

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALAGOAS
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

JORGE LUIZ ARAUJO ROCHA

CARACTERIZAÇÃO DA INSTABILIDADE DA POLARIZAÇÃO DO LASER He-Ne

MACEIÓ

2013

JORGE LUIZ ARAUJO ROCHA

CARACTERIZAÇÃO DA INSTABILIDADE DA POLARIZAÇÃO DO LASER He-Ne

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Alagoas como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Pedro Valentim dos Santos

Co-orientador: Prof. Dr. Madras Viswanathan Gandhi Mohan

MACEIÓ

2013

Catálogo na fonte
Universidade Federal de Alagoas
Biblioteca Central
Divisão de Tratamento Técnico

Bibliotecária Responsável: Helena Cristina Pimentel do Vale

R672c Rocha, Jorge Luiz Araujo.
Caracterização da instabilidade da polarização do laser He-Ne /
Jorge Luiz Araujo Rocha. – 2013.
53 f. : il.

Orientador: Pedro Valentim dos Santos.
Dissertação (Mestrado em Física da Matéria Condensada) –
Universidade Federal de Alagoas. Instituto de Física. Maceió, 2013.

Bibliografia: f. 43.
Anexos: f. 44-53.

1. Polarização – Instabilidade. 2. Lazer. 3. Lazer He-Ne. I. Título.

CDU: 535.51

**PARECER DA BANCA EXAMINADORA DE DEFESA DE
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO**

“Caracterização da Instabilidade da Polarização do Laser He-Ne”.

por

Jorge Luiz Araújo Rocha

A Banca Examinadora composta pelos professores Pedro Valentim dos Santos (orientador), do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas, Emerson de Lima, do Curso de Física do Campus Arapiraca da Universidade Federal de Alagoas, e Wagner Ferreira da Silva, do Instituto de Física da Universidade Federal de Alagoas, consideram o candidato *aprovado com restrições*.

Maceió, 07 de maio de 2013



Prof. Pedro Valentim dos Santos



Prof. Emerson de Lima



Prof. Wagner Ferreira da Silva

Dedico este trabalho ao meu pai (em memoria) e minha mãe,
meus amigos, minha esposa e meu filho.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente gostaria de agradecer aos amigos, Marcelo Felisberto, Agnaldo e Ricardo que estavam presentes nos primeiros indícios do presente trabalho, motivando e discutindo os primeiros resultados obtidos ainda no laboratório de ensino, foi onde tudo começou. Devido a um total fracasso do experimento da lei de Malus, por vários períodos, verifiquei que o laser He-Ne não era compatível com o experimento. Desta forma resolvi investigar sua polarização através da intensidade. A partir deste momento comecei a buscar explicações na literatura, primeiro nos livros e em seguida em artigos e na internet. Nos livros realmente não encontrei nada satisfatório. Nos artigos encontrei trabalhos que resolviam o problema, porém não descreviam sua natureza e nem causa.

Em um segundo momento tenho agradecimentos especiais aos Professores Gandhi, que aceitou iniciar o trabalho oficialmente, e ao Professor Pedro Valentim que deu continuidade até a fase final. Não posso deixar de acrescentar ao apoio do amigo André Gabé que foi essencial nas aquisições no laboratório de pesquisa. Um muito obrigado aos amigos Flaviano e Beethoven dos Santos tiveram grandes colaborações.

RESUMO

Foi investigada, nesta dissertação, a instabilidade da polarização de lasers de He-Ne buscando caracterizar e entender os mecanismos por trás desse comportamento. O laser He-Ne foi o segundo da história e o primeiro a ter um meio ativo gasoso e também a funcionar em modo contínuo. Ele é um laser de 4 níveis com emissão em torno de 632.8 nm, resultante da amplificação de emissão estimulada produzida pelos átomos de Ne. Nos experimentos foram usados dois lasers He-Ne comerciais de potências nominais de 0,5 mW e 1,2 mW com polarizações aleatórias, segundo informações dos fabricantes. Foram realizadas medidas de intensidade em função do tempo com e sem polarizador na frente do feixe laser. Sem polarizador, foi observado um transiente inicial após o qual a intensidade tende para um valor constante. Com a presença do polarizador, foi observado que a intensidade apresenta um comportamento geral periódico do tipo senoidal com a distância entre os picos de intensidade crescendo exponencialmente com o tempo. Foi proposto que essa variação da intensidade ocorreu devido à variação da polarização do laser, uma instabilidade inerente a sua construção, resultante provavelmente de uma variação do comprimento da cavidade com a temperatura e/ou de competição de modos de oscilação após o processo de amplificação. Analisando com detalhes as medidas de intensidades foi possível propor também que o comportamento do laser apresenta 3 regimes distintos a partir da investigação da evolução temporal das distâncias entre os picos. Um cálculo teórico que levou em conta a variação no comprimento da cavidade com a temperatura foi realizado e comparado com os dados experimentais. Por fim, foi feita uma modelagem teórica levando em conta dois possíveis modos do campo com polarização circular e elíptica saindo da cavidade. Nesse caso os resultados numéricos diferiram um pouco dos experimentais indicando provavelmente que o modelo foi simplificado demais.

Palavras-chave: laser He-Ne. Polarização. Instabilidade. Temperatura. Oscilações.

Polarizador.

ABSTRACT

In this work, we investigated the instability of the polarization of He-Ne lasers seeking to characterize and understand the mechanisms behind this behavior. The He-Ne laser was the second demonstrated and created in history and the first to have a gaseous active medium and also to operate in continuous mode. It is a 4-level laser with emission around 632.8 nm, resulting from the amplification of stimulated emission produced by Ne atoms. In experiments two commercial He-Ne lasers with nominal power of 0.5 mW and 1.2 mW and with random polarizations were used, according to manufacturers' information. Measures of intensity versus time with and without a polarizer in front of the laser beam were performed. Without polarizer was observed an initial transient after which the intensity tends to a constant value. With the presence of the polarizer, it was observed that the intensity has a generally sinusoidal periodic behavior and the distance between the peaks of intensity increases exponentially with time. It has been proposed that the intensity variation was due to variation of the polarization of the laser, instability inherent to its construction, probably resulting from a variation in the cavity length with temperature and / or competition among modes of oscillation after the amplification process. Analyzing in detail the measures of intensities was also possible to propose that the behavior of the laser presents three distinct features from the investigation of the temporal evolution of the distances between the peaks. A theoretical calculation that took into account the variation in cavity length with temperature was carried out and compared with experimental data. Finally, a theoretical modeling was done taking into account two possible modes of the field with circular and elliptical polarizations out of the cavity. In this case the numerical results differed somewhat from the experimental results probably indicating that the model was oversimplified.

Keywords: laser He-Ne. Polarization. Instability. Temperature. Oscillations. Polarizer.

SUMÁRIO

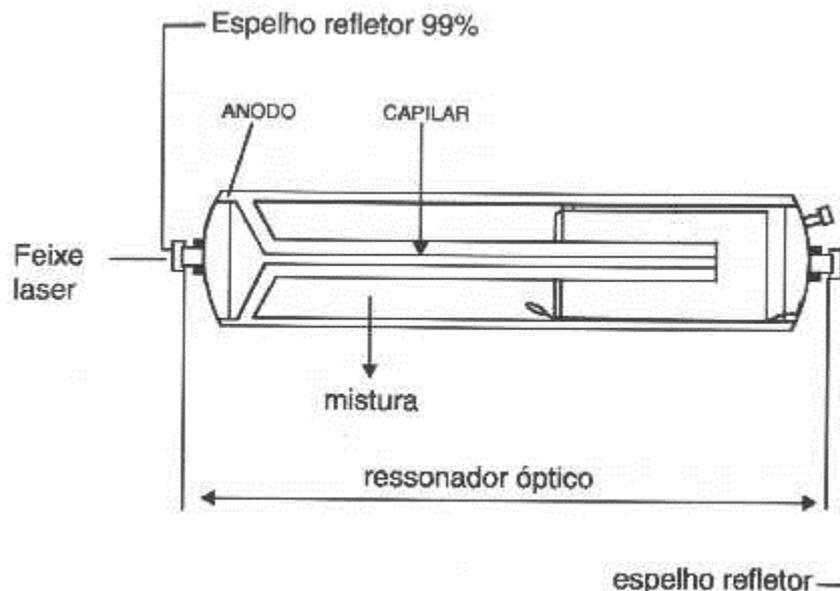
1	INTRODUÇÃO.....	8
1.1	A luz laser.....	8
1.2	A luz e o seu estado de polarização.....	9
1.3	Abordagem quantitativa dos estados de polarização.....	11
1.4	Obtendo luz polarizada.....	14
1.5	Preâmbulo dos capítulos seguintes.....	16
2	MATERIAIS, METODOS E RESULTADOS.....	18
2.1	Aparato, testes e normalização.....	18
2.1.1	Aparato experimental.....	18
2.1.2	Processo de normalização das medidas.....	22
2.2	Medidas de intensidade no tempo.....	22
2.3	Resultados experimentais.....	28
2.4	Proposta numérica.....	36
3	CONCLUSÕES E PESPECTIVAS.....	44
	REFERÊNCIAS.....	46
	APÊNDICE A- programa que analisa o alargamento dos períodos.....	48
	APÊNDICE B- Simulação de uma polarização circular.....	51
	APÊNDICE C- Simulação de uma polarização elíptica.....	53

1 INTRODUÇÃO

1.1 A luz laser

Desenvolvido no início da segunda metade do século XX, o laser é uma fonte de luz especial por ser coerente, quase monocromática e colimada, podendo possuir momento angular de spin e/ou momento angular orbital [1-4] e seu nome representa seu conceito básico: (L.A.S.E.R.) "amplificação de luz por emissão estimulada de radiação". Todo e qualquer laser é representado basicamente pela cavidade laser, ou cavidade ressonante, que por sua vez é composta por um par de espelhos alinhados e um meio material ativo, ou meio de ganho, localizado entre esses espelhos. Esse meio ativo deve ser excitado para que se inicie o processo de emissão espontânea e em seguida o processo de emissão estimulada, gerando uma amplificação da luz. Contudo essa amplificação só poderá ocorrer se um dos espelhos for 100% refletor e o outro aproximadamente 99% refletor. Vejamos abaixo uma ilustração:

Figura 1 - Estrutura de uma cavidade laser tipo He-Ne, mostrando os espelhos e a mistura de gases.



Fonte: <http://www.forp.usp.br/restauradora/laser/fisica.html>

Apesar desta descrição simplificada, o laser possui uma grande variedade com relação à engenharia dos espelhos e também a respeito dos diversos meios ativos, que são divididos em: sólidos (geralmente cristais), e gases (puros ou misturados). Determinar quais são as melhores substâncias para serem usadas como meios ativos e desenvolver o melhor método de

excitação de cada uma delas foram os grandes desafios encontrados no desenvolvimento do laser.

Devido a sua estrutura bem definida os cristais foram os primeiros a serem estudados, dessa forma, Theodore Maiman escolheu o ruby como meio ativo e teve sucesso ao gerar luz laser pulsada. Em seguida Alin Javan e et al [2], utilizaram uma mistura de gases de Hélio e Neônio, também obtiveram sucesso ao gerar, através de um gás, uma radiação contínua de 1153 nm de comprimento de onda. Ainda não se utilizava o conceito de laser, o artigo citado dava referência ao maser óptico (M.A.S.E.R.: "Amplificação de Micro-ondas por Emissão Estimulada de Radiação") posteriormente chamado de laser [6].

Após algumas evoluções nos processos de alinhamento, excitação do meio ativo e construção da cavidade ressonante, Alin Java et al construíram o primeiro laser He-Ne que emitia luz em 632,8 nm. Com o passar do tempo o laser He-Ne foi amplamente utilizado em demonstrações em sala de aula, experimentos de laboratório, em holografia, medicina e alinhamento de construção [6]. Apesar de sua ampla aplicação, o laser He-Ne possui algumas limitações como a instabilidade do seu estado de polarização que pode ser corrigido quando é aplicado um campo magnético longitudinal ou transversal à cavidade ressonante para obter um estado de polarização linear estável [7-11]. No presente trabalho investigamos as fronteiras da instabilidade, ou seja, o quanto o estado de polarização é instável. Sendo esse classificado como aleatório, pelo fabricante, por não ser bem definido. Contudo encontramos algumas regularidades. Esperamos que uma compreensão adequada possa propor novas aplicações utilizando essa natureza instável. A seguir faremos uma revisão das propriedades e características da luz laser, com ênfase naquelas com maior pertinência com este trabalho.

1.2 A luz e o seu estado de polarização

O estudo completo da luz laser, radiação eletromagnética, é bem conhecido quando podemos determinar sua energia, momento linear, momento angular orbital (intrínseco) e momento angular de spin (intrínseco), coerência espacial e temporal.

Neste trabalho iremos abordar exclusivamente o momento angular de spin, buscando descrever seu comportamento relacionando-o com a fonte de luz, em particular para a luz laser produzida por uma mistura de gás Hélio e Neônio (laser: He-Ne).

Iniciaremos nossa abordagem partindo das equações de Maxwell na matéria [12-14], sem carga livre e sem corrente:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad \text{Lei de Coulomb (1)}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{Lei de Amperè (2)}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{(ausência do monopólo magnético) (3)}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu\epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{Lei de Faraday (4)}$$

Dessa forma podemos escrever a equação de onda do vetor campo elétrico, como sendo:

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \quad (5)$$

A equação que rege o vetor campo magnético é análoga, porém nossa descrição será feita em referência ao campo elétrico. A solução de uma equação de onda deve ser escrita em termos de funções periódicas como seno e cosseno, tomando algumas considerações, temos:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \quad (6)$$

Onde \vec{r} é o vetor deslocamento e \vec{k} é o vetor de onda, ou em módulo o número de ondas e ω é a frequência angular. O produto interno $\vec{k} \cdot \vec{r}$ representa a fase da onda, que é responsável pela coerência temporal da luz, ou seja, sendo a fase da onda constante, temos que o vetor campo elétrico possui o mesmo estado em dois pontos ao longo da direção de propagação, separados por um múltiplo do comprimento de onda.

Quando conhecemos os campos elétricos e magnéticos podemos obter o momento linear (7) e a densidade de momento angular (8), dados por:

$$\vec{p} = \epsilon \vec{E} \times \vec{B} \quad (7)$$

$$\vec{J}_m = \vec{r} \times \vec{p} \quad (8)$$

Através da densidade de momento angular podemos obter o momento angular total, sendo este composto pelo momento angular intrínseco devido ao estado de polarização e pelo

momento angular orbital que é dependente da distribuição espacial do vetor de Poynting que representa o campo eletromagnético.

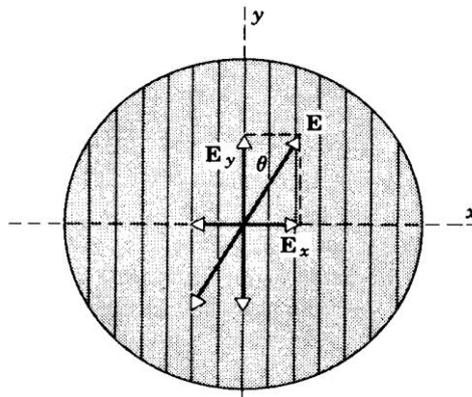
$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (9)$$

Onde \vec{S} é o vetor de Poynting e sua norma representa a densidade de energia eletromagnética. É fácil perceber que não existe momento angular orbital quando o vetor de Poynting está na direção de propagação \hat{z} (considerando o plano $\hat{x}\hat{y}$ sendo transversal).

1.3 Abordagem quantitativa dos estados de polarização

Faremos agora uma abordagem quantitativa dos estados de polarização da luz [14-16]. Para isso, iremos considerar que qualquer estado de polarização pode ser descrito como uma combinação linear entre dois estados ortogonais, de acordo com a figura abaixo:

Figura 2 - Decomposição de um campo elétrico arbitrário, onde a componente y é transmitida e a componente x é absorvida normalmente.



Fonte: David Halliday, Robert Resnick, Física II, Vol. 2, 2nd, Livro Técnico S.A., Rio de Janeiro, 1973.

