o objeto de estudo deste trabalho. Os fenômenos característicos da automodulação de fase espacial são: surgimento de anéis concêntricos no plano de observação, autofocalização e autodesfocalização da frente de onda do laser (DENG et al., 2005). Tais fenômenos acontecem como consequência da interação da luz com a matéria. Um feixe Gaussiano ao passar por um meio não linear altera o índice de refração do mesmo. Assim, o meio não linear modifica a frente de onda do laser fazendo com que ela sofra uma convergência (autofocalização) ou uma divergência (autodesfocalização), dependendo do índice de refração não linear n_2 ou do coeficiente da variação do índice de refração com a variação da temperatura (dn/dT) da amostra ser $n_2 > 0$ (ou $dn/dT > 0$) ou $n_2 < 0$ (ou $dn/dT < 0$), respectivamente no caso do efeito de origem térmica. O surgimento de anéis é decorrente da variação de fase $\Delta\phi_{NL}$ adquirida pelo feixe ao passar pelo meio não linear.

A presente dissertação divide-se em quatro capítulos:

- No capítulo 2, desenvolvemos o embasamento teórico direcionado à introdução à óptica não linear, no qual serão abordados a origem e os processos de não linearidade óptica, destacando a contribuição de terceira ordem relacionada ao índice de refração não linear descritos a partir da consideração de que o feixe óptico utilizado segue um perfil gaussiano. Em seguida, descrevemos o fenômeno de SSPM para introduzir de forma teórica a análise que será feita a partir dos resultados experimentais que foram obtidos.
- No capítulo 3, apresentamos e discutimos os resultados experimentais na SSPM em solventes orgânicos (diversos álcoois, tolueno e acetonitrila) excitados no infravermelho (comprimento de onda de 1560 nm), onde variamos a intensidade do feixe do laser que chegava à amostra, para a observação do efeito de difração que era formado para cada valor de intensidade do feixe laser incidente e investigar como este se relacionava ao número de anéis visualizados. A partir da contagem do número de anéis formados, conseguimos obter os valores absolutos dos índices de refração não lineares efetivos dos materiais estudados neste trabalho.

- No capítulo 4, são apresentadas as conclusões deste trabalho e nossas perspectivas.

Este trabalho tem como principais contribuições a determinação do índice de refração não linear efetivo de compostos alcoólicos através da SSPM, tendo a oportunidade de reparar equívocos recorrentes na literatura e enriquecê-la com mais informações sobre os materiais que foram selecionados, como recentemente esclarecido para o etanol (BAUTISTA et al., 2021).

2 INTRODUÇÃO À ÓPTICA NÃO LINEAR

A óptica é o ramo da física que estuda o comportamento e as propriedades da luz, incluindo suas interações com a matéria e a construção de instrumentos que a usam ou a detectam. No âmbito de estudo desta dissertação, podemos dividi-las em dois regimes: na óptica linear a luz se propaga no material sem produzir alterações em suas propriedades, como por exemplo, o índice de refração. A óptica não linear é o campo da óptica que descreve o comportamento da luz em meios não lineares, ou seja, meios onde a densidade de polarização P responde de forma não linear ao campo elétrico E da luz. A não linearidade é tipicamente observada em intensidades de luz muito altas e varia de acordo com o material. Para obtermos uma resposta não linear de origem eletrônica do meio, o campo elétrico do feixe incidente deve ser da ordem do campo elétrico que liga os elétrons ao núcleo dos átomos. Usando um modelo simples como um átomo de hidrogênio, podemos tratar o núcleo como uma carga pontual $+e \approx 1.6 \times 10^{-19}$ C, centrada na origem, e um elétron a uma distância da ordem do raio de Bohr, $a_0 \approx 0.5 \times 10^{-10}$ m. Podemos então estimar a magnitude do campo elétrico sentido pelo elétron através da lei de Coulomb:

$$\begin{aligned} E &\approx \frac{e}{4\pi_0 a_0^2} \\ &\approx \frac{9 \cdot 10^9 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}}{(0.5 \cdot 10^{-10})^2} \\ &\approx 5.76 \cdot 10^{11} \frac{\text{V}}{\text{m}}, \end{aligned} \tag{2.1}$$

De forma que tipicamente temos campos elétricos da ordem de 10^9 V/cm dentro do átomo e então precisamos de um feixe incidente de intensidade da ordem de 10^{15} W/cm² (FOX, 2010). No entanto, como efeitos térmicos são usualmente o mecanismo dominante para a contribuição não-linear no índice de refração, podemos utilizar potências bem menores para sua observação (BOYD, 2008). No estudo de fenômenos ópticos não lineares é comum utilizar-se de lasers como fonte de luz monocromática e coerente devido ao fato que usualmente, estes processos são dependentes de comprimento e fase da onda incidente (KAISER; GARRETT, 1961). Na seção a seguir, discutiremos de forma breve sobre processos e meios ópticos não lineares, como surgiu o interesse em estudar esses tipos de efeitos e a classificação desses fenômenos dentro da óptica não linear.

2.1 PROCESSOS E MEIOS ÓPTICOS NÃO LINEARES

Como dito acima, os processos ópticos não lineares são obtidos pela interação do campo eletromagnético com alta intensidade (por exemplo oriundo de um laser) com a matéria. A partir disso, surgiu o interesse na comunidade científica de ter melhor compreensão de como esses processos acontecem e produzem tais efeitos, como também algumas de suas aplicações, como feito por Franken *et al.* em 1961 (KAISER; GARRETT, 1961; BOYD, 2008). Neste ano, foi demonstrada de forma inédita a geração de segundo harmônico, propagando o feixe de um laser de rubi com comprimento de onda de aproximadamente 694 nm através de um cristal de quartzo, observando surgimento de um feixe de luz ultravioleta com comprimento de onda de aproximadamente 347 nm.

Em condições típicas de iluminação (cerca de $10^2 \text{ lm} \cdot \text{m}^{-2}$ para um laboratório bem iluminado) e temperatura (em torno de 300 K), os materiais apresentam valores constantes em seu coeficiente de absorção, na polarização induzida e constante dielétrica. Porém, quando se tem feixes de luz muito intensos, estes valores não permanecem constantes e dão origem ao que conhecemos como efeitos ópticos não lineares. Diversos desses efeitos são desenvolvidos como consequência do índice de refração não linear, especificamente na modulação espacial ou alteração na magnitude, por causa da presença de ondas eletromagnéticas.

A óptica não linear explica a resposta não linear de propriedades como polarização, frequência, fase ou até o caminho percorrido pela luz incidente. Essas relações dão origem a uma série de fenômenos ópticos. Para materiais que apresentam simetria de inversão, como no caso das substâncias estudadas durante esta dissertação, podemos classificar esses fenômenos em duas categorias:

- Produzidos pela dependência do índice de refração com a intensidade do campo aplicado, este que é proporcional ao módulo quadrado da amplitude, por exemplo: automodulação de fase (SPM, do inglês *Self-Phase Modulation*), auto-focalização, modulação de fase cruzada (CPM, do inglês *Cross-Phase Modulation*), mistura de quatro ondas (FWM, do inglês *Four Wave Mixing*).
- Produzidos por efeitos de dispersão numa fibra óptica, devidos à interação de ondas de luz com fônons: Espalhamento de Brillouin estimulado (SBS, do inglês *Stimulated*

Brillouin Scattering) e Espalhamento Raman Estimulado (SRS, do inglês *Stimulated Raman Scattering*).

Para podermos falar de óptica não linear é importante saber como a luz se propaga através do meio e o que pode caracterizar a interação luz-matéria, sendo a ênfase do trabalho, que será vista na subseção a seguir.

2.1.1 Propagação da luz

Sabe-se que propagação da luz através de um meio ou do vácuo pode ser expressa por uma onda transversal, na qual as componentes de campo elétrico e magnético oscilantes são as soluções da equação de onda, que é obtida, como veremos a seguir, a partir das equações de Maxwell

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}, \quad (2.5)$$

onde \vec{E} é o vetor de campo elétrico, \vec{H} o vetor de campo magnético, \vec{D} o deslocamento elétrico e \vec{B} a indução magnética. Estamos interessados principalmente na solução dessas equações em regiões no espaço que não contêm cargas livres, ou seja,

$$\rho = 0, \quad (2.6)$$

e que não contêm correntes livres, de modo que

$$\vec{J} = \vec{0}. \quad (2.7)$$

Entretanto, permitimos que o material seja não linear no sentido em que os campos \vec{D} e \vec{E} são relacionados por

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (2.8)$$

e o vetor de polarização \vec{P} depende de forma não linear do valor da amplitude do campo elétrico \vec{E} . Se considerarmos um meio não magnético, temos $|M| = 0$ e a não linearidade do material será incluída através da relação constitutiva dada por (2.8), onde é conveniente dividir a polarização nas suas contribuições linear e não linear, como

$$\vec{P} = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{(NL)}, \quad (2.9)$$

no qual $\vec{P}^{(1)}$ é a parte linearmente dependente da amplitude de \vec{E} . Fazendo de forma análoga com o vetor deslocamento elétrico, teremos

$$\vec{D} = \vec{D}^{(1)} + \vec{P}^{(NL)}, \quad (2.10)$$

onde $\vec{D}^{(1)} = \epsilon \vec{E}$ é a parte linear do vetor deslocamento elétrico, com $\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi^{(1)})$ sendo a permissividade linear do meio que em nosso trabalho é considerado homogêneo e isotrópico.

