



## II CONPESQ Congresso de Pesquisa, Pós-Graduação e Inovação

Os novos rumos da ciência pós-pandemia

12 a 16 de abril de 2021 Universidade Federal do Cariri - UFCA

# ESTUDO COMPUTACIONAL DA TRANSMISSÃO DE SPECKLES EM CÉLULAS ATÔMICAS

José Venícius Venâncio dos Santos

Gilson Francisco de Oliveira Junior

## 1 INTRODUÇÃO

O estudo do comportamento da luz é chamado de óptica, uma das áreas de estudo da Física, em que são tratados aspectos como a propagação da luz no espaço e sua interação com a matéria. Uma das fontes de luz mais utilizadas para o estudo da interação entre a luz e a matéria é o *laser*<sup>1</sup>, em especial os semicondutores. Este projeto de pesquisa é uma contribuição ao trabalho desenvolvido por Alves et al. (2019), desenvolvido através de simulações computacionais, onde estudamos a modificação da estatística de uma frente de luz laser ao atravessar uma célula atômica, em um regime de absorção e dispersão não-lineares. Estudar tal sistema permite um melhor entendimento sobre a distribuição estatística da luz com comportamentos não-lineares, presentes em sistemas complexos. Podendo levar a futuras aplicações em biologia, medicina e comunicações.

## 2 METODOLOGIA

Neste trabalho buscou-se compreender como a propagação de uma frente de onda interage com meio atômico de modo a modificar a distribuição estatística do campo elétrico no meio de vapor atômico simulado. Para realizar as simulações computacionais, que reproduzem numericamente a propagação de speckles em um meio atômico não-linear, utilizamos códigos em linguagem de programação *Python*. Neste trabalho apresentamos alguns resultados parciais, curvas de PDFs (funções de densidade de probabilidade) e  $g^{(2)}$  (correlação de intensidade), obtidos durante a realização do projeto nos anos de 2019 e 2020.

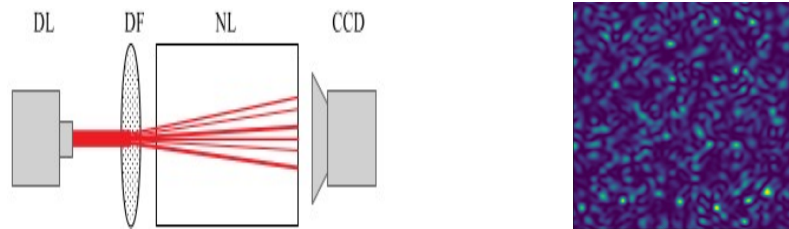
## 3 REFERENCIAL TEÓRICO

O presente projeto é uma continuação do trabalho desenvolvido por Alves et al. (2019) que realizaram pesquisa experimental e computacional. Nos concentramos na realização de simulações computacionais que representam o experimento de Alves et al. (2019), mostrado na Figura 1, à esquerda.

---

1 Acrônimo de *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, em uma tradução livre, Amplificador da Luz por Emissão Estimulada de Radiação.

**Figura 1** – Esquerda: Ilustração da montagem do experimento realizado por Alves et al., (2019). Direita: Frente de onda de speckles, após a luz laser passar pelo difusor DF.



**Fonte:** Alves et al., (2019).

Os itens da imagem DL, DF, NL e CCD da Figura 1, à esquerda representam o laser de diodo, difusor, meio não linear (célula atômica) e câmera CCD, respectivamente. A luz gerada pelo laser de diodo passará pelo difusor, sendo espalhada e, tornando-se um padrão de alto contraste chamado padrão de speckles, representado na Figura 1, à direita. Essa luz de speckles passará pela célula atômica, interagindo, então, com o vapor atômico, o que modifica a estatística da luz. A câmera CCD registra a luz na forma de intensidade, gravando pixel a pixel, o que permite uma análise detalhada da luz e de sua estatística.