Sabemos como o campo elétrico se comporta, logo podemos determinar suas componentes ortogonais:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \quad (10)$$

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y \quad (11)$$

$$\vec{E}_x = \vec{E}_{0x} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \quad (12)$$

$$\vec{E}_y = \vec{E}_{0y} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \delta) \quad (13)$$

Onde δ representa a diferença de fase relativa entre as componentes do campo e também é responsável pela coerência espacial da luz, ou seja, para uma diferença de fase constante o vetor campo elétrico possui o mesmo estado em um determinado ponto do plano transversal em qualquer instante de tempo. Podemos dizer que um feixe laser possui uma coerência espacial perfeita quando o vetor campo elétrico descreve uma trajetória fixa, como um círculo de raio constante ou uma elipse de eixos constantes. Dizemos também que a coerência espacial é parcial quando a trajetória é parcialmente prevista e que não existe coerência espacial quando o comportamento do vetor campo elétrico é totalmente imprevisível.

Entretanto a coerência espacial possui uma forte relação com a divergência [17], que é o crescimento da secção transversal do feixe laser. A divergência pode ser abordada para feixe com coerência espacial perfeita ou parcial. Para o primeiro caso, temos a divergência intrínseca que é dada por:

$$\theta_d = \beta \frac{\lambda}{D} \quad (14)$$

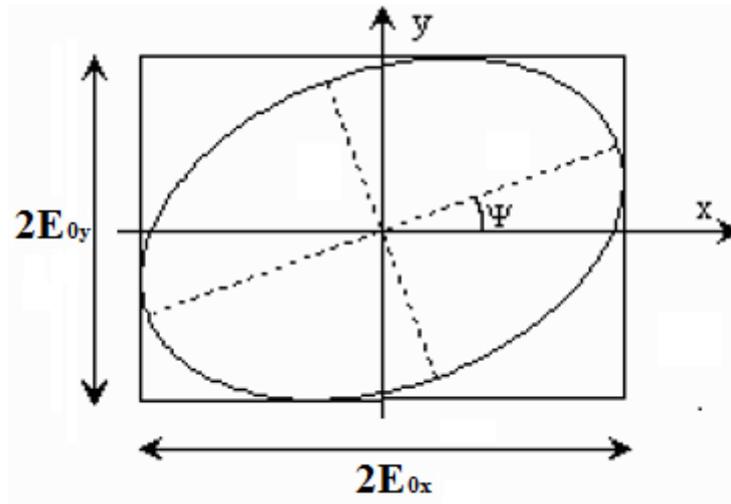
Onde λ é o comprimento de onda, D é o diâmetro do feixe de saída e β é um parâmetro que depende do modo do feixe, para o TEM_{00} , temos $\beta = 1.22$.

Usando as equações (12) e (13) podemos construir uma relação entre as componentes x e y , escrita como:

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}}\right)^2 - 2 \frac{E_x}{E_{0x}} \frac{E_y}{E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (15)$$

Que representa a equação geral de uma elipse, conforme mostrado na Figura 3.

Figura 3 - Representação do estado de polarização elíptico onde os eixos da elipse não coincidem com os eixos x e y do referencial adotado.



Fonte: M. Born e E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press, Oxford, 1993.

Podemos relacionar o ângulo de rotação ψ em relação ao eixo x, com a diferença de fase δ [18], por:

$$\tan 2\psi = \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \cos \delta \quad (16)$$

Para o caso da diferença de fase ser $\delta = \pi/2 + n\pi$, teremos uma elipse onde seus eixos coincidem com os eixos x e y, logo teremos a seguinte equação:

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} = 1 \quad (17)$$

Considerando o caso de mesma amplitude, obtemos a polarização circular:

$$E_x^2 + E_y^2 = 1 \quad (18)$$

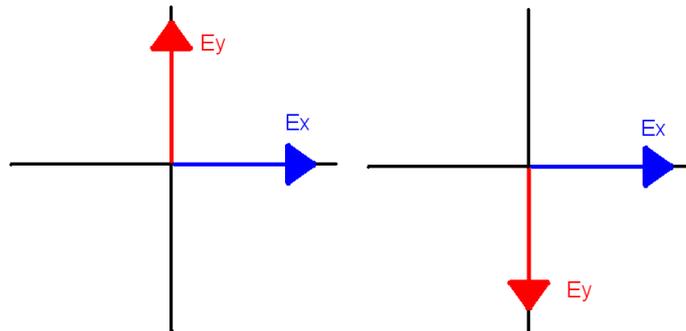
Por fim, podemos obter o estado de polarização linear partindo da equação geral, escolhendo uma diferença de fase de $\delta = 0$, ou $\delta = \pi$ (ver Figura 4), logo:

$$\delta = 0 \Rightarrow E_y = \frac{E_{0y}}{E_{0x}} E_x \quad (19)$$

Ou

$$\delta = \pi \Rightarrow E_y = -\frac{E_{0y}}{E_{0x}} E_x \quad (20)$$

Figura 4 - Representação de dois estado linearmente polarizados e ortogonais entre si. O primeiro da esquerda para direita está orientado a 45° graus do eixo x e o segundo esta a 315° .



Fonte: Autor, 2013.

Dessa forma descrevemos os possíveis estados de uma luz completamente polarizada. Iremos discutir adiante como obter uma luz completamente polarizada a partir de uma fonte de luz não-polarizada ou parcialmente polarizada.

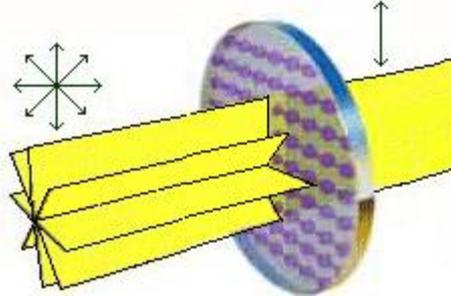
1.4 Obtendo luz polarizada

Polarizador

Até agora descrevemos os graus de polarização da luz e os estados de uma luz polarizada. Agora iremos descrever como obter um estado completamente polarizado a partir de um estado não-polarizado ou parcialmente polarizado. Tal transformação no grau de polarização pode ser facilmente alcançada utilizando-se um seletor de apenas um estado, ou seja, um filtro de polarização que também é chamado de polarizador ou polaroide (quando constituído de um polímero).

Um polarizador, em geral é constituído de um polímero ou de um cristal dicroico, e sua função como já mencionada se resume em absorver parte da luz, deixando passar apenas um estado conforme exibido na Figura 5.

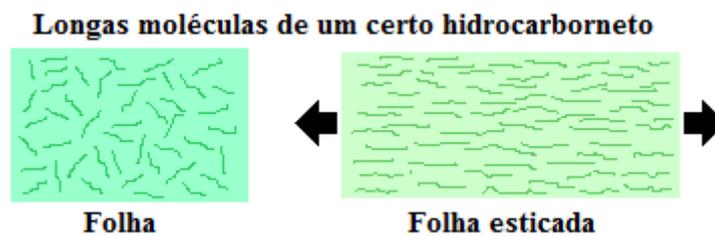
Figura 5 - Ilustração do funcionamento de um polarizador, mostrando que todas as componentes do campo elétrico alinhadas às moléculas, são absorvidas e só as componentes perpendiculares são transmitidas. Desta forma construímos um estado linearmente polarizado.



Fonte: <http://www.seara.ufc.br/tintim/fisica/polarizacao/polarizacao4.htm>

Para o caso de um polímero, temos um processo de alinhamento (ver Figura 6) em suas moléculas e análogo ao caso acima, o polímero obterá a sua direção de polarização ortogonal ao alinhamento de suas moléculas.

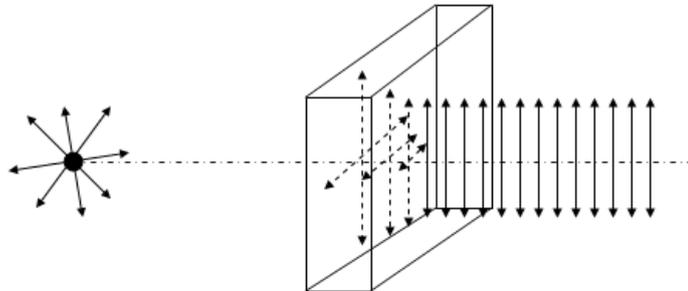
Figura 6 - Processo de alongamento de uma folha de plástico tornando suas moléculas alinhadas em uma direção ortogonal a de polarização.



Fonte: <http://www.seara.ufc.br/tintim/fisica/polarizacao/polarizacao4.htm>

Para o caso de um cristal dicroico temos que um índice de absorção é muito elevado em uma determinada direção, deixando que a luz atravesse apenas na direção ortogonal, onde o índice de absorção é menor ou quase desprezível (ver Figura 7).

Figura 7 - Ilustração da absorção num cristal dicróico dependente da direção, onde uma direção absorve praticamente todos os campos elétricos alinhados à mesma. Já na direção ortogonal praticamente não ocorre absorção.



Fonte: Autor, 2012.

A lei de Malus

Sabemos que uma luz natural se torna polarizada ao passar por um polarizador, mas o que acontecerá com essa luz ao passar por um segundo polarizador é descrito pela lei de Malus, que é dada por:

$$I = I_0 \cos^2 \theta \quad (21)$$

Onde I é a intensidade do feixe polarizado saindo do segundo polarizador, I_0 é a intensidade do feixe que emerge do primeiro polarizador e incide no segundo e θ é o ângulo entre as direções de polarização. Podemos notar, a partir da Eq. (2), que se os dois polarizadores estiverem perpendiculares $\theta = \pi/2$, teremos a extinção da luz e se os mesmos estiverem em paralelo ($\theta = 0^\circ$), não teremos redução da intensidade do feixe.

1.4 Preâmbulo dos capítulos seguintes

Esta dissertação foi dividida em três capítulos. Iniciamos com uma curta e objetiva revisão da polarização da luz. Em seguida apresentaremos o aparato e discutiremos alguns testes, bem como referências de como coletamos os dados. Por fim, mostraremos as investigações e as análises dos dados experimentais e classificaremos toda a instabilidade em duas situações distintas. A primeira sendo integralmente experimental e uma segunda, considerando dados experimentais e simulações. Na primeira situação realizamos uma série de experimentos medindo a intensidade do laser após atravessar um polarizador, onde variamos a orientação deste em cada caso. Construímos os gráficos de cada medida e

observamos rápidas oscilações na intensidade do feixe coletado pelo fotodetector. Através da linguagem FORTRAN, estudamos o comportamento dessas oscilações que como será mostrado, essas oscilações rápidas vão se tornando mais lentas num ritmo predominantemente exponencial. Existem muito indícios que esta instabilidade é causada, em grande parte, pelo aquecimento do gás e da cavidade laser. Com isso, realizamos uma medida longa (22horas) da intensidade do laser e também da temperatura da cavidade. Interpolando as medidas em um único gráfico concluímos que instabilidade possui dois regimes de comportamento. O primeiro é regido por uma exponencial na fase de aquecimento (fora do equilíbrio térmico) e o segundo encontra-se no equilíbrio térmico e sendo classificado simplesmente como irregular. Desmembrando a instabilidade em duas, resolvemos nos focar apenas na primeira no presente trabalho.

Abordaremos características específicas que variaram de acordo com a orientação do polarizador. Para tal estudo criamos uma simulação do que pode estar ocorrendo no interior da cavidade. Simulamos que a radiação emitida pelo laser é uma combinação de dois campos circularmente e elipticamente polarizados, onde os seus sentidos seriam opostos, ou seja, um no sentido horário e o outro no anti-horário. Tratamos os dados gerados e comparamos com os dados experimentais, obtendo um comportamento semelhante. Por se tratar de uma simulação podemos afirmar que essa simulação é um forte indicativo para avançarmos os estudos sobre a instabilidade do estado de polarização. Encerramos o trabalho apresentando as conclusões e nossas perspectivas tanto para compreender mais a instabilidade como também para realizamos futuras aplicações do laser He-Ne como semente aleatória seminatural, possível criptografia de informação através da polarização.

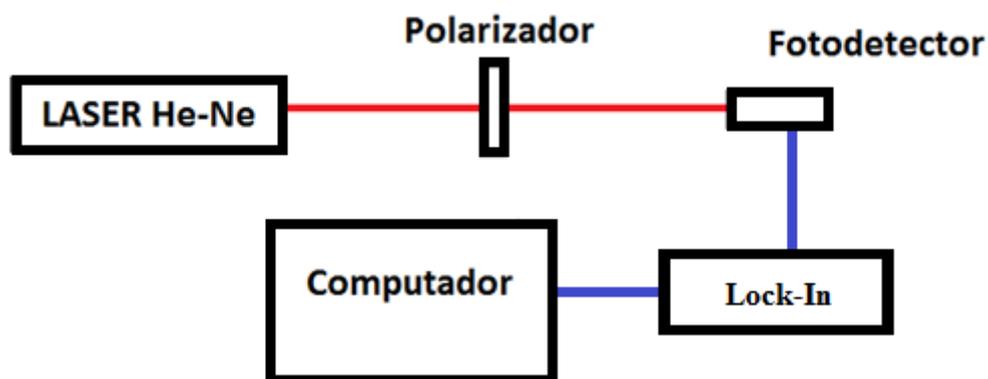
2 MATERIAIS, METODOS E RESULTADOS

2.1 Aparato, testes e normalização

2.1.1 Aparato Experimental

O aparato experimental foi composto por um laser He-Ne (comercial classe 1 de potência de pico de 0,5 mW e comprimento de onda de 632,8nm) que teve seu feixe incidido em um polarizador (tipo polaróide) devidamente orientado por um suporte (com graduação 100°:-100°; 2° resolução) e novamente incidido em um fotodetector de silício (resposta linear: 0-45 mW), através do qual o sinal foi enviado a um computador através do lock-in e da placa de interface. O aparato é ilustrado na figura 8. O laser de He-Ne é um laser de quatro níveis e o diagrama de energia simplificado é mostrado na Figura 9.

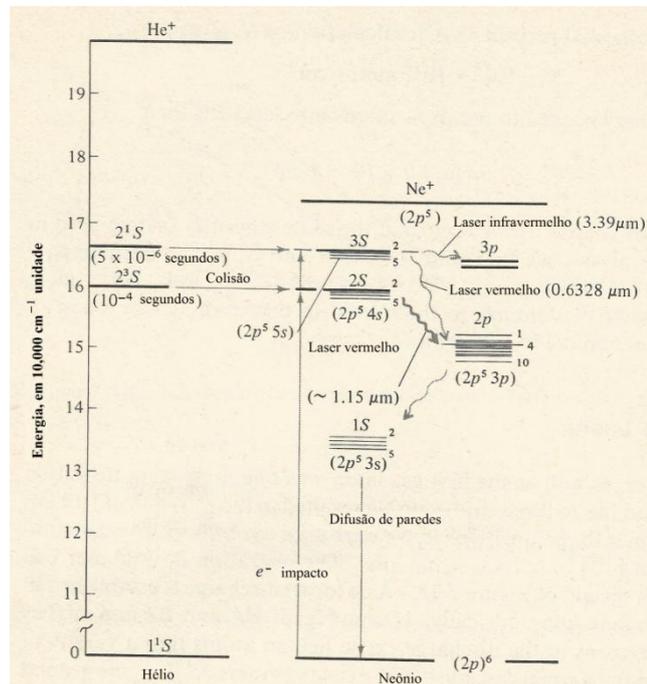
Figura 8 - Aparato experimental composto por laser He-Ne, um polarizador e um fotodetector devidamente alinhados. As informações de intensidade no tempo são transmitidas do fotodetector para um computador através do Lock-In.



Fonte: Autor, 2013.