Usando as equações de Maxwell, podemos obter a equação de onda que descreve a propagação de luz num meio não linear. Para obtermos a equação de onda, tomamos o rotacional da equação (2.4), mudamos a ordem das derivadas espacial e temporal no lado direito da igualdade na equação resultante usando as Eqs. (2.5), (2.7) e (2.8) para substituir o rotacional de \vec{B} por $\mu_0 \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ para obtermos a equação

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2}(\vec{r}, t) = 0. \quad (2.11)$$

Substituindo \vec{D} utilizando a equação (2.10), sabendo que a velocidade da luz no vácuo é $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ e que por meio da identidade vetorial $\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$, a equação (2.11) pode ser reescrita como

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}^{(1)}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{(NL)}}{\partial t^2}. \quad (2.12)$$

Felizmente, na óptica não linear, o primeiro termo no lado esquerdo da Eq. (2.12) geralmente pode ser descartado na grande maioria dos casos que são de interesse. Como exemplo temos que se \vec{E} é descrito como uma onda plana transversal, $(\nabla \cdot \vec{E})$ se anula. Deste modo, podemos escrever (2.12) como

$$-\nabla^2 \vec{E} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}^{(1)}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{(NL)}}{\partial t^2}. \quad (2.13)$$

Considerando um caso mais simples, onde não temos perda nem dispersão ($\vec{D} = \epsilon \vec{E}$), teremos a equação acima da seguinte forma

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\epsilon}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{(NL)}}{\partial t^2}. \quad (2.14)$$

Esta equação tem a forma de uma equação de onda não homogênea, na qual a resposta não linear do meio atua como uma fonte que dá origem a novas componentes de frequência de \vec{E} .

Nesta subseção partimos das equações de Maxwell e conseguimos chegar à equação de onda não homogênea que descreve os efeitos não lineares gerados no meio em que o campo interagiu. Na próxima seção, discutiremos a polarização e a susceptibilidade não lineares, suas origens, ao que estão associadas e como se dá essa relação entre essas propriedades.

2.2 POLARIZAÇÃO E SUSCEPTIBILIDADE NÃO LINEARES

Quando radiação eletromagnética incide num meio material, o campo elétrico \vec{E} associado à luz induz uma polarização elétrica \vec{P} no material. Microscopicamente, podemos descrever um meio material como um sistema constituído por partículas carregadas positiva e negativamente. A origem desta polarização está relacionada com o surgimento dos momentos de dipolos elétricos ocasionados pela existência das partículas positiva e negativamente carregadas. Assim, a força que está associada ao campo elétrico aplicado gera um deslocamento relativo entre estas partículas, fazendo com que as cargas positivas tendam a mover-se no sentido do campo, enquanto as partículas negativas se movem no sentido contrário. A partir deste deslocamento temos o aparecimento de momentos de dipolo elétrico. No caso da óptica linear, descrevemos a polarização como

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}, \quad (2.15)$$

onde χ é a susceptibilidade elétrica do meio, responsável pelos efeitos ópticos lineares como refração e absorção linear. Na óptica não linear, geralmente a resposta óptica pode ser descrita estendendo a equação (2.15), apresentando a polarização como uma expansão

em série de potências no campo elétrico da radiação óptica dada por

$$P_i = \varepsilon_0 \left[\sum_j \chi_{ij}^{(1)} E_j + \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \sum_{j,k,l} \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l \right]. \quad (2.16)$$

onde P_i é a i -ésima componente do vetor \vec{P} , $\chi_{ijk}^{(2)}$ e $\chi_{ijkl}^{(3)}$ são respectivamente as componentes dos tensores de susceptibilidades de segunda e terceira ordens, representando as não linearidades de ordens superiores na resposta do meio.

A descrição da polarização total é de grande utilidade para a introdução da suscetibilidade efetiva, que acontecerá na seção a seguir, em que será discutido o índice de refração não linear e sua dependência diretamente proporcional à intensidade.

2.3 ÍNDICE DE REFRAÇÃO NÃO LINEAR

Em 1875 o físico escocês John Kerr apurou que determinadas substâncias opticamente isotrópicas e anisotrópicas tornam-se birrefringentes por causa da ação de um campo elétrico estático aplicado (EDITORIA, 2021; WEINBERGER, 2008), onde a birrefringência gerada variava proporcionalmente com o quadrado do campo eletromagnético como

$$n = n_0 + n_2^* \langle E^2 \rangle, \quad (2.17)$$

em que n_0 é o índice de refração linear e n_2^* é um fator proporcional ao índice de refração não linear do material. $\langle E^2 \rangle$ é a média temporal do módulo quadrado do campo elétrico, no qual podemos escrever da forma

$$\langle E^2(t) \rangle = 2E(\omega)E(\omega)^* = 2|E(\omega)|^2 \quad (2.18)$$

Substituindo em (2.17),

$$n = n_0 + 2n_2^* |E(\omega)|^2 \quad (2.19)$$

A forma com que reescrevemos a equação para o índice de refração representa o que se chama de efeito Kerr óptico, no qual a variação do índice de refração muda de forma proporcional quadrado do módulo do campo elétrico aplicado. Como a interação de um feixe de luz com um meio óptico não linear pode ser também descrita em termos da polarização não linear, a parte da polarização não linear que influencia na propagação de um feixe será (BOYD, 2008)

$$\vec{P}^{(NL)}(\omega) = 3\epsilon_0\chi^{(3)} |E(\omega)|^2 \vec{E}(\omega). \quad (2.20)$$

Admitindo que a luz é linearmente polarizada e que estamos incidindo sobre um meio centrossimétrico, (o que implica que o termo $\chi^{(2)} = 0$) com não linearidade de terceira ordem, podemos escrever a que a polarização total é descrita por

$$\vec{P}^{(TOTAL)}(\omega) = \epsilon_0\chi^{(1)}\vec{E}(\omega) + 3\epsilon_0\chi^{(3)} |E(\omega)|^2 \vec{E}(\omega), \quad (2.21)$$

$$\vec{P}^{(TOTAL)} = \epsilon_0\chi_{eff}\vec{E}(\omega), \quad (2.22)$$

onde introduzimos a susceptibilidade efetiva

$$\chi_{eff} \equiv \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)} |E(\omega)|^2. \quad (2.23)$$

Notamos que elevando n ao quadrado e utilizando (2.19), chegamos a

$$n^2 = [n_0 + 2n_2^* |E(\omega)|^2]^2 = 1 + \chi^{(1)} + 3\chi^{(3)} |E(\omega)|^2. \quad (2.24)$$

Completando quadrado do lado direito em (2.24), mostrando que os índices de refração linear e não linear estão relacionados aos índices de susceptibilidade de primeira e terceira ordens

$$n_0 = (1 + \chi^{(1)})^{1/2}, \quad (2.25)$$

$$n_2^* = \frac{3\chi^{(3)}}{4n_0}. \quad (2.26)$$

Podemos definir o índice de refração dependente da intensidade por meio da equação

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (2.27)$$

$$I = 2n_0\epsilon_0 c |E(\omega)|^2, \quad (2.28)$$

(BOYD, 2008) a intensidade do campo relacionada ao módulo do vetor campo elétrico e n_2 é definida como índice de refração não linear de terceira ordem. A partir da relação direta entre n_2 e n_2^* a usando (2.19) e (2.28), temos

$$n_2 = \frac{n_2^*}{n_0 \epsilon_0 c}. \quad (2.29)$$

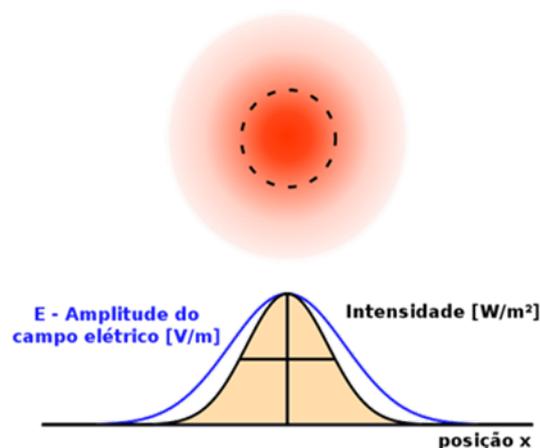
No decorrer desta seção, conseguimos relacionar o índice de refração linear com o termo de susceptibilidade de primeira ordem e o índice de refração não linear com o tensor de susceptibilidade de terceira ordem. Como veremos na seção 2.5, o índice de refração é de extrema importância para o efeito não linear a ser estudado durante esse trabalho, a automodulação de fase espacial.

A seguir, vamos discutir o perfil do feixe óptico utilizado e como seu comportamento interfere de forma direta no que podemos obter como resultados.

2.4 FEIXE GAUSSIANO

Em muitas aplicações nos laboratórios de óptica, o feixe do laser é considerado como um feixe gaussiano com um perfil de intensidade que segue uma distribuição gaussiana ideal. Todos os lasers em situações reais apresentam algum desvio desse comportamento gaussiano ideal que é esperado (HECHT, 2015) como consequência por exemplo de flutuações térmicas. Os perfis de irradiação gaussiana apresentam simetria ao redor do feixe: quanto maior a distância do centro, ou seja, na posição onde temos máxima amplitude, menor será a sua intensidade. A figura 1 mostra o perfil de intensidade e amplitude do campo elétrico de um feixe gaussiano.

Figura 1 – Perfil de intensidade e amplitude de campo elétrico de um feixe laser gaussiano.



Fonte: WIKIMEDIA (2020)

Podemos descrever matematicamente a propagação de um feixe gaussiano através

das equações de Maxwell quando uma solução harmônica de ondas eletromagnéticas é considerada, chegando à equação de Helmholtz, dada pela expressão (HECHT, 2015)

$$\nabla^2 \psi + k^2 \psi = 0, \quad (2.30)$$

onde definimos ∇^2 o laplaciano, ψ como a função de onda eletromagnética e k o número de onda. Fazendo uma aproximação paraxial, temos a equação de Helmholtz como (BOYD, 2008)

$$\nabla_t^2 \psi - i2k \frac{\partial}{\partial z} \psi = 0, \quad (2.31)$$

onde o ∇_t^2 é definido como o laplaciano transversal, dado por $\nabla_t^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$. A solução do feixe gaussiano será da forma

$$\psi(r, z) = \psi_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right) \exp\left[-i\left(\frac{kr^2}{2R(z)} - \left(\frac{z}{z_R}\right) + kz\right)\right], \quad (2.32)$$

onde ψ_0 é a amplitude, r é a coordenada radial, k é o número de onda. A seguir, vamos definir os seguintes parâmetros presentes na equação (2.32):

- w_0 definido como cintura do feixe é o parâmetro físico de maior importância no feixe gaussiano, onde temos o tamanho do feixe na posição em que é focalizado, $z = 0$;
- $w(z)$ é o raio do feixe que evolui de acordo com a distância z em que a amplitude de campo diminui por um fator $1/e$ em comparação com seu valor no eixo

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}; \quad (2.33)$$

- O comprimento de Rayleigh, z_R , é a distância ao longo da direção de propagação de um feixe a partir da cintura até o ponto onde o raio da seção transversal aumenta $\sqrt{2}$ vezes, e sua área é duplicada. O comprimento de Rayleigh é particularmente importante quando feixes são modelados como feixes gaussianos.