Geramos diretamente o padrão de *speckles*, similar ao obtido experimentalmente, e evoluímos numericamente no meio não linear. Os *speckles* seguem o comportamento de uma distribuição estatística de intensidade exponencial, com uma função densidade de probabilidade (PDF) para intensidade  $P(I_0)$ , dada pela equação (1).

$$P(I_0) = \frac{1}{\langle I_0 \rangle} \exp\left(-\frac{I_0}{\langle I_0 \rangle}\right) \quad (1)$$

Onde  $\langle I_0 \rangle$  é o valor médio da intensidade de entrada  $I_0(\vec{r})$ . A intensidade do campo elétrico é dado pelo módulo quadrado da amplitude do campo elétrico  $|E|^2$ . Para criarmos o padrão de *speckles* geramos pontos aleatórios em uma matriz e realizamos a interpolação desses pontos, garantindo a continuidade e suavidade dos *speckles*, para gerar e interpolar os pontos utilizamos a função *interp2d* da Biblioteca *Scipy*<sup>2</sup>.

A evolução da frente de onda da luz é representada por seu campo elétrico  $E$  que se propaga pelo eixo  $z$  percorrendo o meio atômico não linear, dada pela equação paraxial a seguir,

$$2ik \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z} = -\nabla_{\perp}^2 \mathbf{E} - k^2 \chi \mathbf{E} \quad (2)$$

Onde  $k = w/c$  é o número de onda no vácuo,  $\nabla_{\perp}^2 \mathbf{E}$  representa a difração transversal no meio e o  $\chi = [Re(\chi) + iIm(\chi)]$  representa susceptibilidade do campo eletromagnético no meio. A equação (2) é uma equação paraxial para propagação do campo elétrico no meio, isso significa que o campo evolui em dois eixos ( $x, y$ ) e propaga-se em ( $z$ ). Tomando a interação da luz com o meio de vapor atômico por um processo de dois níveis, a susceptibilidade elétrica do meio não linear pode ser escrita por meio das equações (3) e (4) (ALVES et al., 2019). Depende da dessintonização espectral ( $\Delta$ ) da luz do laser, da intensidade ( $I$ ) da luz e da velocidade ( $v$ ) dos átomos.

$$\chi(\Delta, I) = \frac{1}{u\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \chi(\Delta, I, v) e^{(-\frac{v}{u})^2} dv \quad (3)$$

<sup>2</sup> Documentação disponível em: <<https://docs.scipy.org/doc/>>, acessado em 13 de fevereiro de 2021.

onde,

$$\chi(\Delta, I, v) = -\frac{2N|\mu^2|}{\epsilon_0\hbar\Gamma^2} \frac{2(\Delta - kv) - i\Gamma}{1 + 4\frac{(\Delta - kv)^2}{\Gamma^2} + I/I_{sat}} \quad (4)$$

Os resultados de nosso trabalho foram analisados a partir de gráficos da Função Densidade de Probabilidade (PDF) e função correlação de intensidade, denominada  $g^{(2)}$  e definida na equação (5).  $g^{(2)}$  depende da intensidade radial, nos dá a coerência entre os fótons no padrão de *speckles*, de maneira simplificada, nos diz quanto de informação temos entre fótons em uma distância radial a partir do centro de intensidade. A equação (5) é uma integração bidimensional, que depende da intensidade e do raio, sendo que  $\langle \rangle$  significa o valor médio da quantidade (ALVES et al., 2019).

$$g^{(2)}(\rho) = \frac{\langle \int d^2\mathbf{r} I(\mathbf{r}) I(\mathbf{r} + \rho) \rangle}{\int d^2\mathbf{r} \langle I(\mathbf{r}) \rangle \langle I(\mathbf{r} + \rho) \rangle} \quad (5)$$

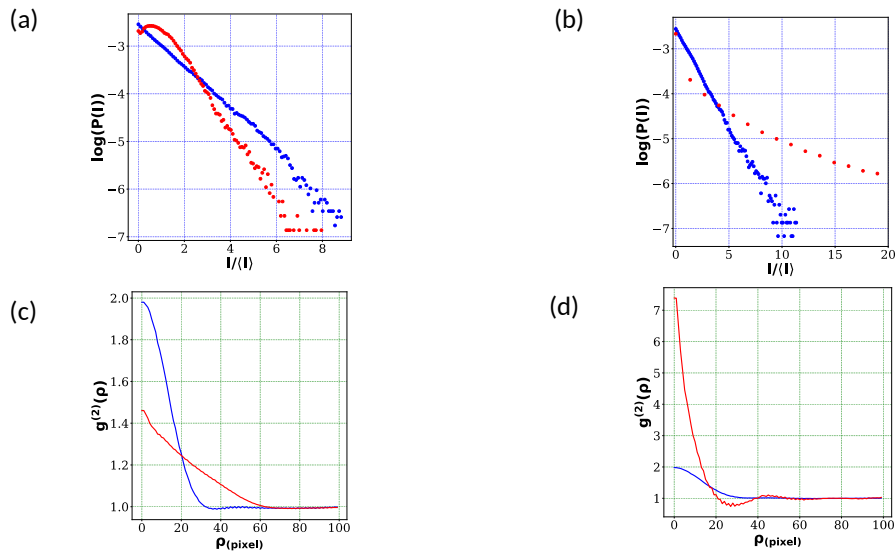
#### 4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