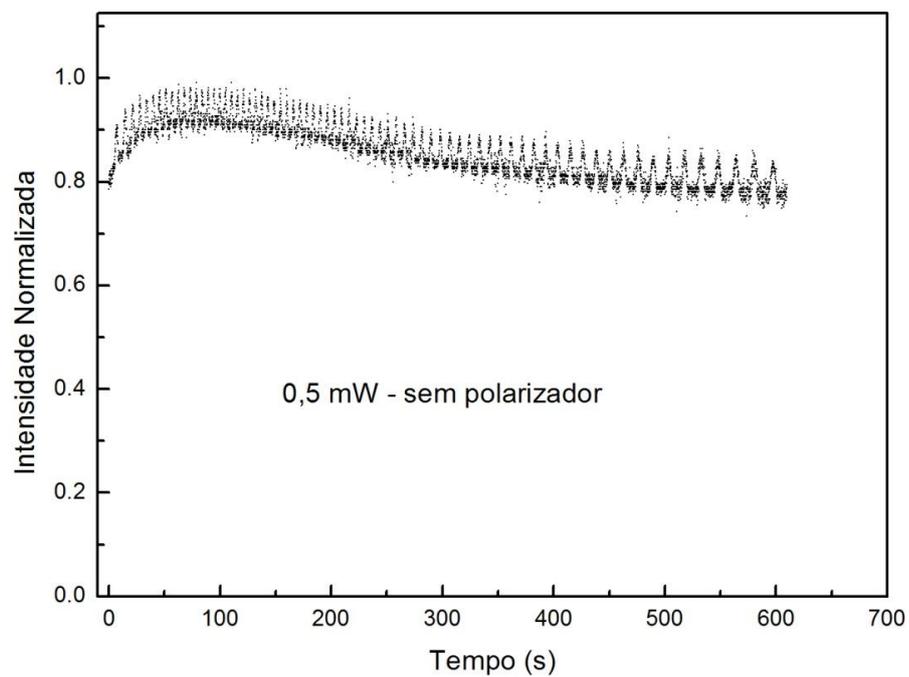
Antes de proceder com as medidas de intensidade em função do tempo, para diferentes ângulos de polarização, foram realizadas medidas com e sem polarizador, com o feixe expandido (~ 1,5 cm de diâmetro) usando dois lasers de He-Ne com potências de 0,5 mW e 1,2 mW objetivando investigar possíveis contribuições de efeitos térmicos produzidos pelo feixe laser sobre o polaróide. A ideia foi expandir os feixes, reduzindo assim a intensidade, e mostrar que a oscilação de intensidade persiste resultante apenas da oscilação da polarização do laser de He-Ne e não de efeitos térmicos. Nas Figuras 10 e 11 são apresentadas as intensidades em função do tempo para medidas sem o polarizador.

Figura 9 - Diagrama de energia simplificado para o laser He-Ne.



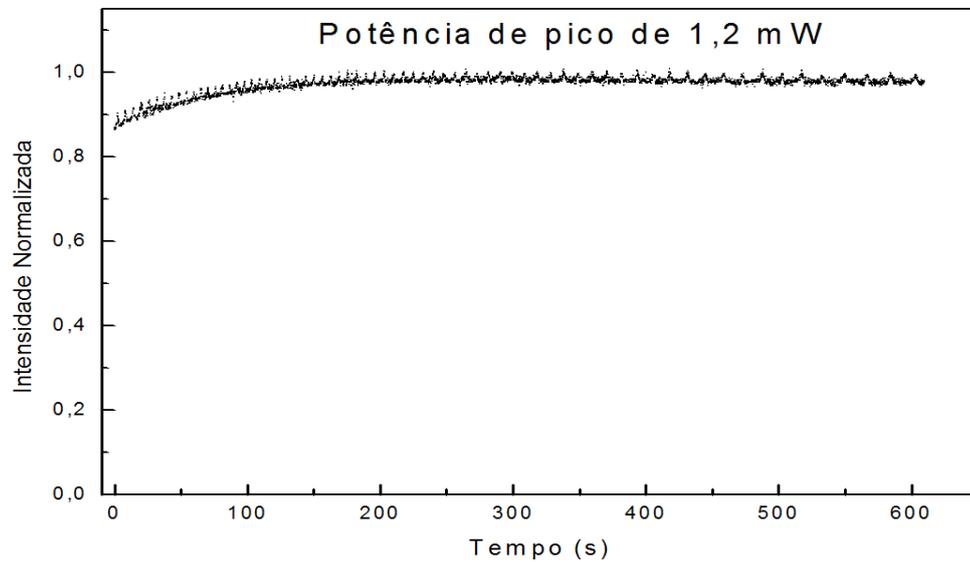
Fonte: Yariv, A., Optical electronics, 3 ed., New York: CBS College Publishing, 1985.

Figura 10 - Intensidade em função do tempo para um feixe de laser He-Ne expandido com potência de 0,5 mW sem polarizador.



Fonte: Autor, 2013.

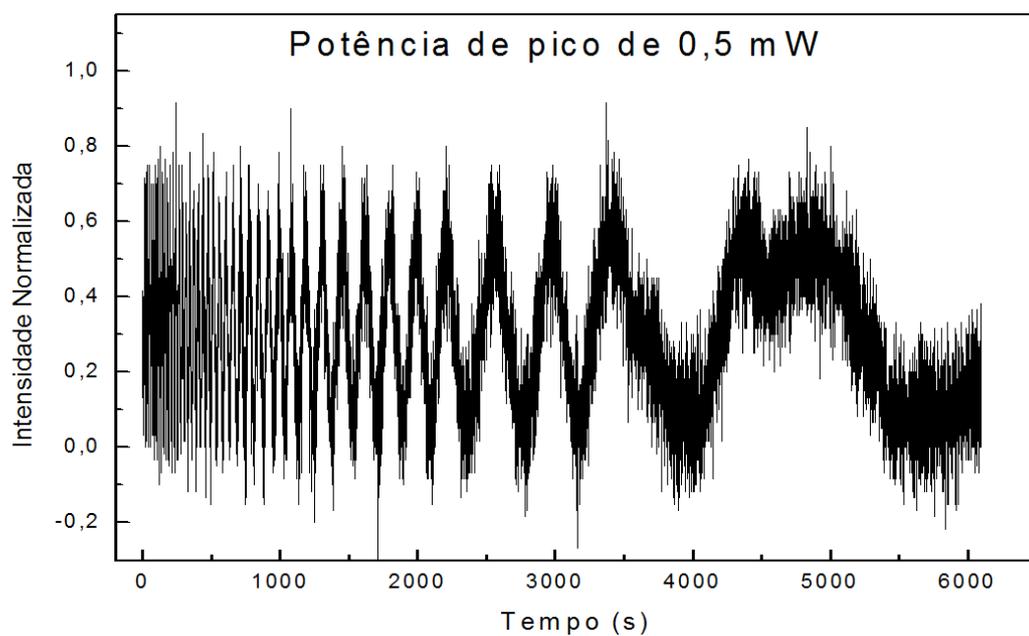
Figura 11 - Intensidade em função do tempo para um feixe de laser He-Ne expandido com potência de 1,2 mW sem polarizador.



Fonte: Autor, 2013.

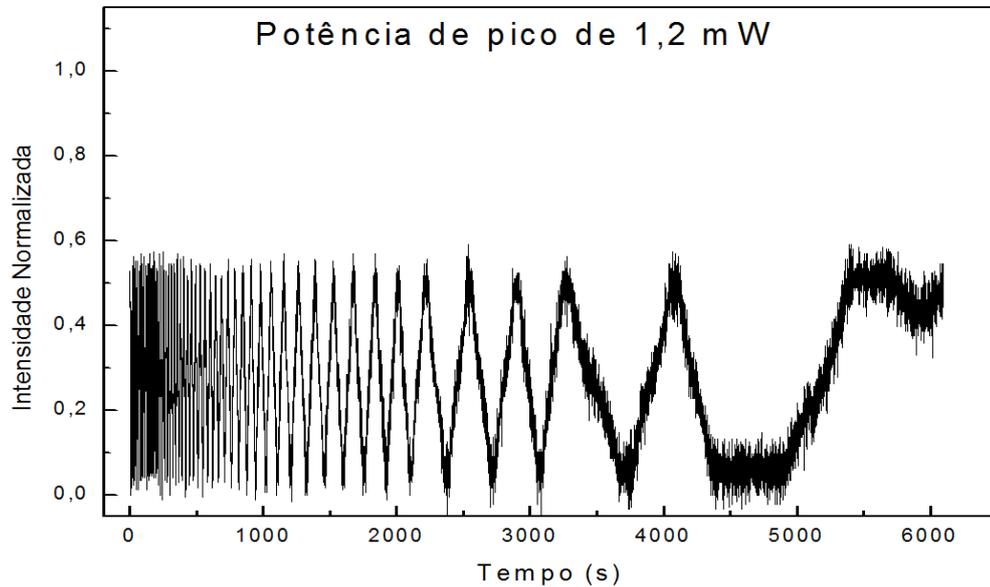
Nas Figuras 12 e 13 são apresentadas as intensidades em função do tempo para medidas com o polarizador.

Figura 12 - Intensidade em função do tempo para um feixe de laser He-Ne expandido com potência de 0,5 mW com polarizador.



Fonte: Autor, 2013.

Figura 13 - Intensidade em função do tempo para um feixe de laser He-Ne expandido com potência de 1,2 mW com polarizador.



Fonte: Autor, 2013.

Verificamos através das figuras 10 e 11 que tanto o laser de potencia de 0,5 mW quanto o de 1,2 mW passa por um processo de estabilização, após certo tempo, de intensidade onde podemos observar que:

- O laser de 0,5 mW é mais lento que o de 1,2 mW para estabilizar a intensidade média;
- O laser de 0,5 mW possui maior ruído que o de 1,2 mW a respeito da intensidade instantânea;

Apesar de o laser de maior potência apresentar sua intensidade bem definida, escolhemos o laser de menor potência para realizar as medidas para prevenir possíveis efeitos térmicos sobre o polaroide.

As figuras 12 e 13 mostram os resultados das medidas com o feixe laser expandido por uma lente e com polarizador e observamos a instabilidade da intensidade nos dois casos, resultante da variação da polarização do campo elétrico com o tempo. Dessa forma podem ser descartados possíveis efeitos térmicos sobre o polaroide que pudessem resultar na variação da polarização.

2.1.2 Processo de Normalização das medidas

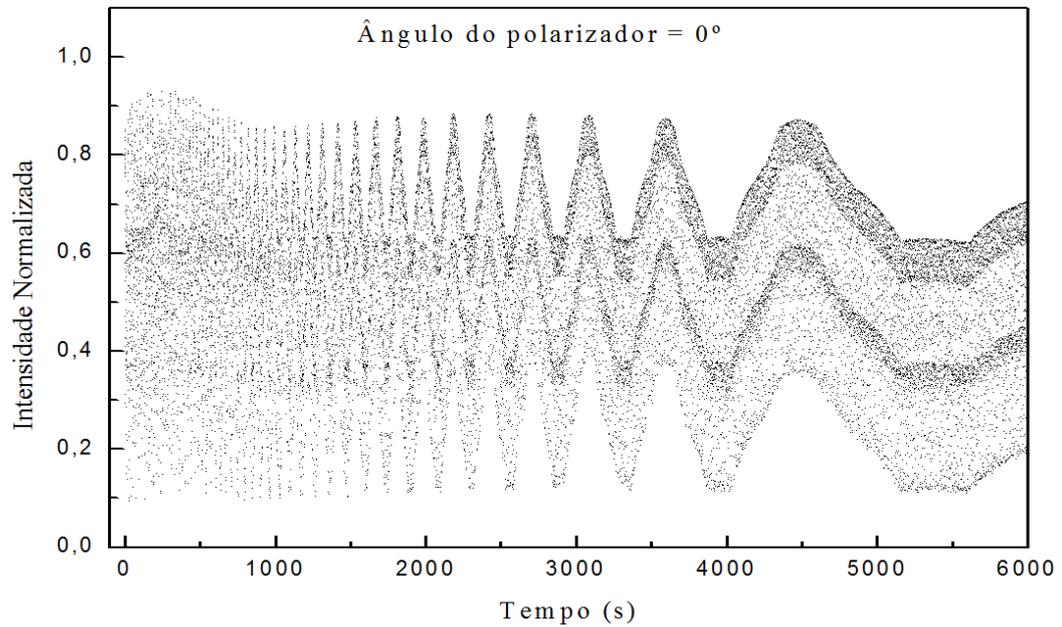
Após uma série de medidas variando o ângulo de orientação do polarizador de 0 até 80 graus, num intervalo de 10 graus sob as mesmas condições externas, foi verificada a menor intensidade numa perspectiva global, ou seja, dentro dos dez conjuntos de medidas. Tal medida de intensidade corresponde à intensidade da radiação de fundo. Desta forma atribuímos essa intensidade mínima como sendo 0,0. Para o caso do valor máximo como sendo 1,0 foi utilizada a maior intensidade medida na configuração do aparato com o polarizador.

Sendo assim, utilizamos um único par de intensidades mínima e máxima para normalizar todos os conjuntos de medidas, pois desta forma podemos comparar os casos de forma consistente.

2.2 Medidas da intensidade no tempo

Como já mencionado, todas as medidas foram realizadas variando apenas o ângulo de orientação do polarizador. Construímos um gráfico de Intensidade Normalizada (variando de 0,0 até 1,0) em função do tempo (variando de 0.0 até 6000 segundos) para cada conjunto de medidas, sempre ligando o laser no instante 0,0 segundos. O intervalo para cada medida foi 100ms. Iremos denominar a grandeza A_p como sendo: “ângulo de orientação do polarizador”. Desta forma seguiremos em uma sequencia crescente de 0 até 80 graus. Abaixo apresentamos os dados da intensidade em função do tempo para o caso em que o ângulo de orientação do polarizador foi 0° .

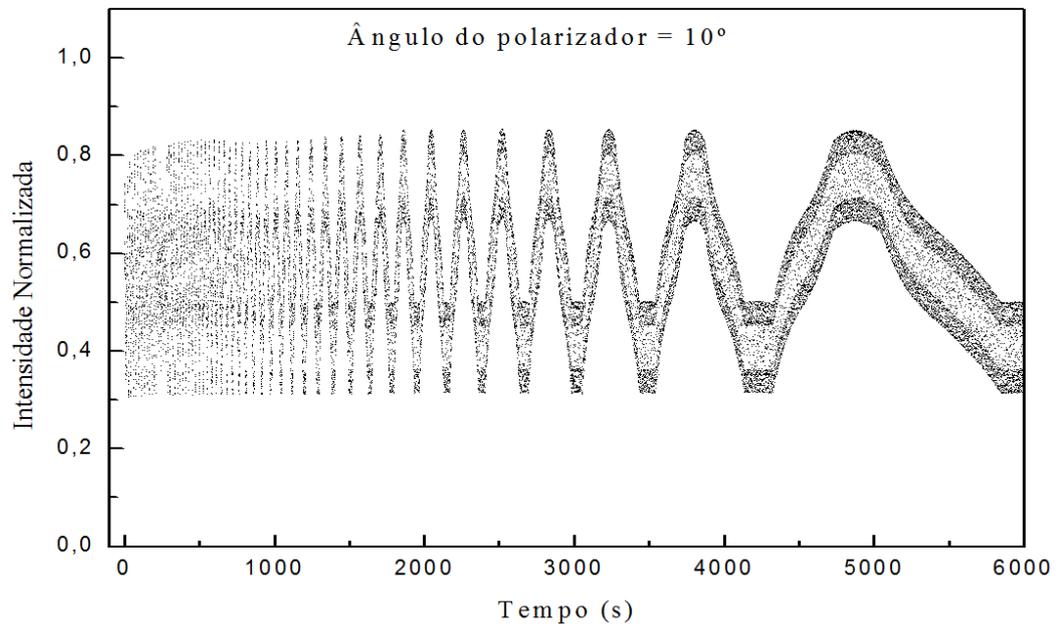
Figura 14 - Intensidade em função do tempo para o caso em que o polarizador está orientado em 0° graus.



Fonte: Autor, 2012.

Podemos observar que o valor da intensidade sofre uma oscilação entre 0,1 e 0,9 ,onde a frequência das oscilações é reduzida no decorrer do tempo. Curiosamente para o caso θ de 10 graus, as oscilações ocorrem num intervalo de intensidade em torno de 0,3 e 0,7, em outras palavras temos uma redução na amplitude de oscilação, como podemos observar na figura abaixo.