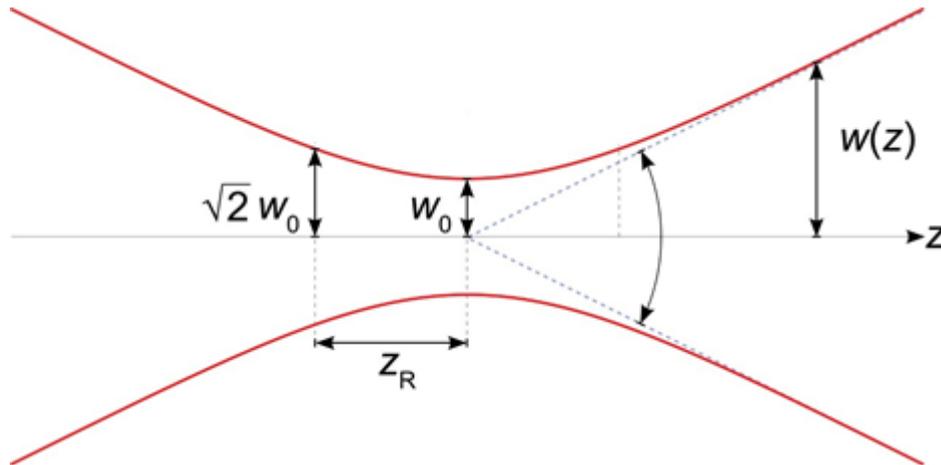
$$z_R = kw_0^2/4; \quad (2.34)$$

- $R(z)$ é o raio de curvatura de frente de onda do feixe

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right) \quad (2.35)$$

A figura 2 mostra um feixe gaussiano definido por alguns dos parâmetros que foram definidos e discutido acima.

Figura 2 – Feixes gaussianos são definidos por sua cintura de feixe (w_0) e comprimento de Rayleigh (Z_R)



Fonte: Edmund Optics (2022)

Um caso particular, em que o feixe passa através de uma lente, que o focaliza em um material com certa espessura d , a cintura do feixe após passar pela lente será

$$w_0 \approx \frac{\lambda_0 f_0}{n \pi w_0}. \quad (2.36)$$

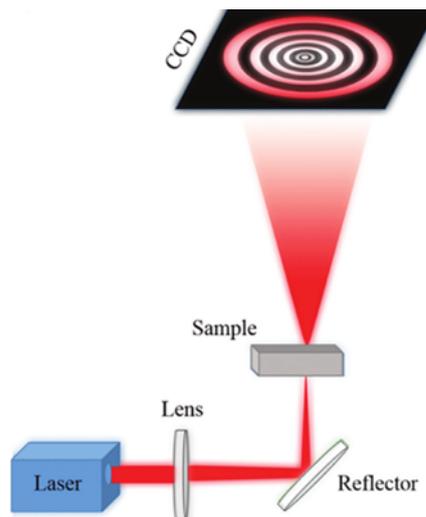
Para $z_R \gg f_0$, onde λ_0 é o comprimento de onda do feixe, f_0 é o comprimento focal da lente e n o índice de refração.

No decorrer dessa seção, discutimos propriedades básicas de um feixe gaussiano: seu perfil, comportamento e seus parâmetros que o caracterizam. A definição através da cintura do feixe irá nos permitir o comportamento da intensidade, onde vimos na seção 2.1 que para observação de fenômenos não lineares, precisamos de feixes ópticos intensos, além de que em 2.1 foi visto uma dependência linear entre a intensidade e o índice de refração. A seguir, discutiremos sobre o fenômeno de automodulação de fase espacial, esse que é a motivação principal desse trabalho de dissertação.

2.5 AUTOMODULAÇÃO DE FASE ESPACIAL

A observação do fenômeno de Automodulação de Fase Espacial deste trabalho irá decorrer por meio de um feixe gaussiano incidente sobre amostras de solventes orgânicos previamente selecionados, o que será tema de discussão no capítulo 3. Quando um feixe de alta intensidade interage com um meio não linear, podemos observar inúmeros efeitos espaciais. No instante em que um feixe de alta intensidade atravessa uma amostra e muda seu índice de refração, gera uma variação na fase do feixe que pode resultar num padrão de interferência formado por um conjunto de anéis concêntricos na região de campo distante (RAMIREZ et al., 2010). A figura 3 ilustra um esquema experimental para observação da SSPM.

Figura 3 – Ilustração de nossa configuração experimental para observar a SSPM. Um laser gaussiano é focalizado usando uma lente convergente passando através da amostra a ser estudada, assim obtendo o padrão de difração do SSPM.



Fonte: LI et al. (2020)

Neste trabalho, utilizamos um laser pulsado com uma alta taxa de repetição (~ 50 MHz), assim não havendo tempo para que as amostras estudadas atinjam uma temperatura de equilíbrio térmico entre um pulso e outro. Logo, cada pulso aquece o meio material gerando um efeito térmico de forma acumulativa, além do efeito não linear eletrônico descrito pela susceptibilidade de terceira ordem, tal qual descrito na seção 2.2. Para este experimento, o efeito térmico é dominante.

Para descrever a SSPM, vamos partir da consideração de um feixe de perfil gaussiano de alta intensidade. Podemos escrever que a componente complexa do campo elétrico

como

$$E_{in} = E(r, z_0) = E(0, z_0) \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z_0)}\right) \exp\left(\frac{ik_0 r^2}{2R}\right). \quad (2.37)$$

Agora, vamos supor que o meio é fino o suficiente para que na propagação através do meio, o único efeito relevante seja a mudança que acontece na fase do campo, assim concluímos que a fase de saída do meio pode ser

$$\phi(r) = \frac{k_0 r^2}{2R} + \Delta\phi_{NL}(r), \quad (2.38)$$

onde o primeiro termo da equação corresponde à contribuição do raio de curvatura da frente de onda e o segundo termo é a contribuição da variação de fase não linear relacionada à intensidade dependente do índice de refração do meio material. Como discutido na seção 2.3, o índice de refração varia como

$$\Delta n(r, z) = n_2 I(r, z). \quad (2.39)$$

Essa variação se comporta de forma quase independente da coordenada de propagação, já que estamos supondo e aproximando a um material muito fino. Então temos que (DENG et al., 2005)

$$\Delta\phi_{NL} = k_0 \int_{z_0}^{z_0+L} \Delta n(r, z) dz \approx \Delta\phi_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z_0)}\right). \quad (2.40)$$

Na equação acima, $\Delta\phi_0 = k_0 \Delta n(0, z_0) L$ é o pico de variação de fase não linear. O campo elétrico de saída logo após a cubeta que contém as amostras é dado por

$$E_{out} = E(r, z_0 + L) = E(0, z_0) \exp\left(-\frac{\alpha L}{2}\right) \exp[i\phi(r)]. \quad (2.41)$$

Em (2.41), α é o coeficiente de absorção linear da amostra. Permitindo que este campo óptico se propague livremente através do espaço, o padrão de difração pode ser avaliado em campo distante através da aproximação de Fraunhofer da difração Fresnel-Kirchhoff, de modo que (RAMIREZ et al., 2010; DENG et al., 2005)

$$I = 4\pi^2 \left| \frac{E(0, z_0)}{i\lambda D} \exp\left(-\frac{\alpha L}{2}\right) \right|^2 \times \left| \int_0^\infty J_0(k_0 \theta r) \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z_0)}\right) \exp\left[-i\left(\frac{k_0 r^2}{2R(z_0)} + \Delta\phi_{NL}(r)\right)\right] r dr \right|^2, \quad (2.42)$$

onde D é a distância entre a saída da amostra e o plano de observação do padrão de difração no campo distante, J_0 é a função de Bessel de ordem zero do primeiro tipo, θ é o ângulo de difração.

Quando um feixe de luz é convergente no plano z_0 , o raio da curvatura da frente de onda é negativo, enquanto que quando feixe é divergente, o raio é positivo. Além do mais, quando o feixe é transmitido através de um meio não linear, o deslocamento de fase induzido também pode ser negativo ou positivo de acordo, se o meio for auto-desfocalização ou auto-focalização, respectivamente. Podemos observar dois padrões para as diferentes combinações dos sinais das mudanças de fase linear e não linear. O primeiro deles ocorre quando eles apresentam sinais diferentes: ou seja, para um feixe divergente em meio autodesfocalizador ($R > 0, \phi < 0$) ou para um material autofocalizador e feixe convergente ($R < 0, \phi > 0$) (DENG et al., 2005). Em ambas as situações, um padrão de anéis é definido e observado o número de anéis brilhantes (N) aumenta linearmente com o aumento da mudança de fase não linear

$$N = \frac{|\Delta\phi_{NL}|}{2\pi}, \quad (2.43)$$

ou expressado de outra forma, com o aumento da intensidade do laser. O anel de difração externo é mais espesso e brilhante, e a separação entre os anéis adjacentes também aumenta gradualmente a partir do centro escuro do padrão em direção à área mais externa (NASCIMENTO et al., 2006). Examinando essa fase não linear em todo o espaço de propagação do feixe, teremos que

$$|\Delta\phi_{NL}(r \rightarrow \infty) - \Delta\phi_{NL}(0)| = 2\pi N. \quad (2.44)$$

A partir da equação (2.41) e (2.44), temos que $\Delta\phi_{NL}(r \rightarrow \infty) = 0$, o que leva a

$$\Delta\phi_{NL}(0) = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 I(0, z_0) L = 2\pi N, \quad (2.45)$$

$$N = \frac{L}{\lambda_0} n_2 I(0, z_0), \quad (2.46)$$

onde $I(0, z_0)$ é a intensidade máxima do feixe gaussiano que entra na amostra

$$I \equiv I(0, z_0) = \frac{2P}{\pi w^2(z_0)} \quad (2.47)$$

onde P é a potência média do laser. A potência é uma medida muito importante e facilmente obtida através de um medidor de potência, fazendo com que seja possível medir de forma indireta a intensidade do feixe e assim chegarmos ao valor do $n_{2,eff}$. No próximo capítulo, faremos uma descrição detalhada dos procedimentos experimentais utilizados para o desenvolvimento deste trabalho.