A Figura 3 mostra gráficos de PDFs e  $g^{(2)}$  gerados a partir dos feixes de *speckles*, as curvas de cor azul representam o feixe na entrada da célula atômica, e em vermelho na saída. O eixo vertical dos gráficos (a) e (b) representa a densidade de probabilidade e está em escala logarítmica na base 10, enquanto o eixo horizontal representa o valor da Intensidade dividida pela intensidade média do feixe de *speckles*. Os gráficos (c) e (d) mostram gráficos de correlação de intensidade  $g^{(2)}$ , em função da distância radial do centro dos *speckles*. Nos gráficos da Figura 3 foram utilizados os seguintes parâmetros, dessintonizações  $\Delta = -180$  MHz (gráficos (a) e (c)) e  $\Delta = 180$  MHz (gráficos (b) e (d)), e a mesma intensidade inicial para ambos os casos,  $I = 200$  unidades arbitrárias (Fig. 14(a)-(d)).

Para dessintonização negativa observamos efeito dispersivo desfocalizante, ou seja, a distribuição de pontos de alta intensidade diminui quando comparamos a curva vermelha e a curva azul da Fig. 3(a). Por sua vez, na Fig. 3(b) observamos aumento nos pontos de alta intensidade, configurando efeito dispersivo autofocalizante para dessintonização positiva. Ainda na Figura 3 os gráficos (c) e (d) são de correlação de intensidade  $g^{(2)}$  em função da distância radial do centro de um *speckle*, gerados a partir dos feixes de *speckles*. O gráfico da Fig. 3(c) representa a correlação dos *speckles* do PDF da Fig. 3(a), onde a curva vermelha está com a largura à meia altura maior do que a da curva azul do feixe de entrada, representando o espalhamento da luz. Por outro lado, no gráfico da Fig. 3(d) em que temos uma dispersão focalizante e a energia dos *speckles* está se concentrando mais próximo a seu centro, a largura dos *speckles* diminui, o que vemos ao medirmos a largura a meia altura nos gráficos.

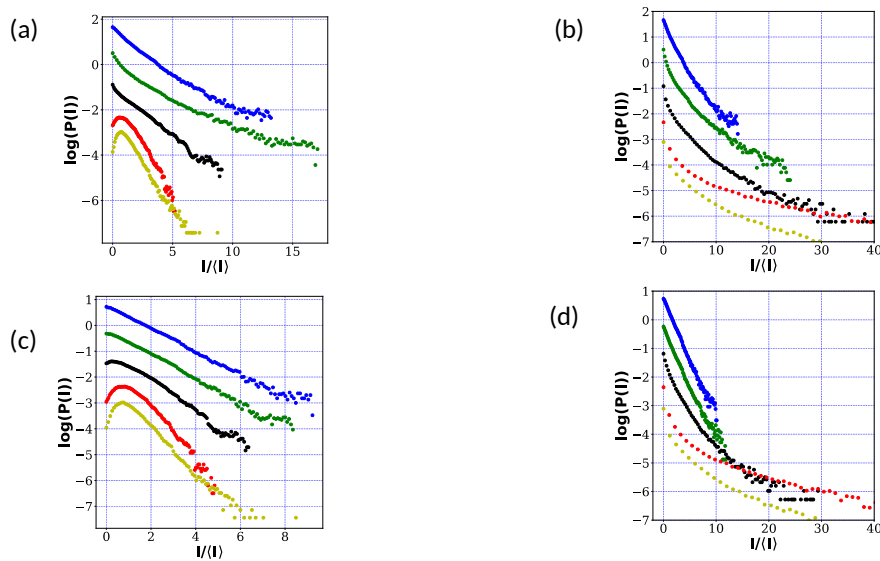
Os gráficos da Figura 4 mostram cinco curvas para diferentes intensidades de entrada em cada PDF,  $I_0 = (0.1, 1, 10, 100, 500)$  unid. arb. para as curvas azul, verde, preto, vermelho e amarelo, respectivamente, e  $\Delta = -500$  MHz em (a) e (c) e  $\Delta = 500$  MHz em (b) e (d), onde em (c) e (d) a parte absorviva foi desativada antes da evolução numérica do campo elétrico no meio de vapor atômico.