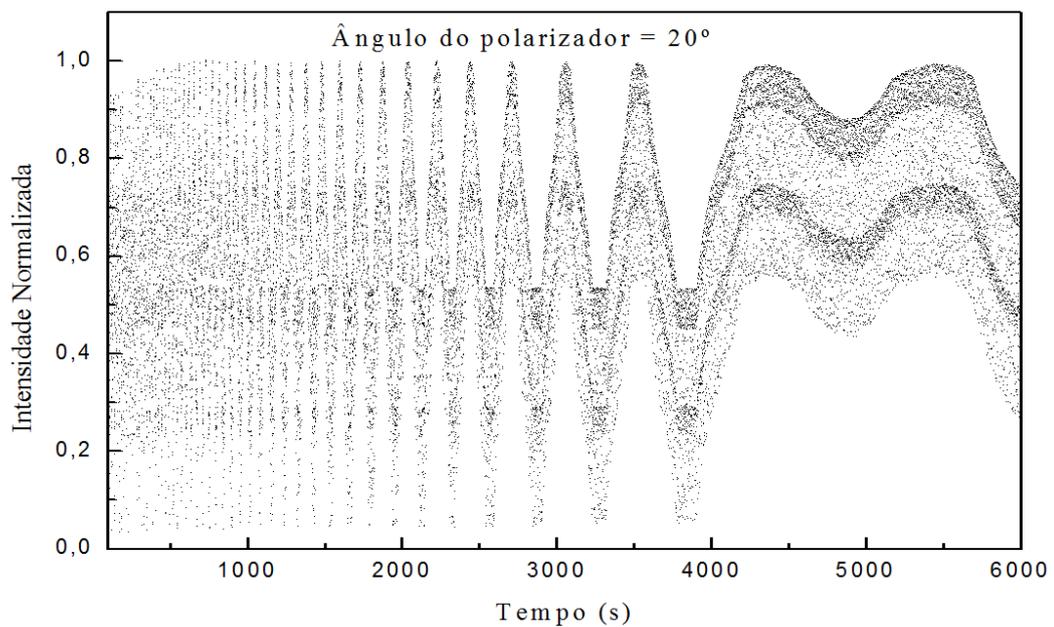
Figura 15 - Intensidade em função do tempo para o caso em que o polarizador está orientado em 10 graus.



Fonte: Autor, 2012.

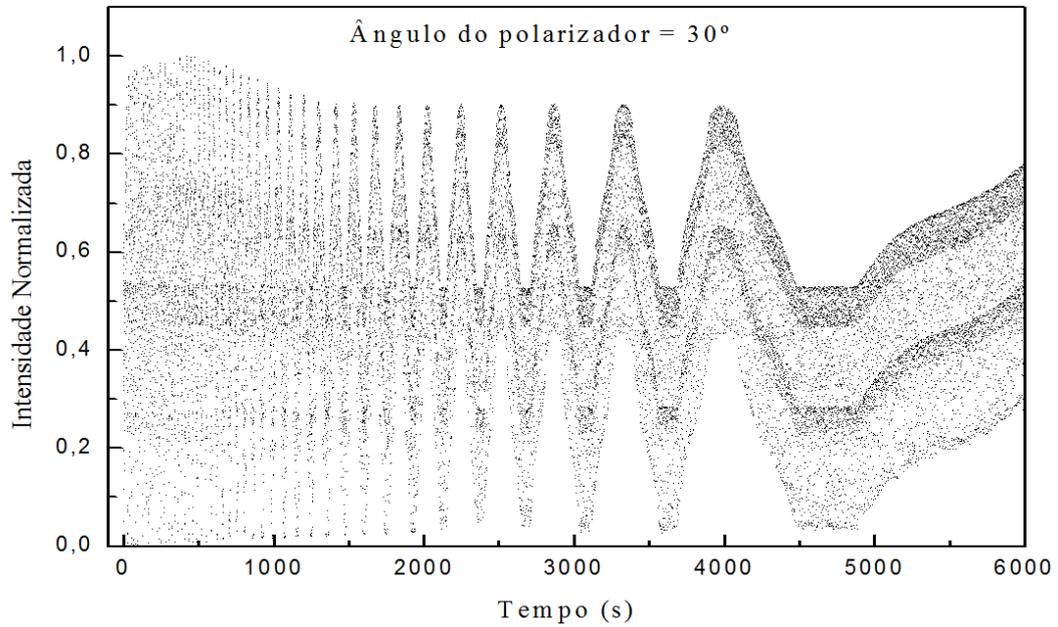
Vamos apresentar agora os demais casos, onde o ângulo do polarizador varia entre 20 até 80 graus.

Figura 16 - Intensidade em função do tempo para o caso em que o polarizador está orientado em 20 graus.



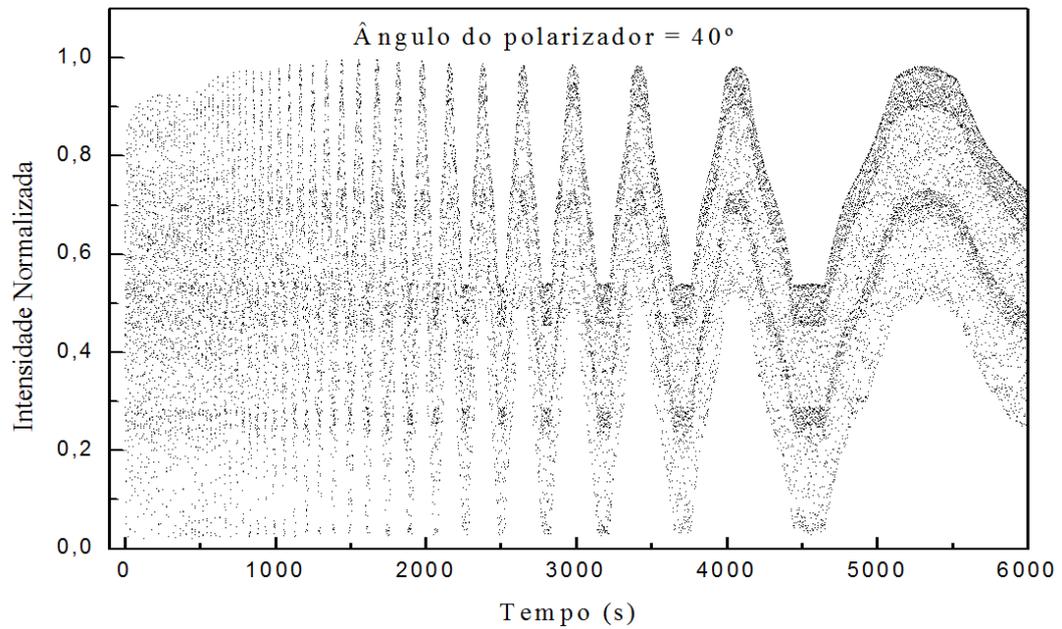
Fonte: Autor, 2012.

Figura 17 - Intensidade em função do tempo para o caso em que o polarizador está orientado em 30 graus.



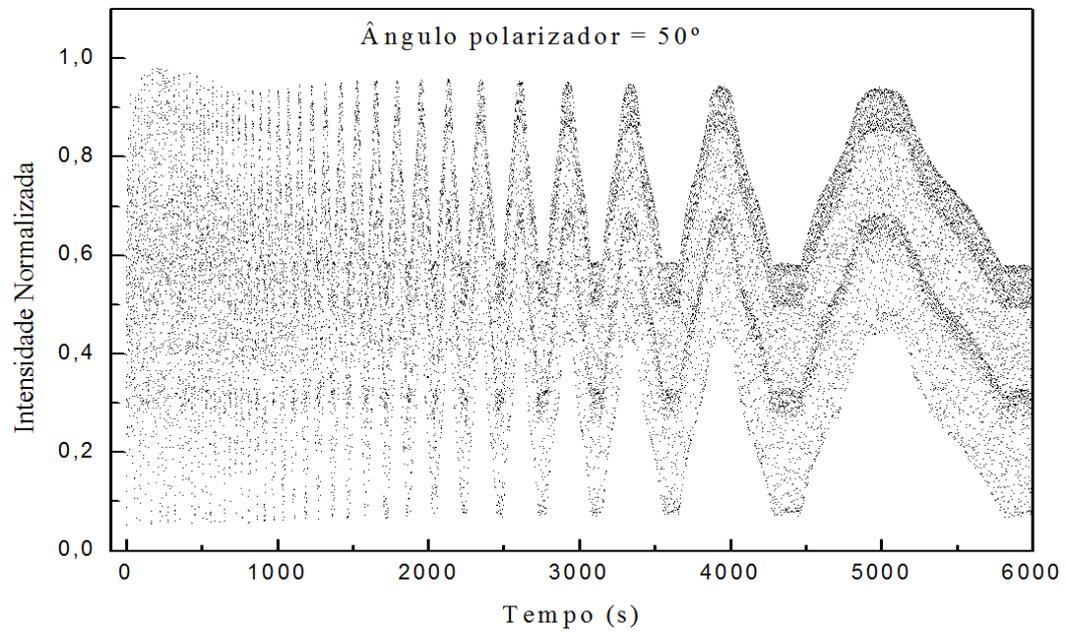
Fonte: Autor, 2012.

Figura 18 - Intensidade em função do tempo para o caso em que o polarizador está orientado em 40 graus.



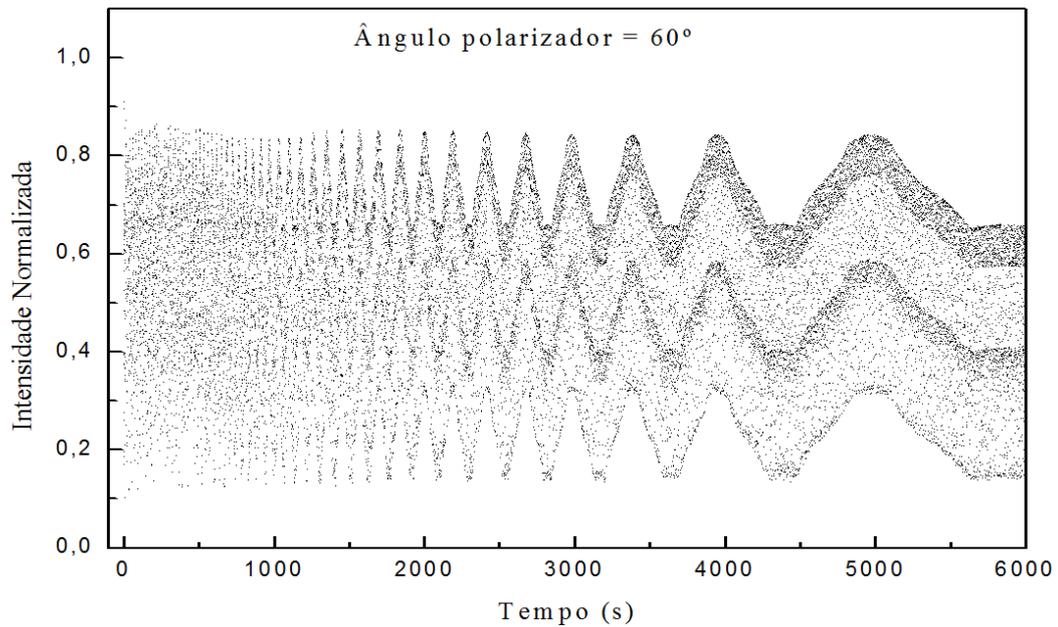
Fonte: Autor, 2012.

Figura 19 - Intensidade em função do tempo para o caso em que o polarizador está orientado em 50 graus.



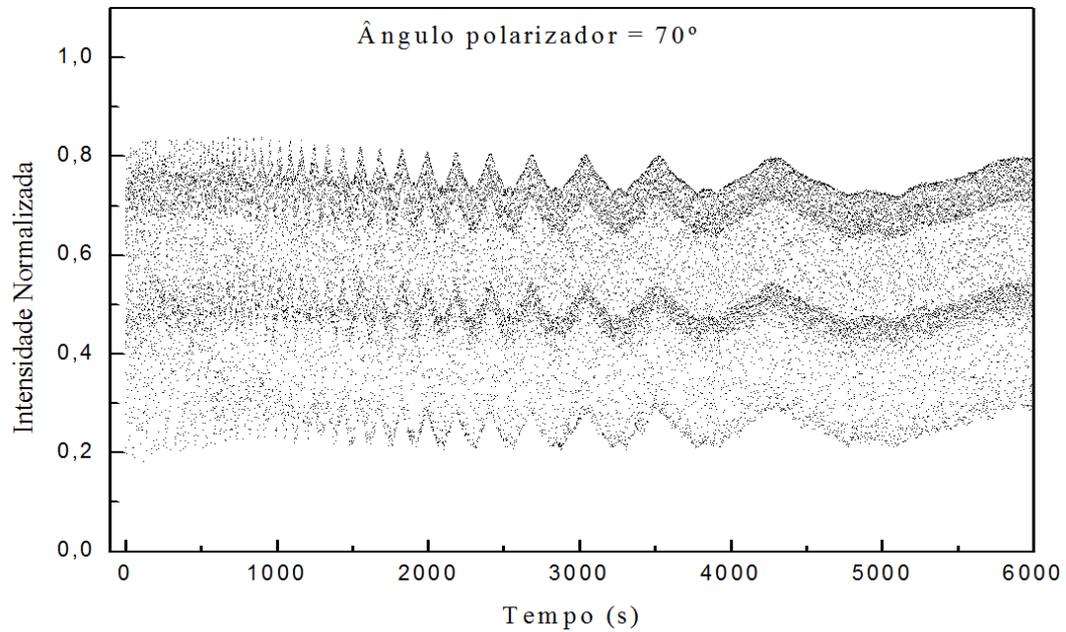
Fonte: Autor, 2012.

Figura 20 - Intensidade em função do tempo para o caso em que o polarizador está orientado em 60 graus.



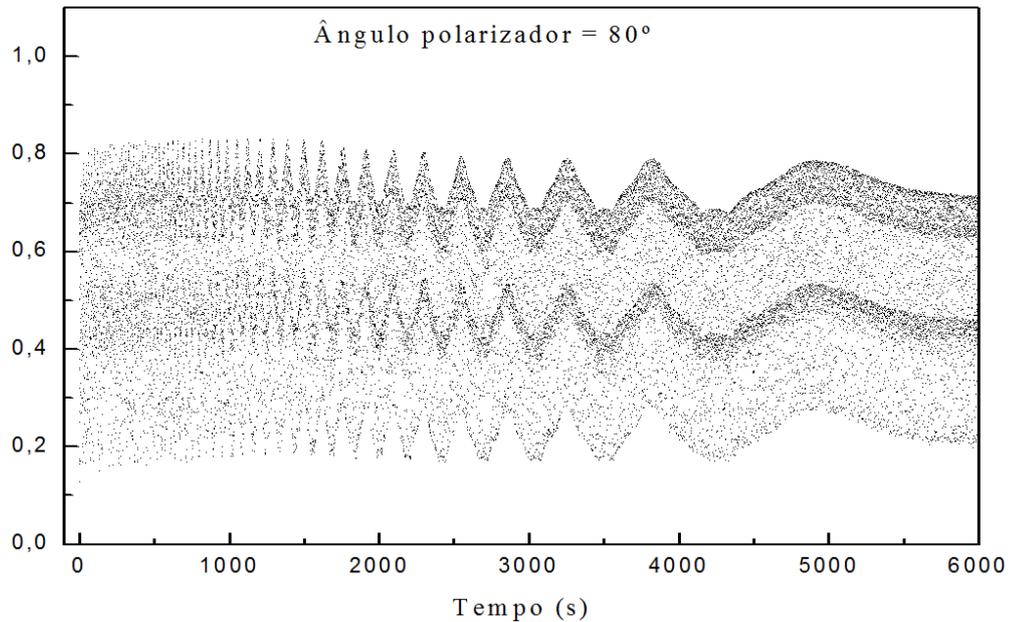
Fonte: Autor, 2012.

Figura 21 - Intensidade em função do tempo para o caso em que o polarizador está orientado em 70 graus.



Fonte: Autor, 2012.

Figura 22 - Temos a Intensidade em função do tempo para o caso em que o polarizador esta orientado em 80 graus.



Fonte: Autor, 2012.

Observando a sequência de gráficos podemos identificar características comuns, como o alargamento dos períodos (redução da frequência de oscilação). Por outro lado podemos

identificar características que variam de acordo com a configuração do polarizador, que são: valor mínimo, *amplitude da intensidade* e *valor da intensidade mínima*. É importante lembrar que em todos os casos apresentados, apenas a orientação do polarizador (ângulo do polarizador-Ap) foi alterada.