3 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo, apresentaremos a metodologia experimental utilizada durante o desenvolvimento do trabalho, desde a seleção dos materiais que foram estudados, caracterização do feixe de excitação das amostras e a discussão sobre os principais resultados obtidos.

3.1 SOLVENTES ORGÂNICOS

A escolha dos solventes a serem estudados nesta dissertação foi baseada no artigo "*Thermal and non-thermal intensity dependent optical nonlinearities in ethanol at 800 nm, 1480 nm, and 1560 nm*" (BAUTISTA et al., 2021), no qual os autores descrevem os efeitos de automodulação de fase, efeitos térmicos e eletrônicos no etanol. Com o intuito de dar continuidade ao trabalho e enriquecer a literatura, optamos por ter mais variedades de materiais a serem estudados e concentrar apenas na automodulação de fase espacial através do efeito térmico. Abaixo, na tabela 1 apresentamos os solventes orgânicos escolhidos posicionados em ordem crescente de número de carbonos em suas estruturas.

Tabela 1 – Solventes orgânicos selecionados e suas respectivas fórmulas químicas.

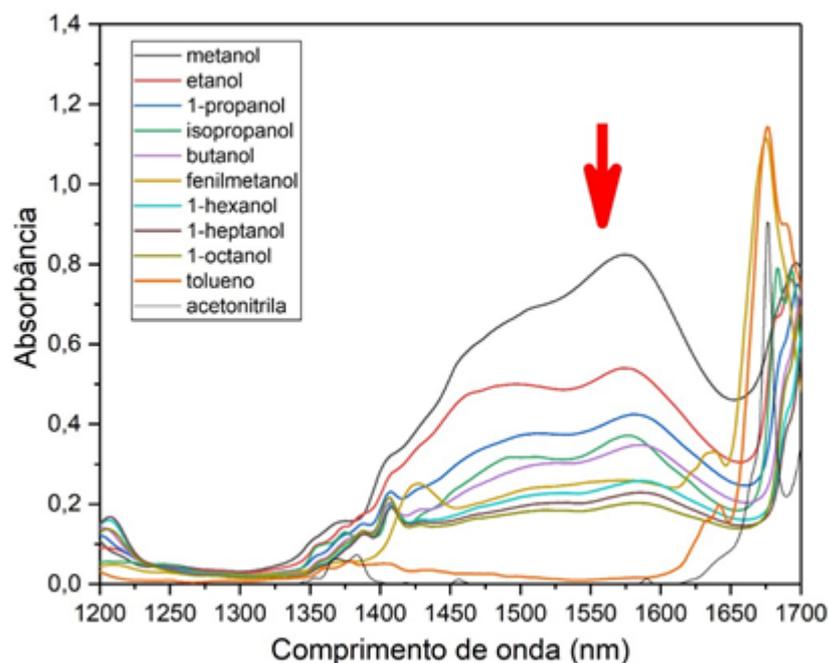
Solventes orgânicos	Fórmula química
Metanol	CH_3OH
Etanol	CH_3CH_2OH
Acetonitrila	C_2H_3N
1-Propanol	$CH_3CH_2CH_2OH$
Isopropanol	C_3H_8O
Butanol	C_4H_9OH
1-Hexanol	$C_6H_{14}O$
1-Heptanol	$C_7H_{16}O$
Fenilmetanol	C_7H_8O
Tolueno	C_7H_8
1-Octanol	$C_8H_{18}O$

Fonte: Elaborada pela autora (2021)

Logo após selecionarmos as substâncias de interesse, medimos as absorvâncias, quantidade relacionada à capacidade própria do material em absorver luz em regiões espectrais específicas, através do uso de um espectrofotômetro *Cary 5000 - Agilent technologies* com região de trabalho de 175 a 3300 nm, e aferindo o valor das respectivas absorvâncias no

comprimento de onda de interesse de 1560 nm. As amostras foram acondicionadas em cubetas de quartzo com $L = 2$ mm de espessura para a medida dos espectros de absorbância, mas mas a cubeta utilizada durante o experimento possui $L = 5$ mm de espessura, sendo este o valor utilizado para obtenção do comprimento efetivo. É possível visualizar através da Figura 4, que boa parte dos solventes escolhidos apresentam alta absorção linear na região definida para o estudo, exceto o tolueno e acetonitrila, que apresentam absorbância muito menor do que os demais solventes em 1560 nm. Isso acontece pois tolueno e acetonitrila possuem dupla ligação, o que confere menor estiramento de ligação e, por consequência, menos absorbância. Já os álcoois possuem ligação simples, o que confere maior estiramento e portanto, maior absorbância.

Figura 4 – Espectro de absorção dos solventes orgânicos selecionados.



Fonte: Elaborada pela autora (2021)

É importante ter materiais como o tolueno e a acetonitrila para se ter um contraponto do que acontece quando a matéria não tem uma resposta não linear significativa que poderá ser visualizado mais à frente também na Tabela 2. Isso nos diz que materiais com baixa absorção linear não apresenta uma alteração significativa no feixe que sai da amostra, não nos permitindo perceber o efeito não linear que estamos interessados.

Matematicamente, a absorbância A de um material é dada por:

$$A = -\log_{10} \left(\frac{I}{I_0} \right), \quad (3.1)$$

onde I_0 é a intensidade do feixe antes de passar pela amostra e I é a intensidade do feixe assim que passa pela amostra. Partindo da lei de Beer-Lambert (I.U.P.A.C., 2019), é possível relacionar a intensidade de saída com o coeficiente de absorção linear da substância (α_0):

$$I = I_0 e^{-\alpha_0 L}. \quad (3.2)$$

Como estamos interessados no coeficiente de absorção linear α_0 , a partir das medidas de absorbância é possível obter α_0 a partir de

$$A = e^{\alpha_0 L}. \quad (3.3)$$

Através dos valores obtidos para α_0 pela equação (3.3) e conhecendo a espessura L das amostras, é possível calcular o comprimento efetivo L_{eff} das amostras

$$L_{eff} = \frac{(1 - e^{-\alpha_0 L})}{\alpha_0}, \quad (3.4)$$

e então extrair o valor do índice de refração não linear efetivo n_2 como veremos na seção 3.3. A seguir, na Tabela 2 apresentamos os valores encontrados para absorbância, coeficiente de absorção e comprimento efetivo para os materiais selecionados.

Tabela 2 – Solventes orgânicos e seus respectivos valores de absorbância, coeficiente de absorção e comprimento efetivo.

Solventes orgânicos	A	α_0 (mm^{-1})	L_{eff} (mm)
Metanol	0,80	0,924	1,07
Etanol	0,52	0,603	1,58
Acetonitrila	0,15	0,175	4,79
1-Propanol	0,40	0,460	1,95
Isopropanol	0,35	0,403	2,15
Butanol	0,32	0,370	2,28
1-Hexanol	0,24	0,278	2,70
1-Heptanol	0,21	0,245	2,88
Fenilmetanol	0,26	0,299	2,59
1-Octanol	0,19	0,220	3,03
Tolueno	0,01	0,015	4,82

Fonte: Elaborada pela autora (2021)

Após esta análise, partiremos para a caracterização do feixe que é produzido pelo laser que estamos utilizando. Um perfil gaussiano é necessário para interpretarmos teoricamente os fenômenos ópticos não lineares que foram observados nos materiais estudados.

3.2 CARACTERIZAÇÃO DO FEIXE GAUSSIANO

Para observarmos a SSPM, precisamos de que o feixe que sai do laser possua um perfil transversal gaussiano, pelo que já discutimos no capítulo 2. Utilizamos um método de caracterização do perfil do feixe conhecido como método da faca (do inglês *knife edge*) (MADRAS, 2021).