**Figura 3** – Gráficos de PDF e  $g^{(2)}$  de Intensidade dos *Speckles* na entrada do meio de vapor atômico, azul, e na saída, vermelho. Foram utilizados valores da intensidade inicial da luz laser iguais a 200 unid. arb.. Em (a) e (c) temos  $\Delta = -180$  MHz e em (b) e (d)  $\Delta = 180$



Fonte: Elaborado pelos autores.

**Figura 4** – Gráficos PDFs da Intensidade dos *Speckles* na saída do meio de vapor atômico. Adotou-se diferentes valores de intensidades iniciais em cada PDF, usamos  $I_0 = (0.1, 1, 10, 100, 500)$  unid. arb. para as curvas azul, verde, preto, vermelho e amarelo respectivamente, e  $\Delta = -500 \text{ MHz}$  em (a) e (c) e  $\Delta = 500 \text{ MHz}$  em (b) e (d), onde em (c) e (d) a parte absorciva foi desativada



Fonte: Elaborado pelos autores.

Podemos perceber gráfico Fig. 4(a) que a dessintonização negativa mantém o comportamento dispersivo desfocalizante em todas as curvas e que ao aumentar a intensidade de entrada maior é a energia espalhada, enquanto na Fig. 4(b) mostra o comportamento focalizante para diferentes intensidades de entrada. Os PDFs Fig. 4(c) e Fig. 4(d) possuem os mesmos parâmetros de entrada dos itens (a) e (b) respectivamente, a diferença nesse caso é a absorção que está desligada numericamente, no experimento elaborado por Alves et al., (2019) é praticamente impossível zerar a absorção. Para baixas intensidades (0.1 e 1.0), se

compararmos as Figs. 14 (a) e (c) observamos que os PDFs apresentam curvaturas diferentes. As curvas azul e verde mostram uma tendência a autofocalização devido a absorção não-linear na Fig. 14(a). Quando aumentamos a intensidade do feixe de entrada, os efeitos dispersivos tornam-se mais importantes do que os efeitos absorcivos. Nas Figs. 14 (b) e (d) vemos um efeito autofocalizante maior em (b) para as curvas azuis (baixas intensidades), pois a absorção não-linear contribui para o efeito. Para as curvas de maior intensidade a contribuição da absorção é quase imperceptível.

## 5 CONCLUSÃO

Reproduzimos resultados semelhantes aos de (ALVES et al., 2019), com base em estudos sobre a estatística de um feixe de speckles em regime não linear evoluindo dentro de uma célula de vapor atômico, observando a dispersão e absorção da frente de onda. Mais estudos são necessários para buscar padrões no comportamento da estatística dos speckles, para variados valores de dessintonização e de intensidade inicial dos feixes de speckles.

## AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem o suporte financeiro da Universidade Federal do Cariri (UFCA), ao Programa Institucional de Bolsas de Iniciação Científica (PIBIC), e à Fundação Cearense de Apoio ao Desenvolvimento Científico e Tecnológico (FUNCAP), pelo Projeto no. BP3-0139-00360.01.00/18..

## REFERÊNCIAS

- ALVES, Samuel B. et al. Controlling the intensity statistics of speckle patterns: From normal to subthermal or superthermal distributions. **Physical Review A**, v. 99, n. 3, p. 033838, 2019.
- ALVES, Samuel Bezerra et al. **Dinâmica em frequência de laser semiconductor sob realimentação ótica ortogonal filtrada**. Dissertação de Mestrado, UFPB, 2012. Disponível em: <<https://repositorio.ufpb.br/jspui/handle/tede/5762>>.