2.3 Resultados Experimentais

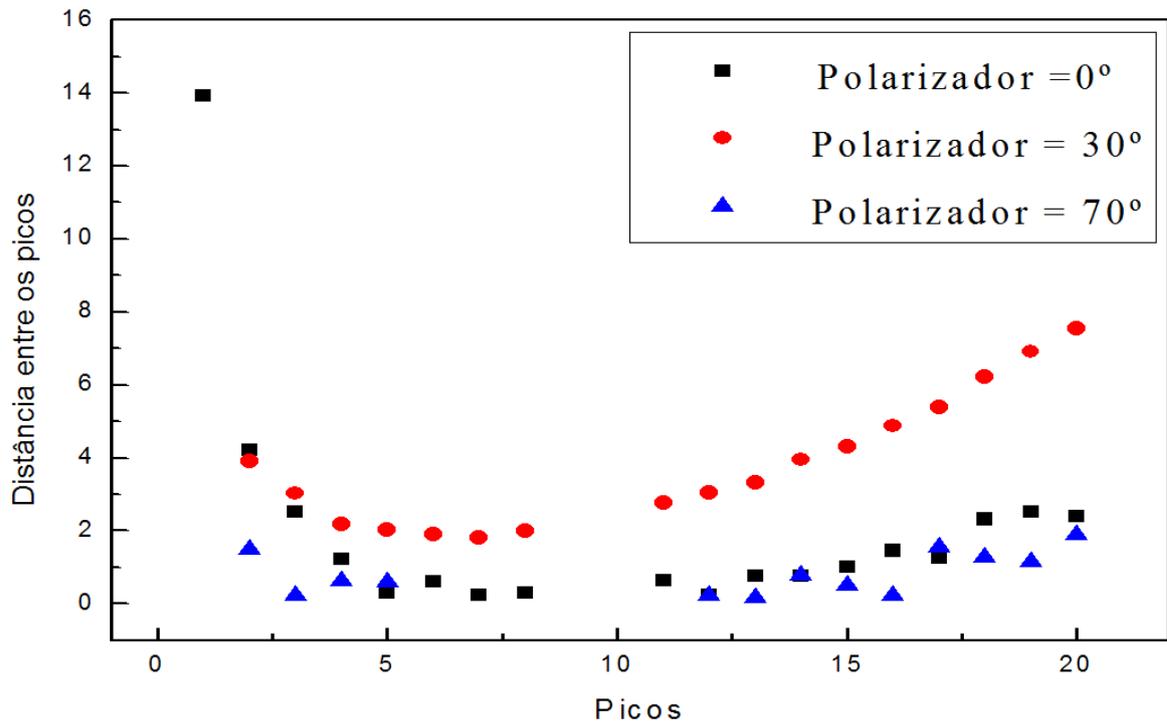
De uma forma geral um laser de gás não possui uma polarização bem definida, e o caso do laser He-Ne não é diferente, para obter um feixe de luz polarizado torna-se necessário utilizar a janela de Brewster, que irá selecionar apenas um estado de polarização.

O fato do feixe, He-Ne, não possuir uma polarização bem definida não surpreende, entretanto, o fato desta polarização, que já não é bem definida, evoluir temporalmente torna esse feixe intrigante, tal comportamento foi mostrado nas figuras da seção 2.2. Na tentativa de descrever a dinâmica do vetor campo elétrico, vamos analisar o alargamento dos períodos que é uma característica comum para qualquer configuração.

Analisando o *alargamento dos períodos*, ou seja, à medida que o tempo evolui o período da próxima oscilação aumenta, ou seja, o período cresce com tempo. Esse alargamento é bem visível quando se observa que as distâncias entre os picos se tornam cada vez maiores. Utilizando a linguagem de programação Fortran foi possível analisar como a distância entre os picos se comporta, ou seja, calculamos a posição média de cada pico e suas respectivas distâncias. As linhas de comando estão apresentadas no apêndice A.

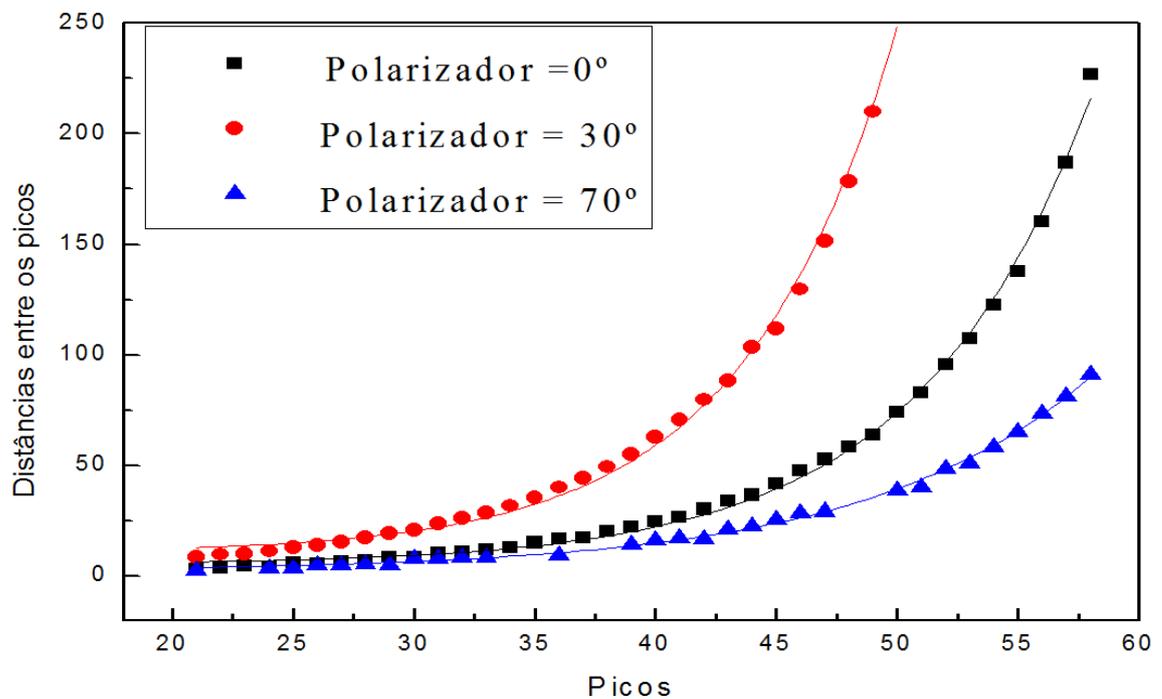
Para cada caso apresentado, na seção 2.2, realizamos uma análise do alargamento dos períodos. Observando que a distância entre os picos aumenta rapidamente em três regimes, onde o primeiro ocorre até por volta de 200 s, o segundo segue até o instante 3000 s. Por fim, o terceiro representa a transição térmica observada na figura 27. Resolvemos apresentar as configurações para o polarizador orientado em 0° , 30° e 70° , eliminando a redundância das demais configurações.

Figura 23 - Distância entre os picos em função da ordem dos picos no primeiro regime.



Fonte: Autor, 2013.

Figura 24 - Distância entre os picos em função da ordem dos picos no segundo regime.



Fonte: Autor, 2013.

As linhas apresentadas representam as curvas teóricas, apresentadas em sequencia 0° na equação (22), 30° na equação (23) e 70° na equação (24):

$$D = a_0 e^{(-p/b_0)} + c_0 \quad (22)$$

Onde $a_0 = 0,06246 \pm 0,01021$, $b_0 = -7,13691 \pm 0,14614$ e $c_0 = 5,19919 \pm 0,89229$.

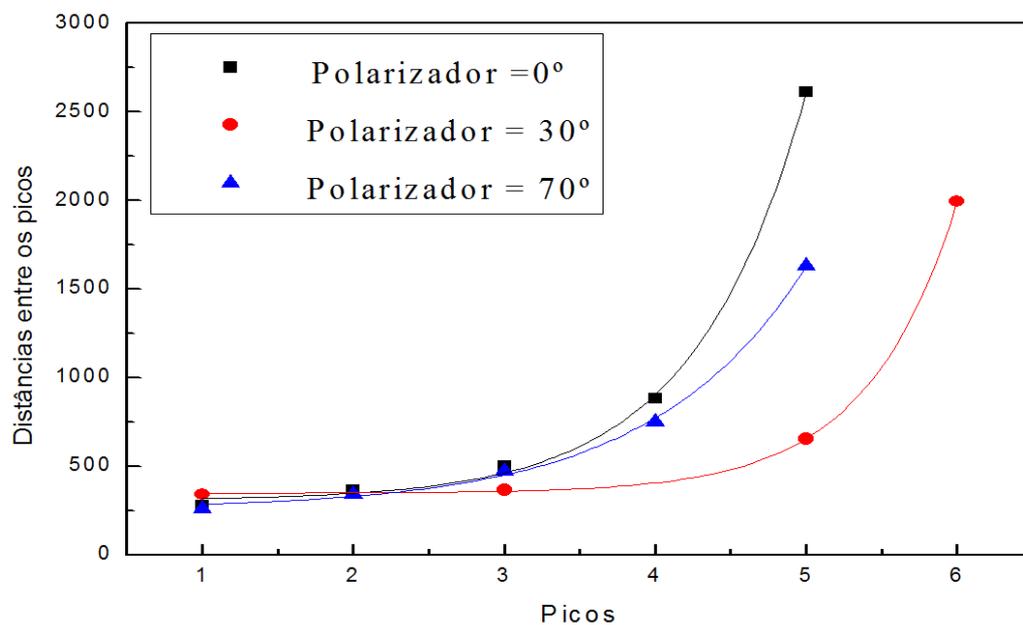
$$D = a_{30} e^{(-p/b_{30})} + c_{30} \quad (23)$$

Onde $a_{30} = 0,08479 \pm 0,0201$, $b_{30} = -6,29696 \pm 0,19021$ e $c_{30} = 10,41313 \pm 1,63134$.

$$D = a_{70} e^{(-p/b_{70})} + c_{70} \quad (24)$$

Onde $a_{70} = 0,17193 \pm 0,02696$, $b_{70} = -9,30534 \pm 0,23471$ e $c_{70} = 2,23859 \pm 0,57463$.

Figura 25 - Distância entre os picos em função da ordem dos picos no terceiro regime.



Fonte: Autor, 2013.

As linhas apresentadas representam as curvas teóricas, apresentadas em sequencia 0° na equação (25), 30° na equação (26) e 70° na equação (27):

$$D = a'_0 e^{(-p/b'_0)} + c'_0 \quad (25)$$

Onde $a'_0 = 2,7152 \pm 1,31127$, $b'_0 = -0,74158 \pm 0,05235$ e $c'_0 = 306,98401 \pm 34,74241$.

$$D = a'_{30} e^{(-p/b'_{30})} + c'_{30} \quad (26)$$

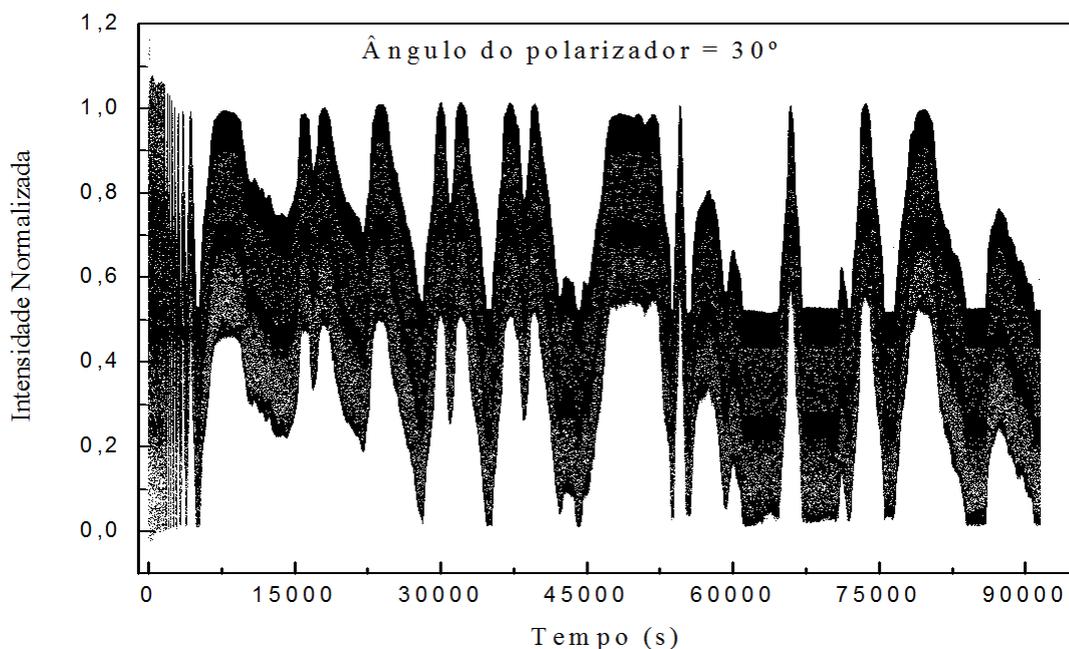
Onde $a'_{30} = 0,06904 \pm 0,01831$, $b'_{30} = -0,59527 \pm 0,0155$ e $c'_{30} = 348,0866 \pm 8,21698$.

$$D = a'_{70} e^{(-p/b'_{70})} + c'_{70} \quad (27)$$

Onde $a'_{70} = 10,11191 \pm 3,81376$, $b'_{70} = -1,01876 \pm 0,0759$ e $c'_{70} = 257,82608 \pm 27,87815$.

Observando as figuras 23, 24 e 25, podemos afirmar que o alargamento é comum para qualquer caso apresentado. Segundo [19], a dilatação da cavidade laser é a responsável ou ao menos é grande responsável pela instabilidade do estado de polarização do laser He-Ne. Por um bom tempo também acreditamos nessa proposta, contudo a insegurança dessa afirmação sempre esteve orbitando o nosso trabalho. Por essa razão realizamos uma longa medida da Intensidade em função do tempo, de aproximadamente 24 horas. Após 2 horas o laser se encontra estabilizado e quase polarizado (polarização parece mais estável) segundo alguns autores (e fabricantes). Entretanto essa estabilidade não foi observada no que diz respeito ao estado de polarização, como podemos observar no figura 26.

Figura 26 - Medida da intensidade no tempo numa duração de 24 horas.



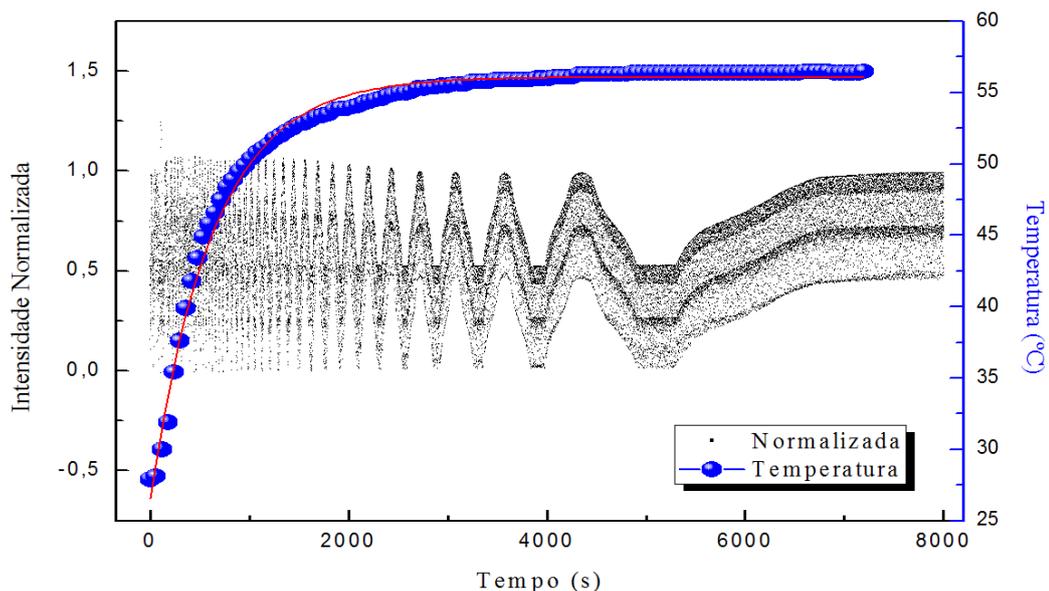
Fonte: Autor, 2012.