Para este método, na saída do laser de érbio foi utilizado o mesmo aparator experimental do trabalho, que está detalhado na Figura 7, no qual a luz passa por um *chopper* (modelo *SR540 Stanford Research Systems*), contendo um disco de 6 aberturas e com frequência de 40 Hz. Logo após a passagem pelo *chopper*, a luz é direcionada por um espelho para ser capturada por um fotodetector (LMR05/M Thorlabs), que envia um sinal elétrico para um osciloscópio. O sinal que chega ao osciloscópio equivale à integral da gaussiana (função erro) que descreve a distribuição de intensidade do feixe (ao longo de uma dada direção no plano perpendicular à propagação). Porém, o sinal do osciloscópio é no tempo. Então, é necessário converter para um sinal que seja função de um comprimento que permita recuperar informações sobre o diâmetro do feixe. É possível fazer isso a partir da equação (3.5) e do próprio sinal no tempo (que é o sinal obtido direto do osciloscópio) (LABS, 2021).

$$v = 2\pi r_d f, \quad (3.5)$$

onde r_d é a distância entre a posição em que o feixe incide no *chopper* e o centro do *chopper* e f é a frequência do *chopper*. Obtemos $v = 1,88$ m/s, substituindo, vamos ter uma relação de

$$s = vt = 1,88 \times t, \quad (3.6)$$

No qual s é o quanto a lâmina do *chopper* anda em distância linear quando um tempo t passa. Assim, olhando na tela do osciloscópio o sinal do fotodetector, enquanto o *chopper* não bloqueia o feixe o sinal é constante, temos o degrau máximo da curva no caso de

nenhuma parte do feixe está sendo cortada, ele passa totalmente e a intensidade detectada é máxima. Imediatamente após o *chopper* iniciar o corte do feixe, o sinal no osciloscópio começa a diminuir. Este é o tempo t_0 , que é medido com o osciloscópio. À medida em que o disco do *chopper* vai girando, o feixe vai sendo bloqueado e o sinal do fotodetector no osciloscópio vai diminuindo ainda mais. Até o momento em que o *chopper* bloqueia totalmente o feixe gerando a mínima amplitude de sinal no osciloscópio, pois enquanto todo o feixe está cortado, nenhuma luz chega no detector. No exato instante em que isto acontece, o sinal medido no osciloscópio é nulo – este é o tempo t_1 , e assim continua até o *chopper* abrir novamente. Logo, sabemos quanto tempo o *chopper* precisa para iniciar a bloquear o feixe até bloqueá-lo completamente: $t = t_1 - t_0$. Como sabemos que a velocidade linear do *chopper* v através da equação (3.1), sabemos o quanto se deslocou linearmente durante o tempo t em (3.2). Pela definição de t , esta distância percorrida é igual ao diâmetro do feixe (MAGNES et al., 2006). Porém, a grandeza física de interesse é a cintura do feixe.

Assumindo um feixe propagando na direção z com um perfil de intensidade gaussiana

$$I(x, y) = I_0 \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2} \right], \quad (3.7)$$

onde I_0 é a intensidade do centro do feixe, w é a distância transversal a partir do centro do feixe Gaussiano em que a intensidade cai a $\frac{1}{e^2}$, definida aqui como raio do feixe na direção transversal. O sinal observado no osciloscópio é proporcional a potência total que incide no fotodetector, logo como

$$dP = I(x, y) dA, \quad (3.8)$$

$$P = \iint I(x, y) dA, \quad (3.9)$$

$$P = I_0 \int_{-\infty}^{x'} \exp \frac{-2x^2}{w^2} dx \int_{-\infty}^{\infty} \exp \frac{-2y^2}{w^2} dy, \quad (3.10)$$

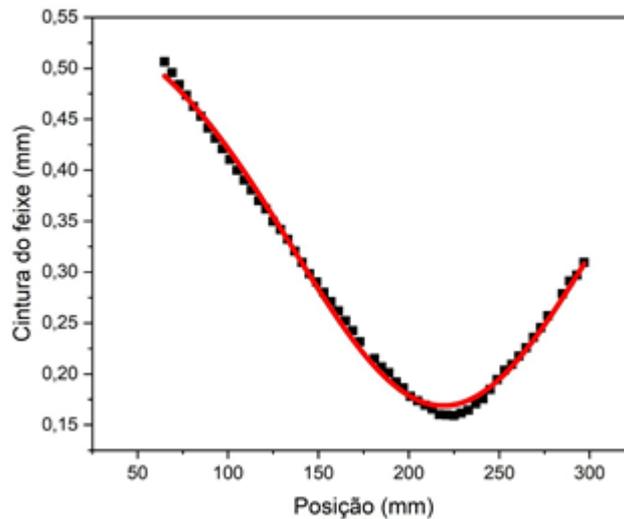
$$\therefore P(x) = \frac{1}{4} I_0 \pi w \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}x}{w} \right) \right) \quad (3.11)$$

Através dos dados fornecidos pelo osciloscópio, tomamos a “derivada” dos pontos experimentais e fitamos pela derivada da equação 3.11

$$\frac{dP}{dx} \propto \frac{e^{-x^2}}{w^2} \quad (3.12)$$

Ou seja, resulta numa gaussiana, necessária para traçar o perfil do feixe do laser, onde obtemos através de um ajuste gaussiano, que nos resulta na Figura 5

Figura 5 – Gráfico do valor da cintura do feixe Gaussiano em função da posição ao longo da direção de propagação. A curva em vermelho é o ajuste de $w(z)$ para um feixe Gaussiano.



Fonte: Elaborada pela autora (2021)

Como já descrito, z_0 nos dá a posição onde o raio do feixe é mínimo, o que de acordo com Figura 5 acontece em $z_0 = 225$ mm. Por outro lado, w_0 é a cintura do feixe, ou seja, $w_0 = 0,159$ mm. Este resultado será relevante para podermos obter os valores das intensidades do feixe que entra na amostra, como vimos na equação (2.47).

3.3 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E RESULTADOS

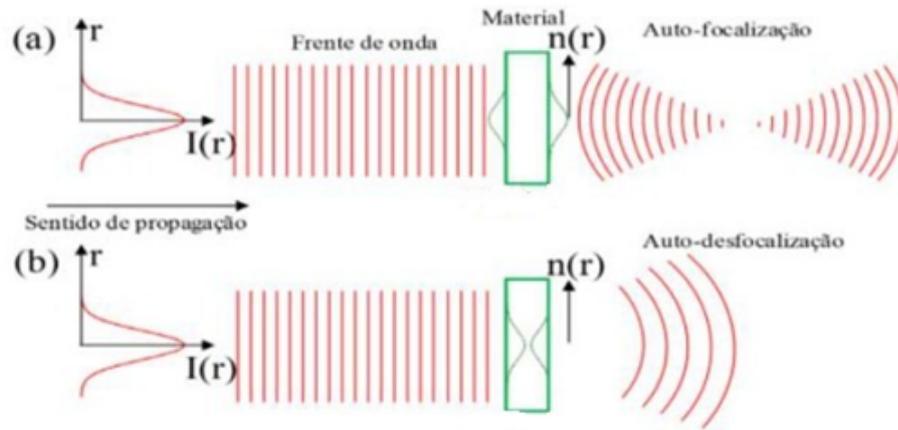
Nesta seção, detalharemos o esquema do experimento e discutiremos os resultados obtidos, que serão apresentados e comparados com informações relevantes disponibilizadas na literatura. Durante estudo do fenômeno SSPM, utilizamos um laser *mode-locked IMRA femtolite*, base de fibra dopada com érbio, que emite luz com comprimento de onda de 1560 nm, com taxa de repetição de 50 MHz, e com duração de pulsos de 100 femtossegundos. Efeitos de SSPM foram gerados através da variação da intensidade do feixe de luz usando filtros neutros na saída do laser, conforme mostra a Figura 7. O esquema de

alinhamento vertical introduzido por Wang *et al.* (GAOZHONG *et al.*, 2014) foi escolhido para coletar os dados SSPM, evitando a distorção do anel devido ao efeito combinado de convecção e gravidade. Para o controle de energia do feixe que percorre o caminho óptico, utilizamos um conjunto de filtros absorventes de densidade neutra (Thorlabs) já que efeitos de SSPM são estudados através da variação da intensidade do feixe de luz. Logo após passar pelo conjunto de filtros, o feixe é focalizado através de uma lente convergente com distância focal de 20,0 cm e segue para um espelho que direciona o feixe verticalmente para a amostra, que está acondicionada numa cubeta de quartzo de 5 mm de espessura montada sobre um traslador micrométrico para termos um deslocamento controlado da amostra. Sabe-se que quando um feixe convergente (divergente) atravessa um meio auto-desfocalizador gera padrões de difração com um ponto claro (escuro) no centro, (DENG *et al.*, 2005) sendo capturados e visualizados através da CCD (CamIR1550, Scintacor). Os experimentos mostram que as amostras se comportam como lentes divergentes, ou seja, apresentam índices de refração não linear negativos. Este é o resultado esperado, pois a não linearidade térmica produz uma variação negativa no índice de refração, já que o índice de refração do material depende, entre outros fatores, da temperatura do meio.

Como estamos trabalhando com materiais com alta absorção óptica linear, parte da energia eletromagnética do feixe que incide na amostra é transformada em calor, produzindo o aquecimento do meio. Devido ao aquecimento, a expansão térmica da amostra leva a uma diminuição da densidade local de átomos, o que por sua vez usualmente leva a menores índices de refração.

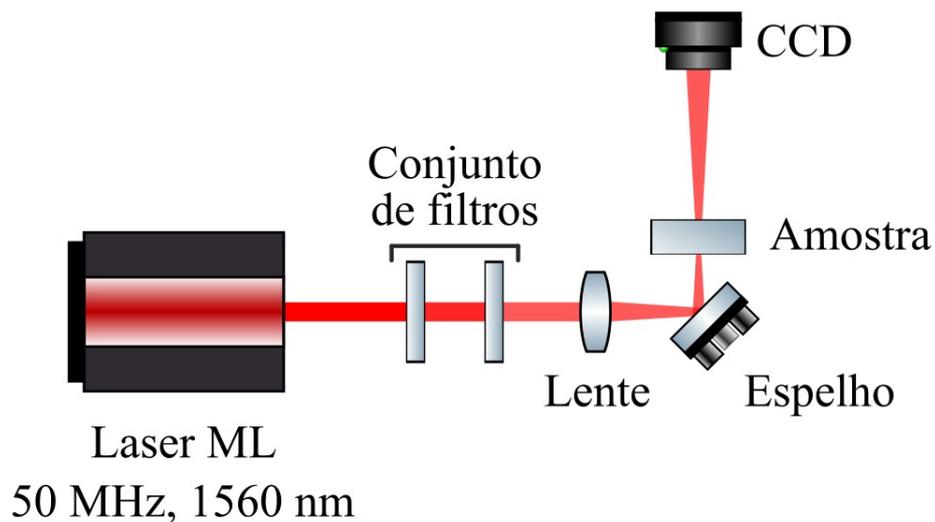
Em primeira aproximação podemos considerar que o aquecimento experimentado pelo meio é proporcional à intensidade da luz incidente sobre ele e ao coeficiente de absorção ($\Delta T \sim \alpha I$), o que implica que o perfil de temperatura da amostra próximo a região de interação com o laser segue a mesma distribuição espacial de intensidade que o feixe incidente. Para o caso de um laser com perfil Gaussiano como o que estamos considerando, devemos esperar uma diminuição do índice de refração do meio maior no centro do feixe relativo às bordas, fazendo com que o meio se comporte como uma lente divergente. Caso ocorra o contrário, se o índice de refração aumentar com o aumento da temperatura, a velocidade da luz no meio diminui e o feixe ganha uma fase adicional. Este ganho de fase é devido ao aumento do caminho óptico, mais expressivo no centro do feixe, em relação às bordas, fazendo com que o meio se comporte como uma lente convergente, como visualizaremos na Figura 6 (NALIN *et al.*, 2016).

Figura 6 – (a) Ilustração dos efeitos de auto-focalização e (b) auto-desfocalização sofridas por um laser ao interagir com a amostra..



Fonte: NALIN et al. (2016)

Figura 7 – Montagem experimental.

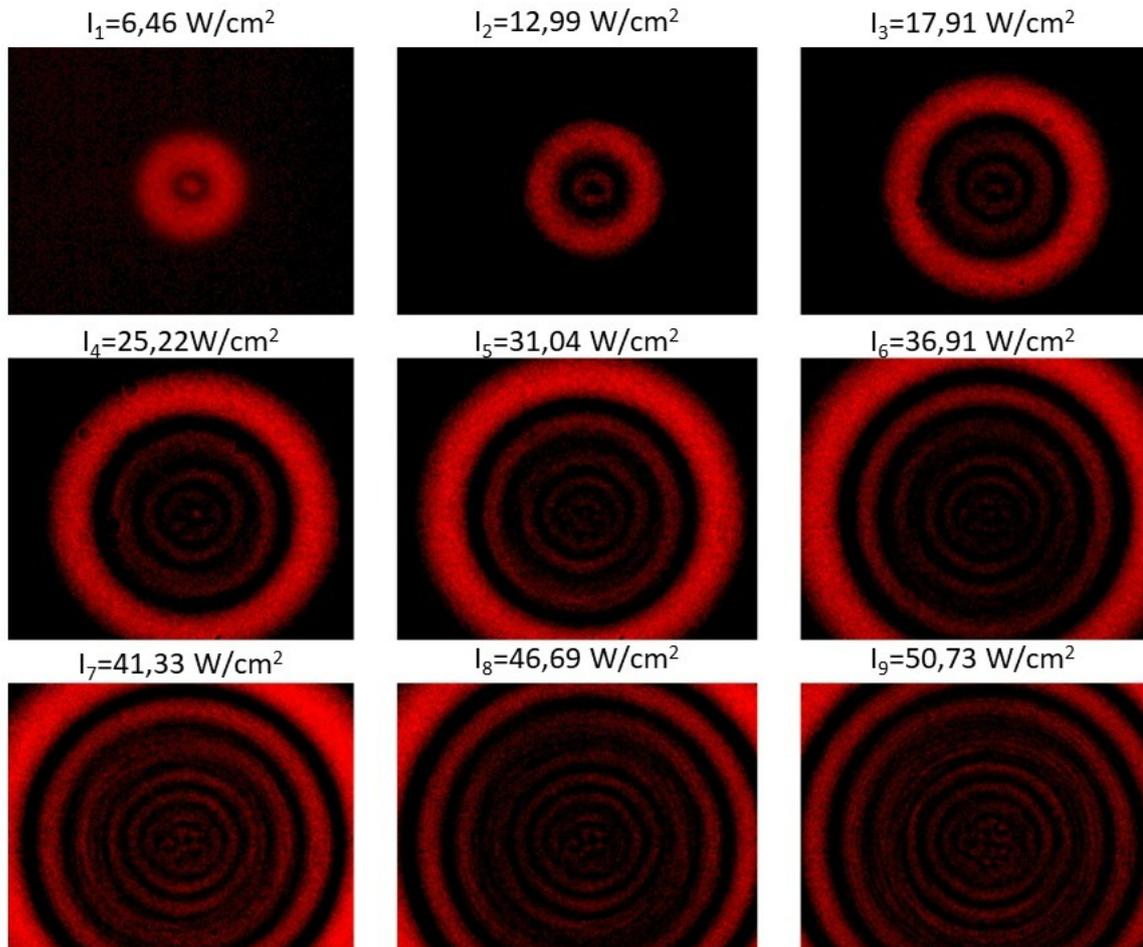


Fonte: Adaptado de BAUTISTA et al. (2021)

Para cada material, repetimos o procedimento cinco vezes fazendo com que os erros nos dados coletados possam ser estimados de maneira estatística através do cálculo do desvio padrão das cinco medidas. Na Figura 8 podemos visualizar o efeito de automodulação de fase espacial no etanol.

O primeiro critério estabelecido para captura da imagem e medição de potência seria a visualização do centro brilhante formado, a partir da formação deste, contavam-se os anéis do mais externo ao anterior ao centro brilhante, formados na imagem capturada pela CCD. Porém, percebemos que o conjunto de filtros utilizado para o controle da

Figura 8 – Formação de 1 a 9 anéis através do SSPM no etanol e suas respectivas intensidades.

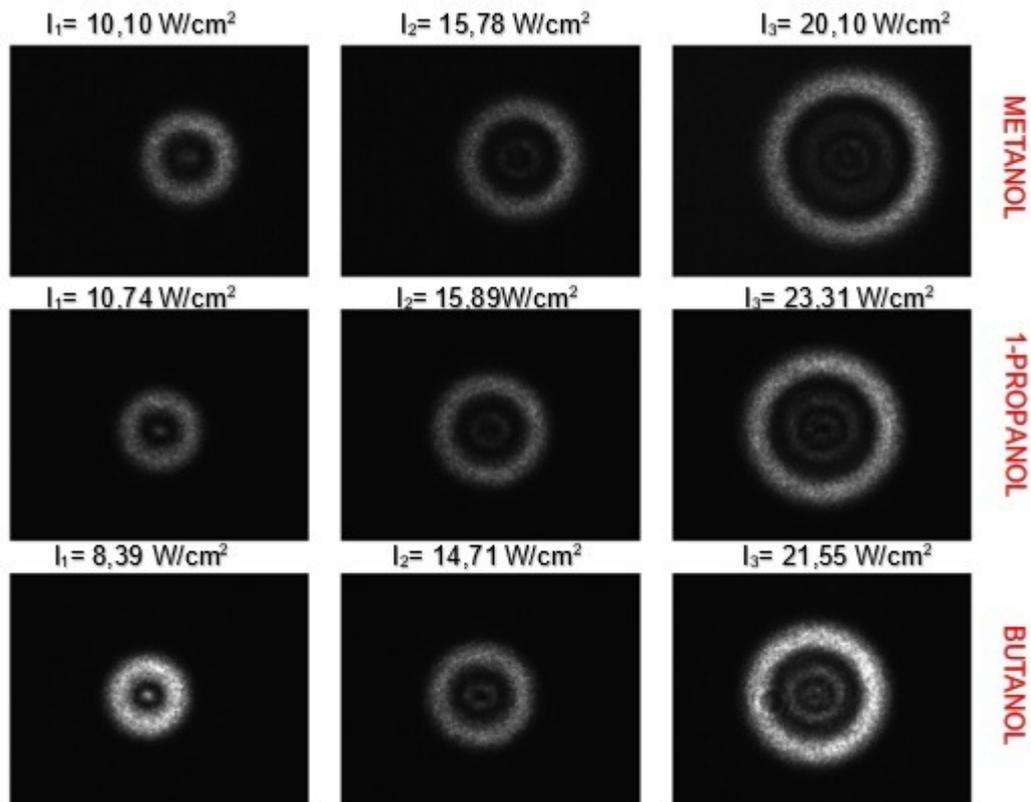


Fonte: Elaborada pela autora (2021)

intensidade do feixe que chega a amostra nos limitava a essa fineza para este critério. Então, decidimos fixar outro parâmetro: apenas o número de anéis formados que nos dava visualização clara e discreta de cada um para serem contabilizados. Foi observado que a partir da formação de seis anéis, a área da CCD se torna insuficiente para captura de toda a circunferência do anel mais externo, apenas nos fornecendo partes que nos fazem identificar que há a formação deste. A Figura 9 mostra a formação dos três primeiros anéis gerados pelo fenômeno de SSPM para três solventes diferentes e suas respectivas intensidades.

Na Figura 10, visualizamos a formação de dois anéis: na figura a) ainda não foi formado o centro brilhante na figura, mas já é possível distinguir dois anéis; já na figura b), temos a figura com o centro brilhante e dois anéis de intensidade e circunferência maior que (a). Isso nos mostra que para uma pequena variação na intensidade do feixe que chega a amostra, podemos ter configurações diferentes para o mesmo número de anéis visualizados.

Figura 9 – Formação de 1 a 3 anéis através do SSPM para o (a) metanol, (b) 1-propanol e (c) butanol e suas respectivas intensidades.



Fonte: Elaborada pela autora (2021)

Figura 10 – Formação de 2 anéis no 1-hexanol com intensidades diferentes. a) sem centro brilhante; b) com centro brilhante.



Fonte: Elaborada pela autora (2021)

Foi observado também que o número de anéis cresce linearmente com a intensidade do feixe na saída da amostra. Como mencionado anteriormente o efeito de automodulação de fase espacial surge devido à uma variação no índice de refração da amostra (Δn) que depende da intensidade I e da temperatura da amostra. Essa variação no índice de refração produzirá uma mudança de fase no pulso, levando a uma alteração no espectro do pulso. Para o cálculo do índice de refração não-linear térmico $n_{2,th}$, usamos a equação

(2.44) (NEUPANE; TABIBI; SEO, 2020):

$$n_{2,th} = \frac{N}{I} \frac{\lambda}{L_{eff}}, \quad (3.13)$$

onde N é o número de anéis, L_{eff} é o comprimento efetivo da cubeta, I é a intensidade do feixe e λ é o comprimento de onda da luz incidente. Para o cálculo da intensidade utilizamos a relação entre a intensidade com a potência e a área do feixe

$$I = \frac{\bar{P}}{A} = \frac{\bar{P}}{\pi w_0^2} \quad (3.14)$$

no qual \bar{P} é a potência média.