Observando a figura 26 pode-se classificar a instabilidade da polarização do laser estudado em dois regimes distintos: sendo o primeiro *curto com alargamento exponencial* e o segundo sendo *longo e irregular*. Em termos de duração, o primeiro não dura mais que 2 horas e o segundo não apresentou nenhum sinal de estabilidade ou de transição para um terceiro regime, ou seja, não possui limite de tempo.

Podemos afirmar que o laser estudado não alcança um estado de polarização estacionário. Ocorre uma falsa condição de estabilidade, pois num intervalo relativamente curto seu estado de polarização varia lentamente, se compararmos ao primeiro regime de trabalho.

A pergunta agora é: "O que causa a mudança de regime?". Pensar sobre essa pergunta nos faz lembrar a hipótese do aumento da temperatura originar a instabilidade, através, é claro, do aumento da cavidade óptica pela dilatação térmica. Pensando assim realizamos um experimento de medida da temperatura da cavidade laser por 2 horas. Encontramos dificuldades em realizar a aquisição automatizada, por esse motivo nossas medidas foram feitas manualmente, a cada 60 segundos. Afim de relacionar o comportamento da temperatura com os dois regimes distintos, resolvemos interpolar os dados da temperatura na figura 26, sendo este finalizado em 8000 segundos.

Figura 27 - Temos a interpolação da figura 29 com a medida da temperatura no tempo. O intervalo temporal é reduzido devido a cavidade se encontrar no equilíbrio térmico no intervalo dos 6000 s.



Houve uma rápida evolução da temperatura até os 2000 segundos e podemos associá-la com as rápidas oscilações do estado de polarização. Após o marco mencionado a temperatura continuou crescendo, contudo, de forma mais lenta e notoriamente as oscilações do estado de polarização também se tornaram mais lentas. De fato a transição do regime exponencial para o irregular ocorre entre os 4000 e 6000 segundos e de forma convincente a temperatura da cavidade busca um equilíbrio térmico nesse intervalo de tempo, cujo valor varia entre 56,4°C e 56,5°C.

Construímos a curva teórica baseada na função exponencial com um ajuste $R^2 = 0,99115$, sendo a expressão escrita como:

$$T = \rho e^{(-t/\sigma)} + T_F \quad (28)$$

Onde $\rho = -29,5611 \pm 0,31324$, $\sigma = 634,209 \pm 11,2075$ e $T_F = 56,0987 \pm 0,06286$.

Analisando as condições de contorno para o tempo inicial nulo e para o tempo muito longo podemos observar que:

$$\text{Para } t = 0, \quad \text{temos que } T = \rho + T_F = T_{amb}$$

$$\text{Para } t \rightarrow \infty, \quad \text{temos que } T = 0 + T_F = T_F$$

Onde $T_{amb} \cong 26,53^\circ\text{C}$ é a temperatura ambiente, ou temperatura inicial, e $T_F \cong 56,09^\circ\text{C}$ é a temperatura final que são correspondentes aos apresentados na figura 27.

Podemos afirmar que a dilatação da cavidade óptica não é responsável pela instabilidade da polarização do laser He-Ne, mas deve ser a responsável em dividir essa instabilidade em dois regimes onde a cavidade óptica sofre uma variação de temperatura no primeiro regime e a mesma está em equilíbrio térmico no segundo regime. Desta forma podemos renomear tais regimes como sendo o primeiro por, *fora do equilíbrio térmico*, e o segundo por estando no *equilíbrio térmico*.

Podemos afirmar que a variação da temperatura causa uma expansão da cavidade óptica. Tomando alguns parâmetros como: comprimento inicial da cavidade sendo de 0,10 m, considerando que o coeficiente de dilatação do vidro como $3 \cdot 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$, que a variação da temperatura foi de 30°C e lembrando que o comprimento de onda do laser He-Ne é de 632,8nm, podemos então obter uma estimativa da influencia da expansão da cavidade na

geração dos modos longitudinais. Considerando a expressão de dilatação térmica linear escrita como:

$$\Delta L = L_0 \alpha \Delta T \quad (29)$$

Teremos:

$$\Delta L = 9 \mu m \quad (30)$$

Podemos então obter a razão da dilatação em relação ao comprimento de onda, obtendo:

$$\Delta L > 14\lambda \quad (31)$$

Iremos considerar que polarização do laser esta girando no decorrer do tempo de forma periódica e que esse giro sofre grande influencia do comprimento da cavidade laser. Iremos então escrever, que:

$$\theta = \text{sen}(\gamma t L) \quad (32)$$

Onde γ é uma constante de proporcionalidade, L é o comprimento da cavidade laser que por sua vez deve ser proporcional à temperatura.

$$L = L_0(1 + \alpha)(T - T_{amb}) \quad (33)$$

Substituindo (28) em (33), teremos:

$$L = [L_0(1 + \alpha)\rho]e^{-t/\sigma} + (T_F + T_{amb})[L_0(1 + \alpha)] \quad (34)$$

Utilizando os dados fornecidos em (28) e os estimados para obter a relação (30) e considerando a temperatura inicial como sendo a ambiente de 25° C, reescrevemos a (34), como:

$$L = -2,956e^{-t/645} + 8,1098 \quad (35)$$

Substituindo (35) em (32), teremos o ângulo da polarização dependente apenas do tempo:

$$\theta = \text{sen} \left[-2,956\gamma t e^{-t/645} + 8,1098\gamma t \right] \quad (36)$$

Utilizando (36) na lei de Malus (21):

$$I = I_0 \cos^2 \left\{ \text{sen} \left[-2,956\gamma t e^{-t/645} + 8,1098\gamma t \right] \right\} \quad (37)$$

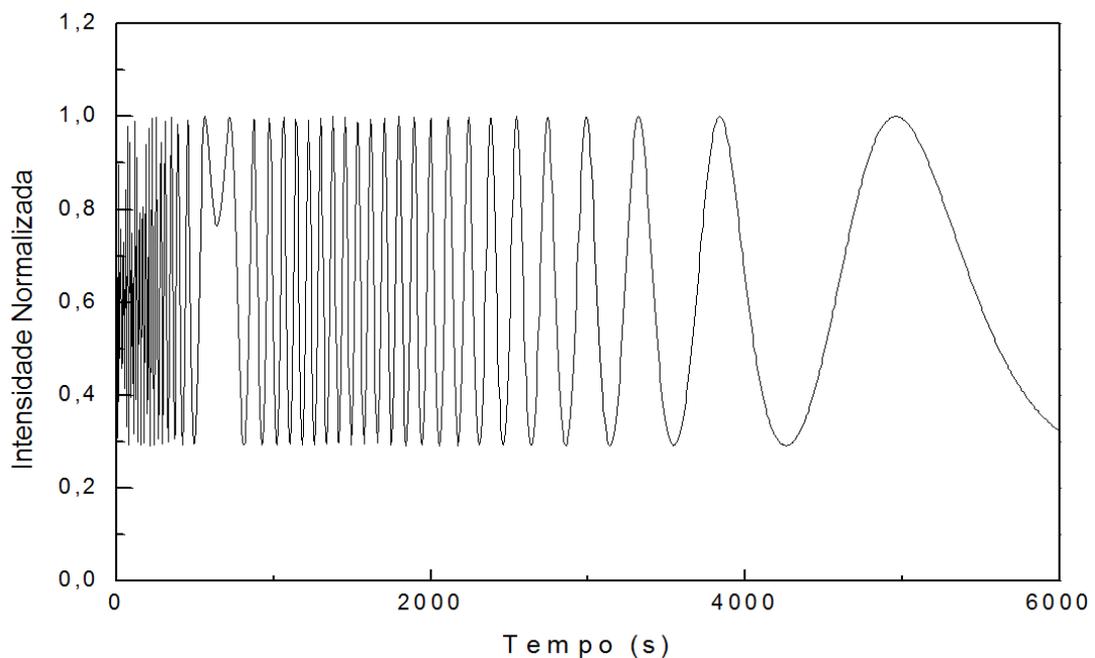
Tomando I_0 como 1, encontramos que o γ deve ser igual a 0,1 para um melhor ajuste nas oscilações das medidas apresentadas nas figuras (11-19). Contudo devemos escrever uma expressão respeite o regime em equilíbrio térmico que pode ser observado na figura 29, para essa finalidade fizemos com que a componente linear do argumento da função seno tornasse mais significativa a partir do $t = 1300\text{s}$, dessa forma respeitamos em média as oscilações no regime final.

Por fim a expressão final que representa o comportamento da instabilidade da polarização é escrita como:

$$I = \cos^2 \left[\text{sen} \left(-0,2956t e^{-t/645} + t/1300 \right) \right] \quad (38)$$

Construindo o gráfico da expressão (37), temos:

Figura 28 - Modelo teórico que reproduz a intensidade do feixe laser He-Ne no decorrer do tempo.



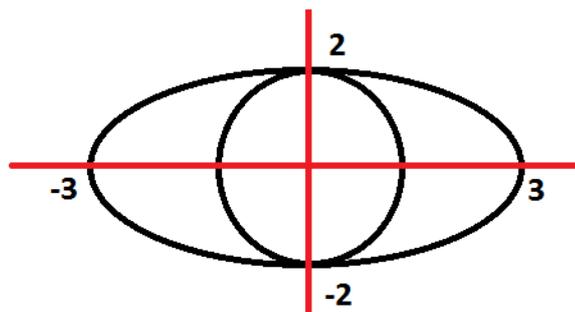
Fonte: Autor, 2013.

2.4 Proposta numérica

Sabendo que os regimes de trabalho são classificados de acordo com o estado térmico do sistema, não podemos descrever qualquer caracterização sem discriminar o regime de interesse, por exemplo, o parâmetro que muda o alargamento das oscilações é válido apenas para o regime fora do equilíbrio térmico, não sendo observado no regime de equilíbrio térmico. Ao mesmo tempo é importante lembrar que o regime de interesse do presente trabalho é o fora do equilíbrio térmico e as caracterizações da instabilidade são referentes ao mesmo.

Após as análises feitas acima concluímos que os dados experimentais são insuficientes para caracterizar a instabilidade fora do equilíbrio térmico de forma consistente. Desta forma buscamos criar um modelo numérico do comportamento do campo elétrico sobre a mesma circunstância do laser real, ou seja, atravessando um polarizador. Essa simulação numérica foi escrita na linguagem FORTRAN, onde descrevemos a criação de dois campos polarizados, simultâneos, circularmente (Apêndice B) e elipticamente (Apêndice C), onde ambos giram em sentidos opostos. Escolhemos o círculo, de raio 2, como estando inscrito na elipse de eixo maior igual 3 em x e o menor igual a 2 em y.

Figura 29 - Ilustra a representação escolhida na simulação, sendo uma polarização circular de raio 2 inscrita numa elipse (raio menor 2 e raio maior 3).



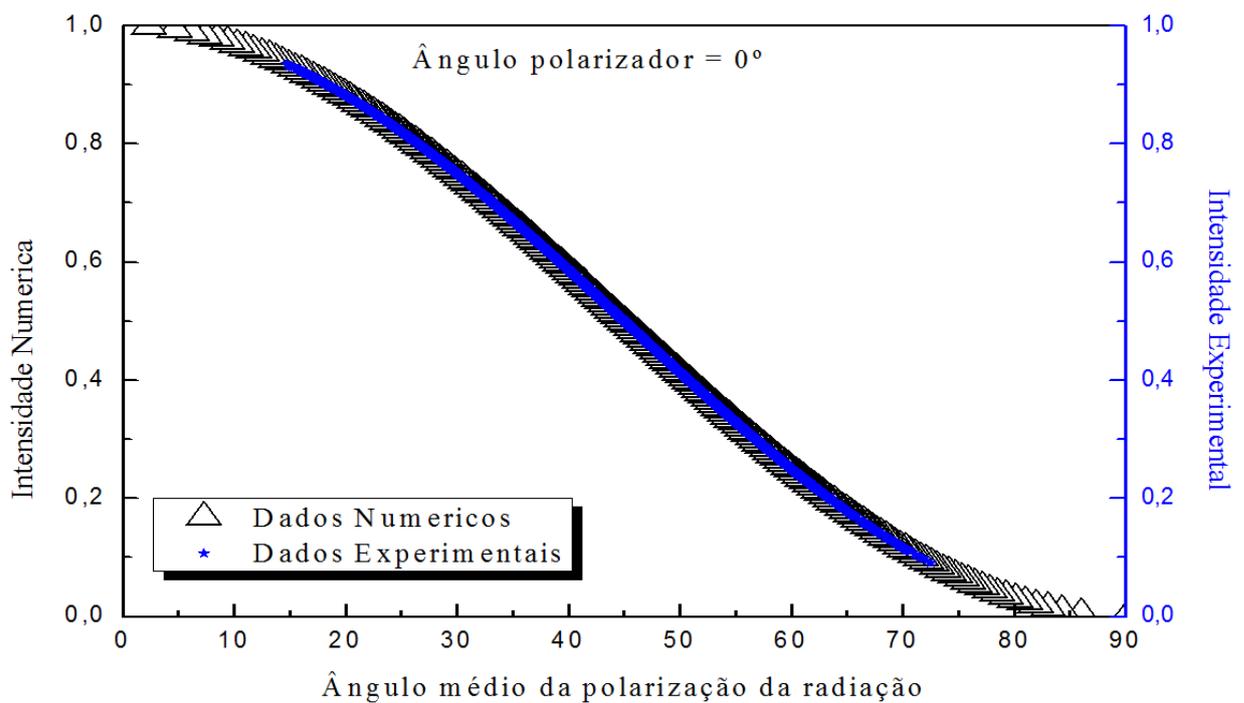
Fonte: Autor, 2012.

Nosso ponto inicial é a grande variação de intensidade do feixe pela simples presença de um polarizador, que por sua vez absorve todas componentes, vetor campo elétrico, de uma determinada direção e deixa passar as componentes perpendiculares. Logo se existe uma mudança de intensidade, isso significa que o vetor campo elétrico executou um deslocamento angular. Como podemos observar a variação da intensidade se dá continuamente no tempo, isso significa o deslocamento angular do vetor campo elétrico também é feito continuamente

no tempo. Utilizamos a lei de Malus para estudar a variação da intensidade em termos do deslocamento angular para ambos os casos, experimental e numérico.

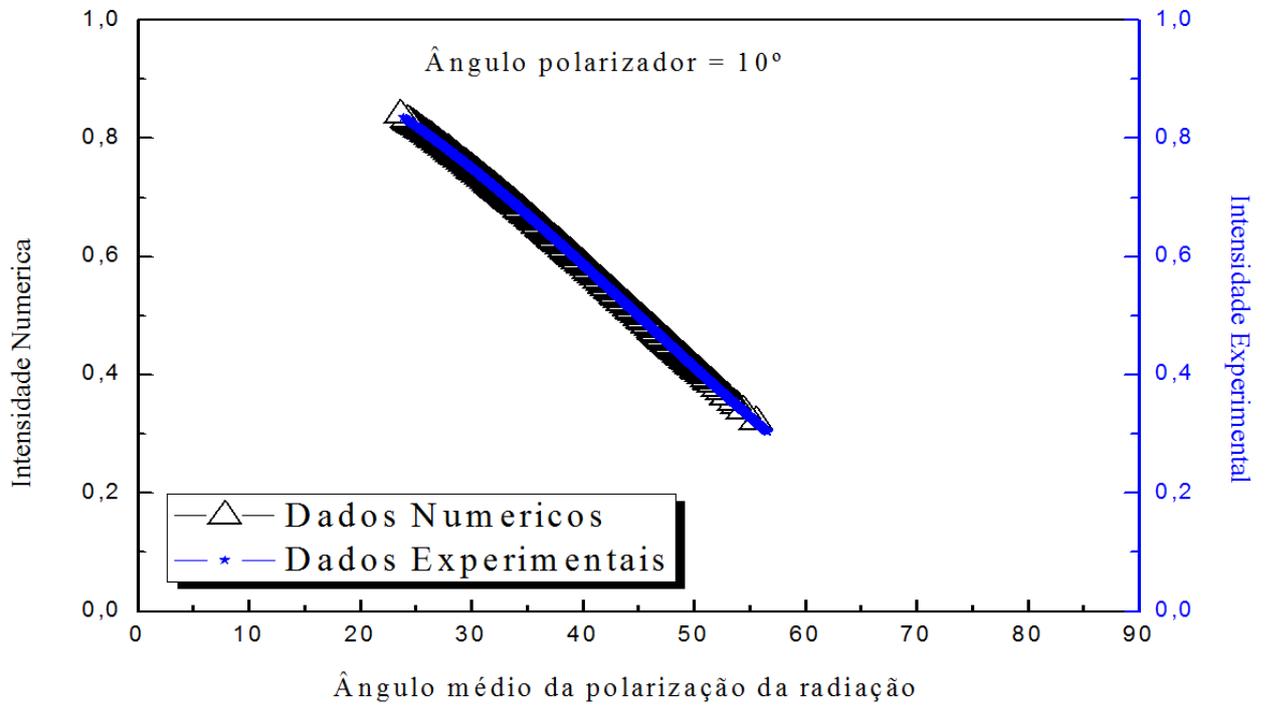
Podemos observar a figura 30 que variação angular do vetor campo elétrico da simulação foi de 90° sendo superior em relação aos dados experimentais que foi de aproximadamente de 57° . A diferença numérica pode ser interpretada no fato que o feixe experimental não alcançou a intensidade máxima e nem a nula em qualquer momento.