A Figura 11 mostra os resultados experimentais para a relação entre o número de anéis observados e a intensidade da luz incidente.

Note que nossos resultados mostram uma relação linear entre estas quantidades, o que nos motiva a tratar N/I em (3.12) como uma quantidade constante para cada solvente.

Explicitamente, estimamos N/I através do coeficiente angular do ajuste linear obtido para cada gráfico $N \times I$, tornando possível encontrar os valores de $n_{2,eff}$ para cada uma das amostras utilizadas durante o experimento. Na Tabela 3 resumimos as quantidades importantes para nossa análise:

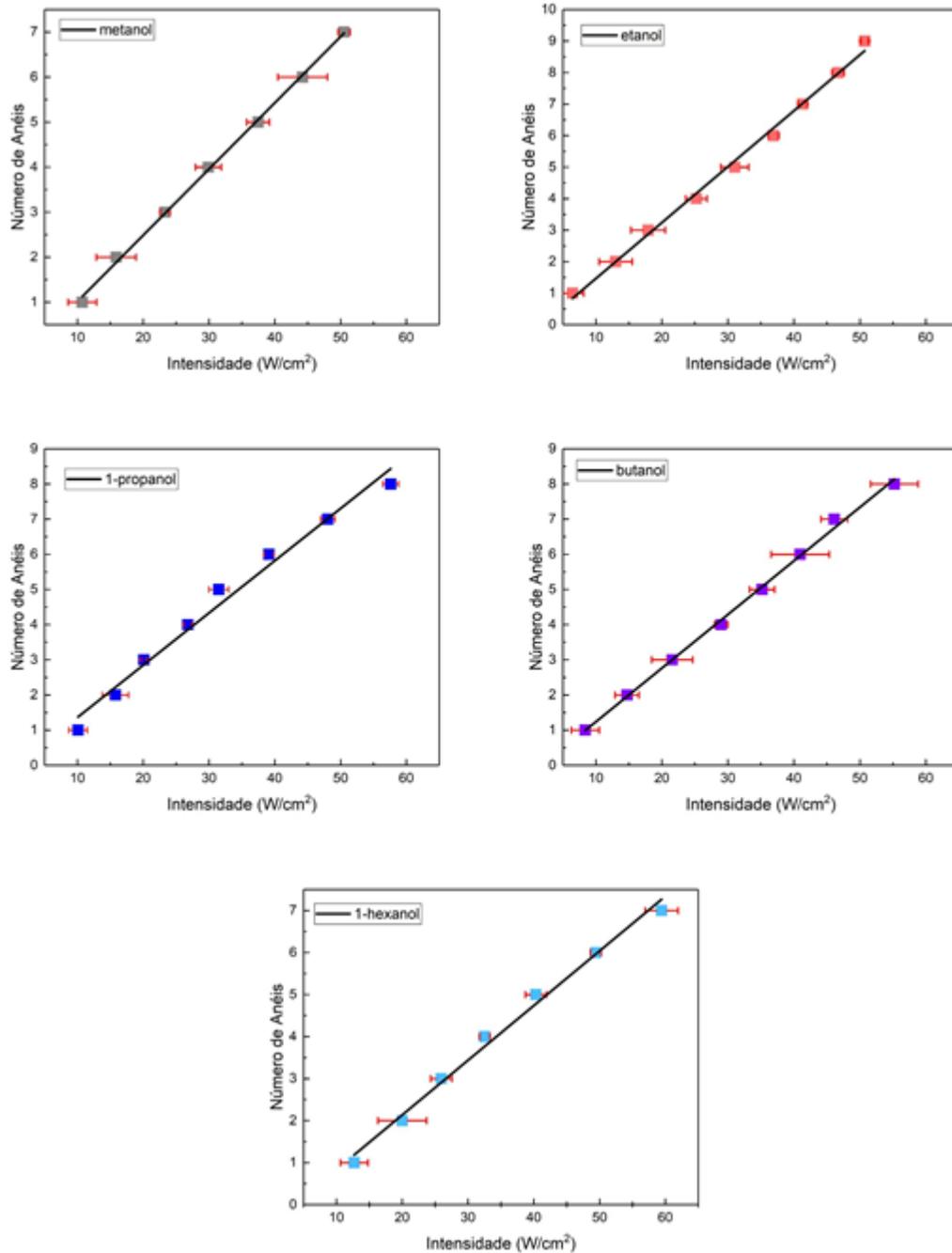
Tabela 3 – Valores absoluto dos índices de refração não linear efetivo.

Solventes orgânicos	$\frac{N}{I}$ (cm²/W)	$ n_{2,eff} $ (cm²/W)
Metanol	0,147	$2,14 \times 10^{-4}$
Etanol	0,177	$1,75 \times 10^{-4}$
1-Propanol	0,160	$1,16 \times 10^{-4}$
Isopropanol	0,163	$1,30 \times 10^{-4}$
Butanol	0,152	$1,04 \times 10^{-4}$
1-Hexanol	0,130	$7,52 \times 10^{-5}$
1-Heptanol	0,123	$6,66 \times 10^{-5}$
Fenilmetanol	0,128	$7,70 \times 10^{-5}$
1-Octanol	0,129	$6,64 \times 10^{-5}$

Fonte: Elaborada pela autora (2021)

Um fato a ser observado é uma relação entre o número de carbonos de cada solvente orgânico e o valor absoluto do índice de refração linear efetivo. Há uma diminuição no valor absoluto do índice de refração não linear e o valor de absorção linear efetivo a partir do aumento do número de átomos de carbono no material. A Figura 12 nos dá uma melhor

Figura 11 – Números dos anéis em função da intensidade de entrada. Os quadrados são as medidas experimentais (cinza: metanol, vermelho: etanol, azul: 1-propanol, roxo: butanol e ciano: 1-hexanol) e as linhas pretas o ajuste linear.

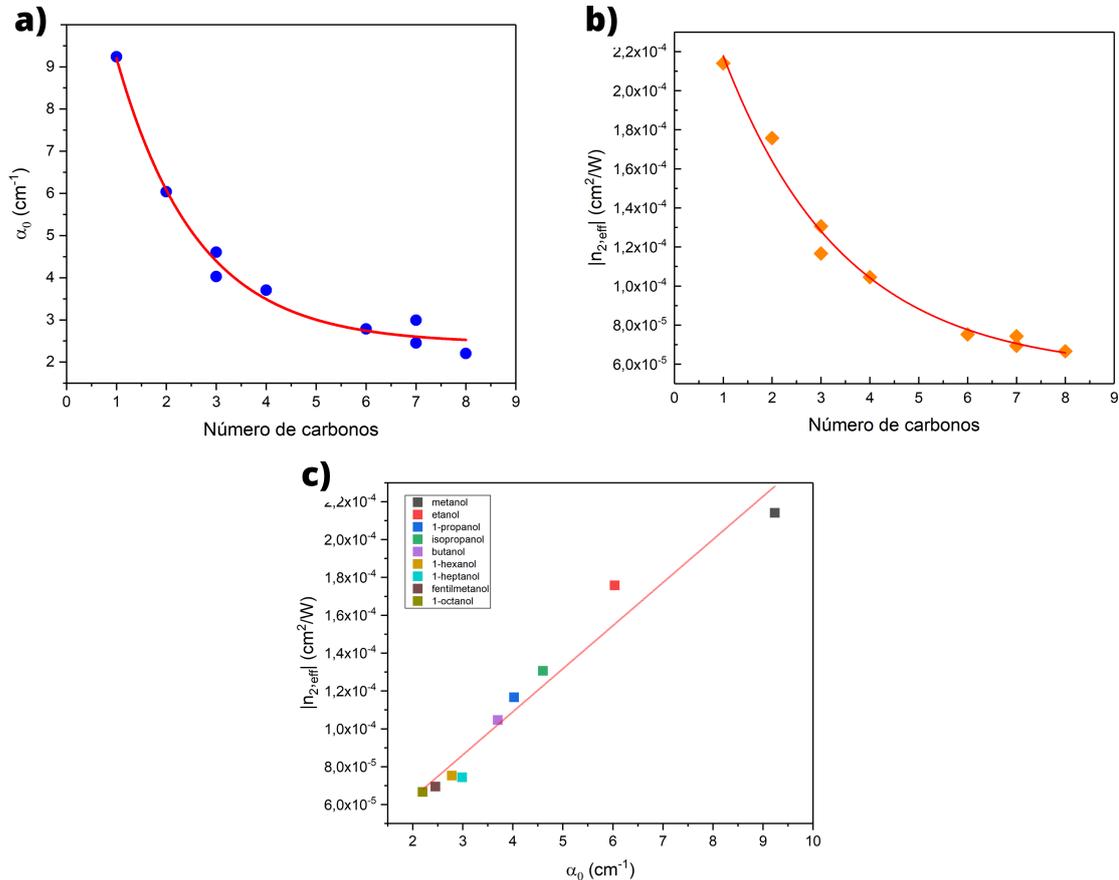


Fonte: Elaborada pela autora (2021)

visualização dessa relação. O tolueno e acetonitrila não foram utilizados para gráficos da Figura 7, já que não têm valores relevantes de absorção linear no comprimento de onda em que o trabalho foi realizado, já discutido anteriormente. Logo, para a elaboração dos gráficos a), b) e c) foram construídos a partir dos dados dos álcoois selecionados como

amostras.

Figura 12 – (a) Dependência do coeficiente de absorção linear α_0 e (b) do valor absoluto de $n_{2,eff}$ com o número de carbonos da amostra. As linhas vermelhas sólidas são ajustes de funções exponenciais, como guia para os olhos.; (c) Dependência do valor absoluto de $n_{2,eff}$ com o coeficiente de absorção linear α_0 de cada amostra, onde a linha vermelha é um ajuste de função linear.



Há na literatura estudos realizados para investigação de efeitos eletrônicos em álcoois (BHATTACHARYYA; PRIYADARSHI; GOSWAMI, 2009) no qual também se mostra que há uma clara dependência entre n_2 e α_0 com o número de carbonos da amostra. No entanto, ainda não há discussões sobre a origem destas dependências nem expressões explícitas sobre como devemos relacionar estes parâmetros com o número de carbonos na amostra. Até o presente momento, não fomos capazes de elucidar as origens destas dependências, mas enriquecemos a literatura com resultados experimentais apontando na direção de relacionar o número de carbonos de um solvente com suas características de resposta não-linear de origem térmica. O estudo mais aprofundado desta relação se mantém como objeto de investigação da nossa pesquisa e seus progressos devem ser reportados no futuro.

No próximo capítulo, trataremos as conclusões relativas ao experimento que reportamos

ao longo do capítulo 3, juntamente com as perspectivas para trabalhos que complementem os resultados obtidos e investigação de alguns comportamentos que foram observados durante o decorrer do trabalho.

4 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste trabalho, estudamos os efeitos de Automodulação de Fase Espacial (SSPM) em solventes orgânicos na região de 1560 nm. Como discutido ao longo do texto, boa parte dos solventes escolhidos, especificamente os álcoois, apresentaram alta absorção linear na região definida para o estudo. Substâncias não alcoólicas, como o tolueno e acetonitrila, também foram estudados e exibiram uma absorbância não significativa em comparação aos outros compostos.

Através dos valores obtidos para a absorção linear, calculamos os valores do comprimento efetivo das amostras, que foram utilizados para a extração dos valores do índice de refração não linear efetivo. Utilizando a técnica SSPM, através das contagens de anéis que eram visualizados com o uso de uma câmera CCD, foi possível extrair informações necessárias e assim obter os índices de refração não linear efetivos $n_{2,eff}$ relacionados a efeitos térmicos. Mostramos que para o mesmo número de anéis em diferentes álcoois, são obtidas diferentes intensidades Figura 9; outra situação discutida foi que para o mesmo álcool e para um número de anéis fixo, pode-se apresentar as duas formas do efeito: sem e com o centro brilhante, como pode ser visto na Figura 10. Isto acontece devido a forma que controlamos a intensidade do feixe que chegava a amostra, realizado através de um conjunto de filtros, que não nos permitia ter esse controle de forma suave durante o experimento. Observamos que o número de anéis gerados N cresce de forma linear com a intensidade I do feixe que incide na amostra de acordo com a previsão teórica descrita no capítulo 2. Em gráficos $N \times I$ estimamos N/I para encontrar os valores absolutos de $n_{2,eff}$ para todas as amostras que continham resposta linear significativa, que foram apresentados na Tabela 3.

Durante a análise dos dados obtidos através do experimento, foi percebida uma relação entre o número de carbonos presentes na estrutura de cada solvente orgânico e $|n_{2,eff}|$: assim como ocorre com o coeficiente de absorção linear, observa-se para $n_{2,eff}$ a tendência de que esta grandeza diminua de valor para um número crescente do número de átomos de carbono em cada substância.

Como perspectiva de continuidade ao trabalho, estudaremos como se dá relação entre os valores de $|n_{2,eff}|$ e absorção linear dos solventes orgânicos com o número de átomos de carbonos, algo que, no melhor de nosso conhecimento, não se encontra reportado na

literatura.

REFERÊNCIAS

- BAUTISTA, J. E. Q.; NETO, M. L. S.; CAMPOS, C.; MALDONADO, M.; ARAUJO, C. de; GOMES, A. Thermal and non-thermal intensity dependent optical nonlinearities in ethanol at 800nm, 1480nm and 1560nm. *Journal of the Optical Society of America B*, v. 38, fev. 2021.
- BHATTACHARYYA, I.; PRIYADARSHI, S.; GOSWAMI, D. Molecular structure-property correlations from optical nonlinearity and thermal-relaxation dynamics. *Chemical physics letters*, v. 469, p. 104–109, mar. 2009.
- BOYD, R. W. *Nonlinear Optics, Third Edition*. 3rd. ed. USA: Academic Press, Inc., 2008.
- CALLEN, W. R.; HUTH, B. G.; PANTELL, R. H. Optical patterns of thermally self-defocused light. *Applied Physics Letters*, v. 11, n. 3, p. 103–105, 1967.
- DENG, L.; HE, K.; ZHOU, T.; LI, C. Formation and evolution of far-field diffraction patterns of divergent and convergent gaussian beams passing through self-focusing and self-defocusing media. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, v. 7, n. 8, p. 409, jul. 2005.
- DURBIN, S. D.; ARAKELIAN, S. M.; SHEN, Y. R. Laser-induced diffraction rings from a nematic-liquid-crystal film. *Optics Letters*, v. 6, n. 9, p. 411–413, Set 1981.
- EDITORA, P. *efeito de Kerr na Infopédia*. 2021. Disponível em: <[https://www.infopedia.pt/\\$efeito-de-kerr](https://www.infopedia.pt/$efeito-de-kerr)>. Acesso em: 23 nov. 2021.
- Edmund Optics. *Gaussian Beams Calculator*. York, UK, 2022. Disponível em: <<https://www.edmundoptics.es/knowledge-center/tech-tools/gaussian-beams>>.
- FOX, M. *Optical Properties of Solids (Oxford Master Series in Physics, 3)*. Hardcover. Oxford University Press, 2010. 408 p. ISBN 978-0199573363. Disponível em: <<https://lead.to/amazon/com/?op=bt&la=en&cu=usd&key=0199573360>>.
- FRANKEN, P. A.; HILL, A. E.; PETERS, C. W.; WEINREICH, G. Generation of optical harmonics. *Physical Review Letters*, v. 7, p. 118–119, ago. 1961.
- GAOZHONG, W.; ZHANG, S.; UMRAN, F.; CHENG, X.; DONG, N.; COGHLAN, D.; SUN, H.; ZHANG, L.; BLAU, W.; WANG, J. Tunable effective nonlinear refractive index of graphene dispersions during the distortion of spatial self-phase modulation. *Applied Physics Letters*, v. 104, p. 141909, abr. 2014.
- HECHT, E. *Optics*. Hardcover. [S.l.]: Pearson, 2015. 720 p.
- I.U.P.A.C. *Compendium of Chemical Terminology*. Oxford: Blackwell Scientific Publications, 2019. Disponível em: <<https://doi.org/10.1351/goldbook>>.
- KAISER, W.; GARRETT, C. G. B. Two-photon excitation in CaF₂: Eu²⁺. *Physical Review Letters*, v. 7, p. 229–231, set. 1961.
- LABS, T. *Beam Size Measurement Using a Chopper Wheel*. 2021. Disponível em: <https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=14181>.

- LI, J.; ZHANG, Z.; YI, J.; MIAO, L.; HUANG, J.; ZHANG, J.; HE, Y.; HUANG, B.; ZHAO, C.; ZOU, Y.; WEN, S. Broadband spatial self-phase modulation and ultrafast response of MXene $\text{Ti}_3\text{C}_2\text{T}_x$ ($T=\text{O}, \text{OH}$ or F). *Nanophotonics*, v. 9, fev. 2020.
- MADRAS, I. I. O. T. *Characterization of a Gaussian Laser Beam using a knife edge*. 2021. Disponível em: <<https://physics.iitm.ac.in/~ph5060/manuals/Gaussianlaserbeam.pdf>>.
- MAGNES, J.; ODERA, D.; HARTKE, J.; FOUNTAIN, M.; FLORENCE, L.; DAVIS, V. *Quantitative and Qualitative Study of Gaussian Beam Visualization Techniques*. arXiv, 2006. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/physics/0605102>>.
- NALIN, M.; RIBEIRO, S. J. L.; MANZANI, D.; GONÇALVES, R. R.; POIRIER, G.; CASSANGES, F. C.; MATOS, C. J. S. d.; MENDONÇA, C. R.; BONI, L. d.; MISOGUTI, L.; MALTA, O.; LEDEMI, Y.; MESSADDEQ, S.; MESSADDEQ, Y. Regression models for estimating aboveground biomass and stand volume using landsat-based indices in post-mining area. *Química Nova*, v. 28, n. 1, p. 1–14, apr. 2016.
- NASCIMENTO, C.; ALENCAR, M.; CHÁVEZ-CERDA, S.; SILVA, M.; MENEGHETTI, M.; HICKMANN, J. Experimental demonstration of novel effects on the far-field diffraction patterns of a Gaussian beam in a Kerr medium. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, v. 8, p. 947, set. 2006.
- NEUPANE, T.; TABIBI, B.; SEO, F. J. Spatial self-phase modulation in WS_2 and MoS_2 atomic layers. *Optical Materials Express*, v. 10, n. 4, p. 831–842, apr. 2020.
- RAMIREZ, E. G.; CARRASCO, M.; OTERO, M.; CHÁVEZ-CERDA, S.; ITURBE-CASTILLO, M. Far field intensity distributions due to spatial self phase modulation of a Gaussian beam by a thin nonlocal nonlinear media. *Optics Express*, v. 18, p. 22067–79, out. 2010.
- REYNA, A. S.; ARAÚJO, C. B. de. Spatial phase modulation due to quintic and septic nonlinearities in metal colloids. *Optics Express*, v. 22, n. 19, p. 22456–22469, set. 2014.
- WEINBERGER, P. John Kerr and his effects found in 1877 and 1878. *Philosophical Magazine Letters*, v. 88, p. 897–907, dez. 2008.
- WIKIMEDIA. *File:Laser gaussian profile.svg* — *Wikimedia Commons*,. 2020. Disponível em: <https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Laser_gaussian_profile.svg&oldid=464218736>. Acesso em: 11 fev. 2022.