Figura 30 - Temos a variação da intensidade do feixe (após o polarizador) em função da posição angular resultante (antes do polarizador) para a orientação 0° do polarizador.



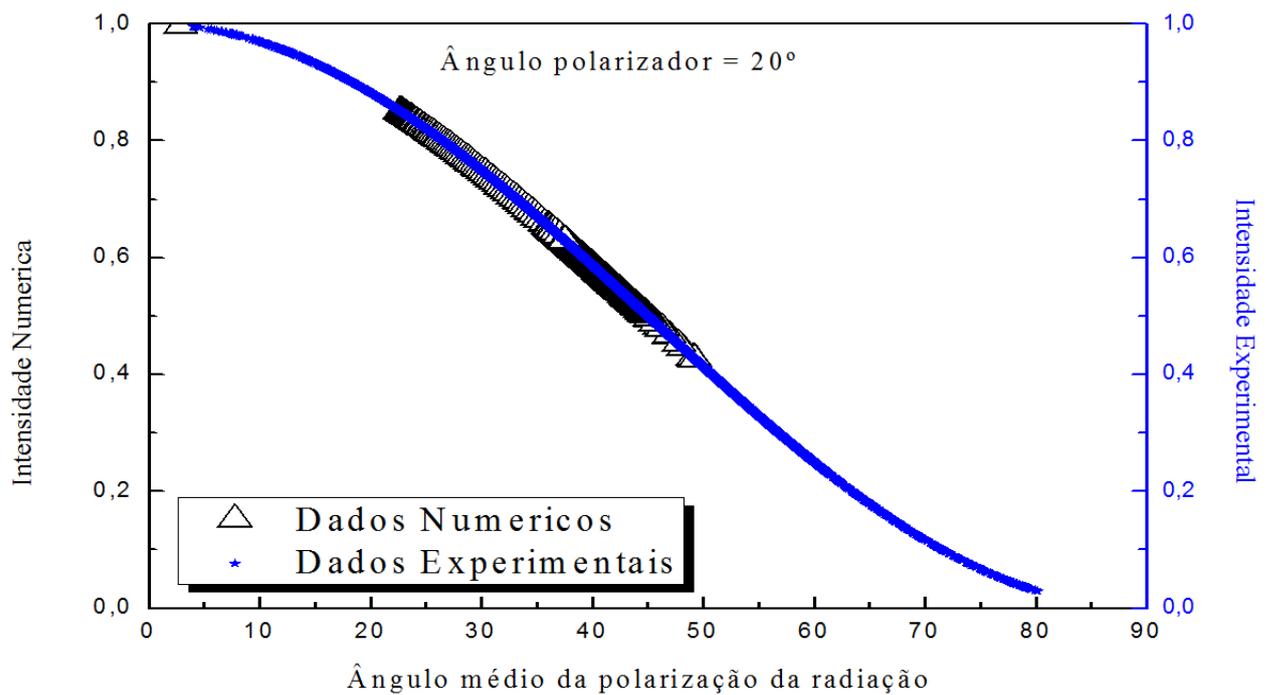
Fonte: Autor, 2012.

Figura 31 - Temos a variação da intensidade do feixe (após o polarizador) em função da posição angular resultante (antes do polarizador) para a orientação 10° do polarizador.



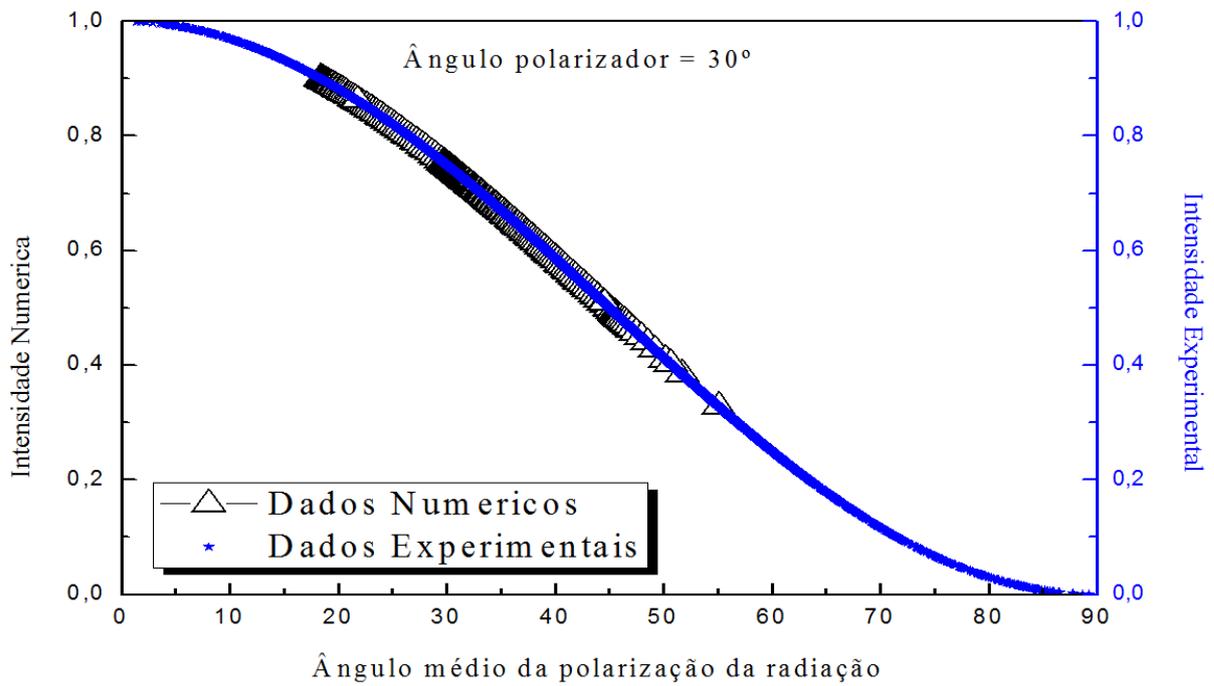
Fonte: Autor, 2012.

Figura 32 - Temos a variação da intensidade do feixe (após o polarizador) em função da posição angular resultante (antes do polarizador) para a orientação 20° do polarizador.



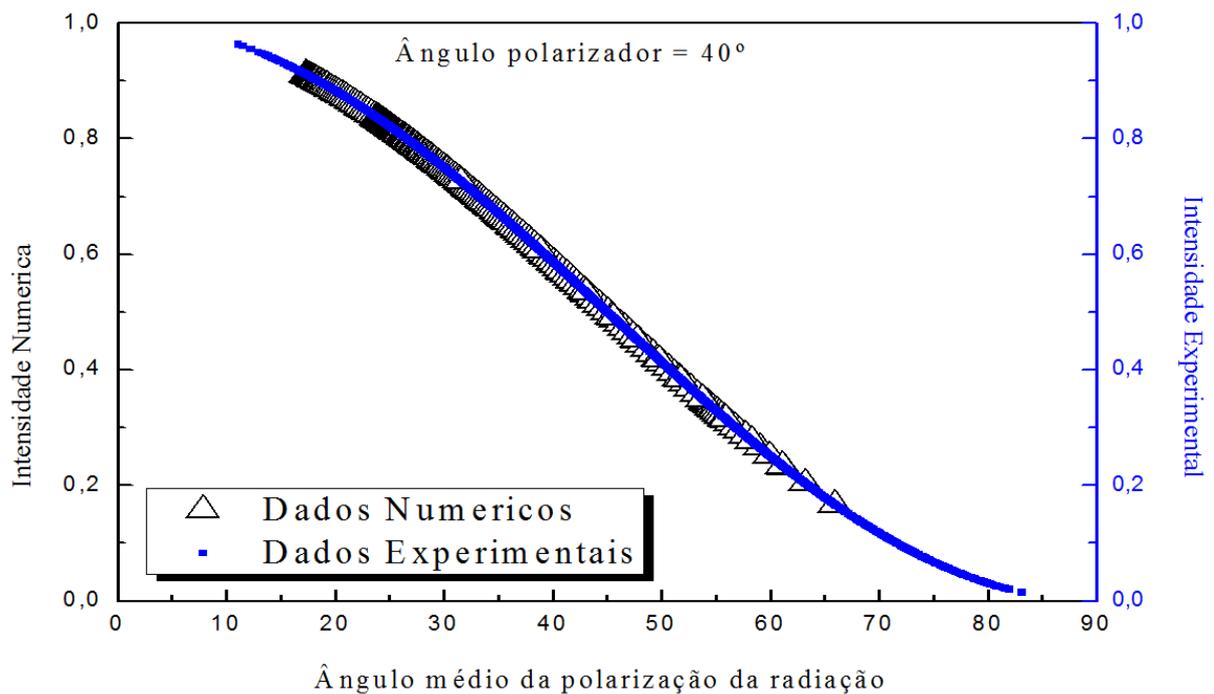
Fonte: Autor, 2012.

Figura 33 - Temos a variação da intensidade do feixe (após o polarizador) em função da posição angular resultante (antes do polarizador) para a orientação 30° do polarizador.



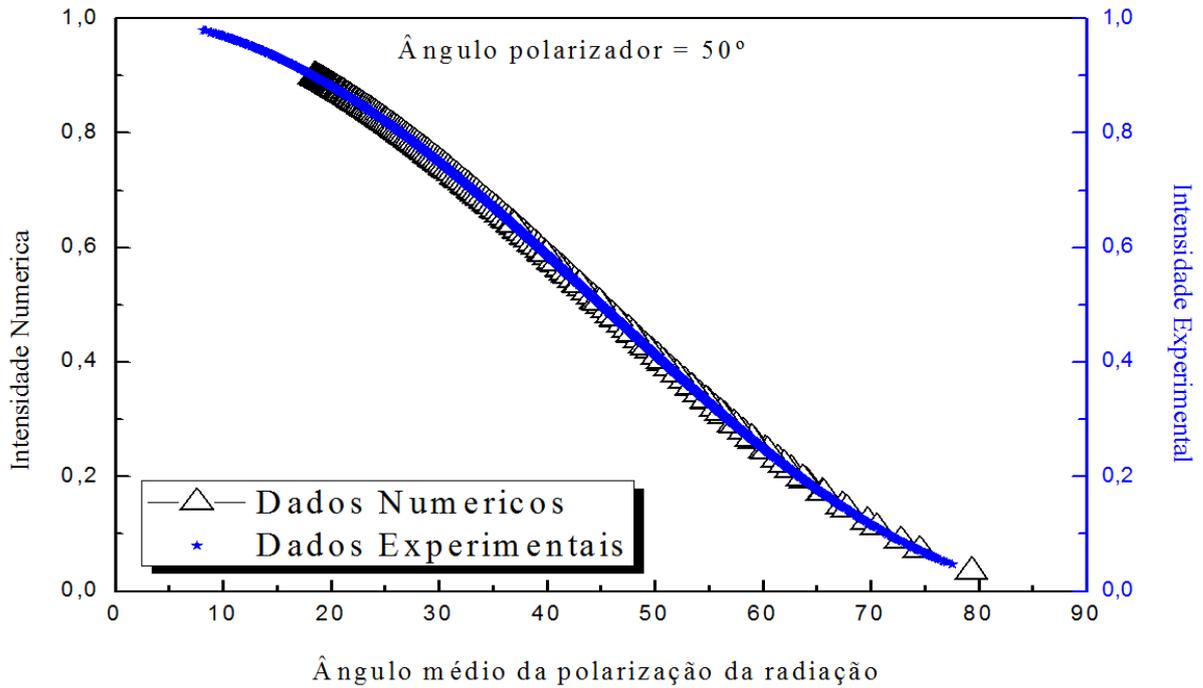
Fonte: Autor, 2012.

Figura 34 - Temos a variação da intensidade do feixe (após o polarizador) em função da posição angular resultante (antes do polarizador) para a orientação 40° do polarizador.



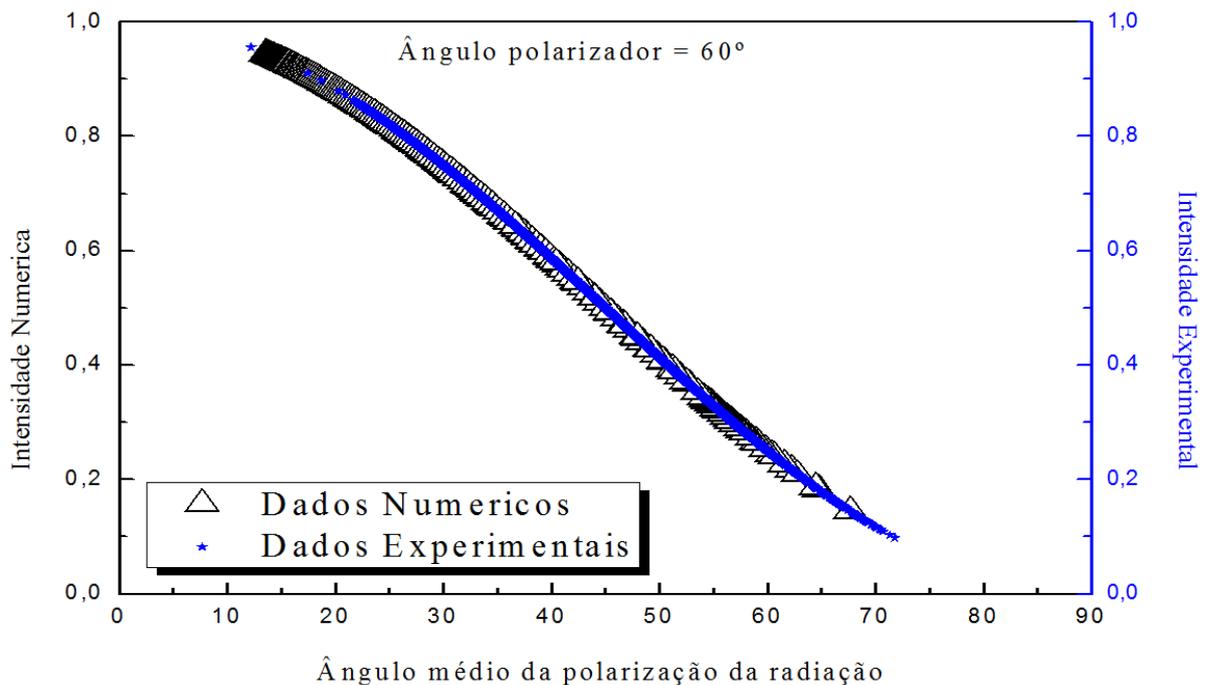
Fonte: Autor, 2012.

Figura 35 - Temos a variação da intensidade do feixe (após o polarizador) em função da posição angular resultante (antes do polarizador) para a orientação 50° do polarizador.



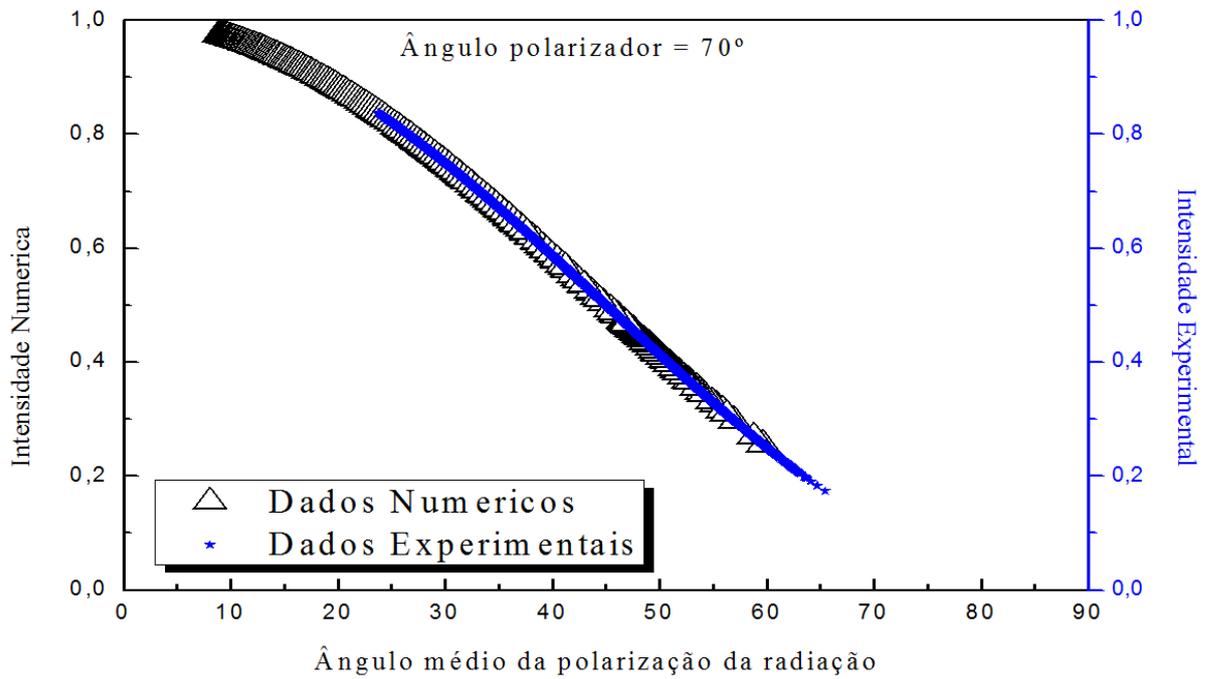
Fonte: Autor, 2012.

Figura 36 - Temos a variação da intensidade do feixe (após o polarizador) em função da posição angular resultante (antes do polarizador) para a orientação 60° do polarizador.



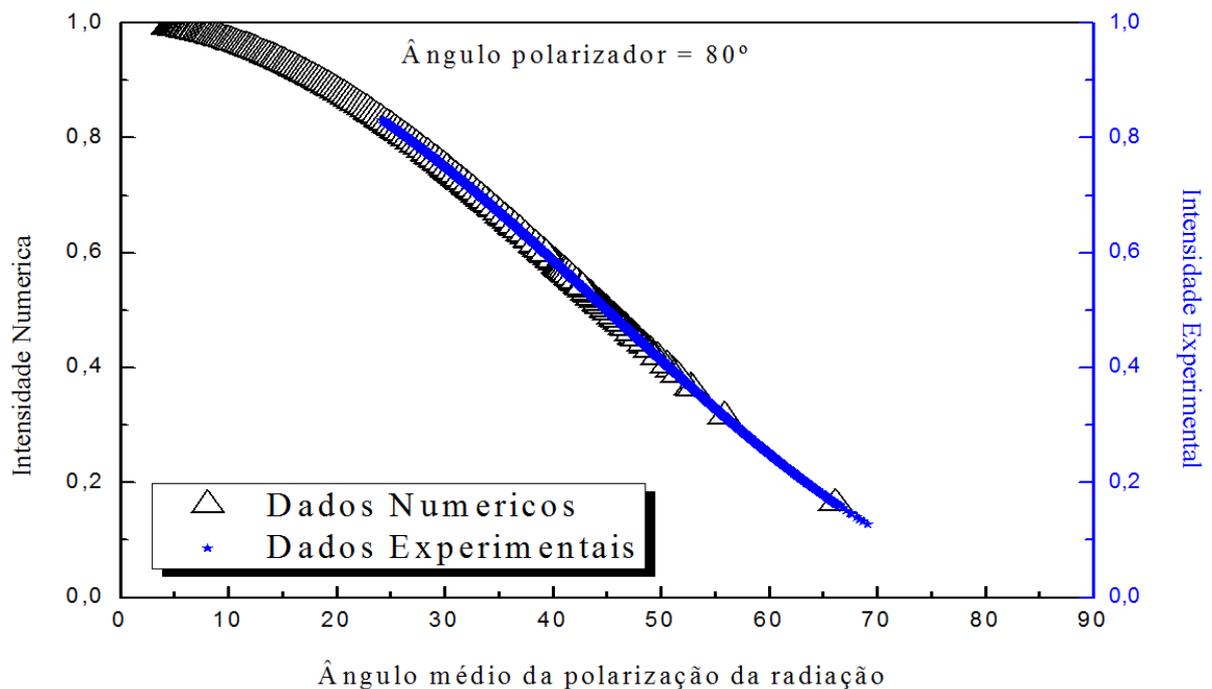
Fonte: Autor, 2012.

Figura 37 - Temos a variação da intensidade do feixe (após o polarizador) em função da posição angular resultante (antes do polarizador) para a orientação 70° do polarizador.



Fonte: Autor, 2012.

Figura 38 - Temos a variação da intensidade do feixe (após o polarizador) em função da posição angular resultante (antes do polarizador) para a orientação 80° do polarizador.



Fonte: Autor, 2012.

Para a figura 31 podemos afirmar que a simulação representou o comportamento experimental muito bem. Observando as figuras seguintes temos que apenas a 32 e 33 estão apresentando grandes distorções, para as restantes 34-38 temos que os dados da simulação são compatíveis com os experimentais.

De acordo com as figuras apresentadas (30-38) podemos considerar que o modelo numérico é compatível com o comportamento experimental. Recapitulando agora a característica definida como **amplitude da intensidade**, podemos afirmar que esta é diretamente proporcional à amplitude do deslocamento angular do vetor campo elétrico resultante. Contudo devemos ter cuidado ao falar sobre esse deslocamento angular, pois o mesmo é claramente dependente da posição do polarizador. Contudo o deslocamento angular real do vetor campo elétrico é independente de qualquer posição do polarizador, onde na verdade a adição de um polarizador representa um referencial, logo a amplitude do deslocamento angular estudada é dependente da orientação do polarizador, que por sua vez pode ser observada em ambas as abordagens apresentadas.

A partir das figuras 30-38 realizamos as comparações entre as abordagens experimental e numérica referentes aos parâmetros de *amplitude de intensidade* e do *valor mínimo*.

Figura 39 - Temos a comparação das amplitudes experimentais e numéricas para cada posição do polarizador.

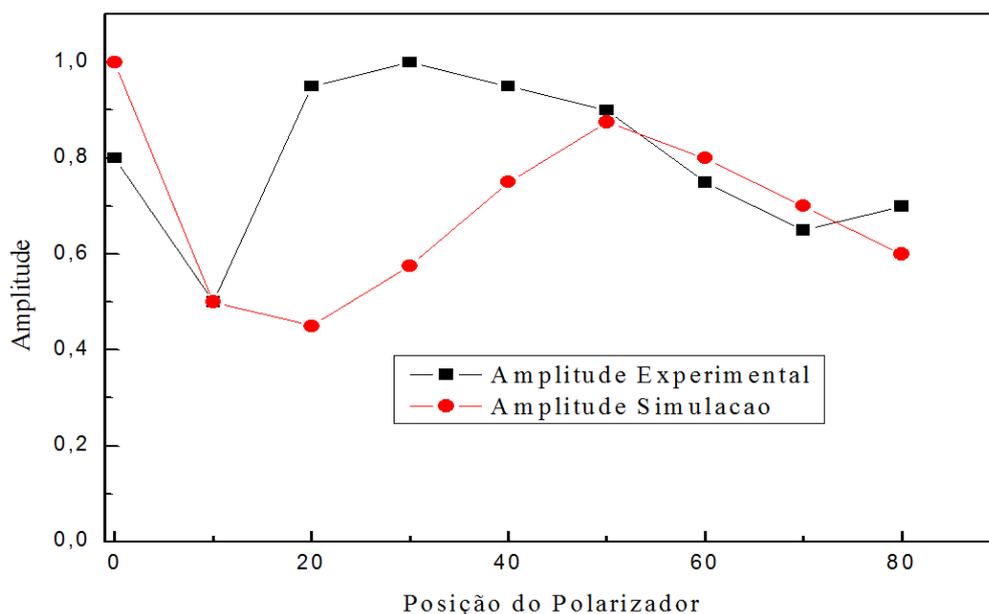
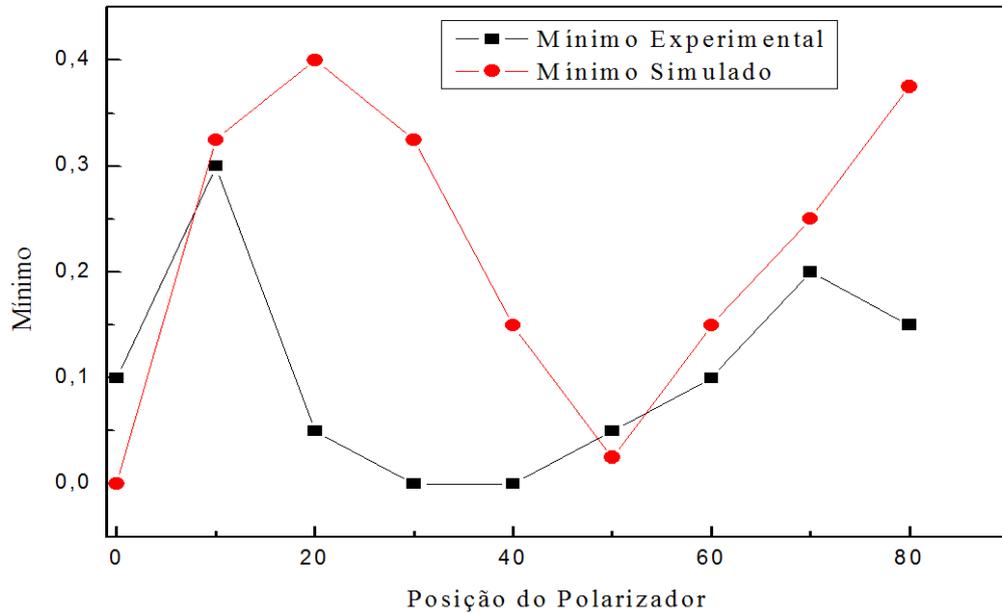


Figura 40 - Temos a comparação dos valores mínimos experimentais e numéricas para cada posição do polarizador.



Fonte: Autor, 2012.

Em ambos os casos verificamos que o modelo escolhido não correspondeu as expectativas para os casos de o polarizador estar orientado em 20°, 30° e 40°. Contudo numa abordagem mais ampla o modelo pôde representar o caso real, pois observamos crescimentos e decrescimos semelhantes. É importante ressaltar que o modelo é simples e poderá ser aprimorado, podendo ser adicionado mais um estado de polarização. Basta lembrar que o laser He-Ne possui pelo menos dois modos predominantes.

3 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste trabalho, apresentamos dados experimentais para estudar a instabilidade da polarização do laser He-Ne, onde seu fabricante classifica a mesma como aleatória. Analisando as medidas de intensidade, no tempo, observamos oscilações que iniciam em alta frequência e ao longo do tempo é reduzida. Através de tratamentos dos dados comprovamos que esta redução de oscilação, ou alargamento, é regida por comportamento exponencial. Em seguida realizamos uma longa medida de intensidade e uma curta medida de temperatura da cavidade laser e observamos que a cavidade encontra-se em equilíbrio térmico por volta dos 56°C, que por sua vez foi alcançada em cerca dos 6000 s. Observando o gráfico de longa duração é fácil diferenciar seu comportamento antes e após alcançar o equilíbrio térmico. Na primeira etapa, fora do equilíbrio térmico temos regime de alargamento exponencial, enquanto que na segunda etapa no equilíbrio térmico não observamos quaisquer regularidades.

Esta abordagem associada com a temperatura revela que a instabilidade não é gerada pela temperatura ou sua variação e também mostra que o alargamento das oscilações esta associado com a evolução da temperatura. Podemos fortalecer essa relação uma vez que não podemos desprezar a dilatação da cavidade óptica que por sua vez altera o caminho óptico, ou seja, gera novos modos longitudinais.

Outras características que são variantes de acordo com a orientação do polarizador, como a amplitude e valor mínimo. Utilizando a superposição de ondas, simulamos dois feixes polarizados, sendo um circularmente e a outro elipticamente, separadamente emergindo em um polarizador, somando-se posteriormente. Utilizando a lei de Malus observamos que os dados experimentais e os simulados se comportam de forma semelhante. Em seguida, construímos gráficos da evolução da intensidade no tempo, a partir dos dados simulados para compararmos com seus respectivos gráficos experimentais. Comparamos as amplitudes e valores mínimos apresentados nos gráficos experimentais e simulados. Quando o polarizador foi orientado em 10° e 50° graus pudemos observar que os pontos experimentais e simulados quase que coincidem. Para as orientações 50° e 60° graus em ambos os gráficos os pontos ficaram próximos. Os casos de 20°, 30° e 40°, em ambos os gráficos, são os que possuem maior diferença. Entretanto podemos afirmar que a simulação trabalhada é um forte indicativo para avançar na compreensão da instabilidade.

Compreender a fundo a instabilidade da polarização do laser He-Ne é interessante nos estudos de multimodos, bi-estabilidade e na criação de uma semente aleatória semi-natural, ou quase natural, pois essa instabilidade não foi esperada no desenvolvimento do laser, já que diversas técnicas foram desenvolvidas para estabilizar a polarização, como o exemplo da janela de Brewster e aplicações de campos magnéticos sob a cavidade laser. Lembrando que a polarização da luz pode ser utilizada para carregar informação, circular a direita ou esquerda, por exemplo, seria interessante usar a instabilidade para criptografar informações. Outro caso de informação seria converter o feixe He-Ne em um feixe portador de momento angular orbital e estudar essa instabilidade tanto no contexto do momento angular de spin (polarização), quanto para o caso do momento angular orbital.

REFERÊNCIAS

- [1] W. E. Lamb, Jr, Phys. Rev. 134, 6A (1964) A1429;
- [2] A Javan et al. "Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture," Phys. Rev. Lett. 6, 106-10 (1961);
- [3] R. A. Beth, Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light, Phys. Rev. 50 (1936) 115;
- [4] A. T. O'Neil, I. MacVicar, L. Allen, and M. J. Padgett. Intrinsic and Extrinsic Nature of the Orbital Angular Momentum of a Light Beam. Phys. Rev. Lett. 88, 053601 (2002);
- [5] H. de Lang and G. Bouwhuis, Phys. Lett. 19 (1965) 481;
- [6] Optics & Photonics News, Janeiro 2010, Vol. 21 No 1. Página 18. Matéria : "History of Gas Lasers". OSA;
- [7] M. Sargent III, W. E. Lamb, Jr. and R. L. Fork, Phys. Rev. 164 (1967) 436 and 450.
- [8] D. H. McMahon, Rev. Sci. Inst. 40 (1969) 727;
- [9] G. Mas, H. Blancher and J. Roig, Appl. Opt. 13 (1974) 2771;
- [10] M. D. Crisp, Opt. Comm, 19 (1976) 316;
- [11] R.A.J. Keijsers, Optics Comm, 23 (1977) 194.
- [12] K. D. Machado. Teoria do Eletromagnetismo. Vol 1, 2º ed, UEPG, Ponta Grossa, (2000).
- [13] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics (New York, 1962).
- [14] David Halliday, Robert Resnick, Física II, Vol. 2, 2nd, Livro Técnico S.A., Rio de Janeiro, 1973.
- [15] G. R. Fowles. Introduction to Modern Optics. 2nd ed., Dover, New York (1975).
- [16] M. Born e E. Wolf, Principles of Optics (Pergamon Press, Oxford, 1993)
- [17] O. Svelto e D. C. Hanna, Principles of Lasers, 3rd, ed. Plenum Press, New York (1989).
- [18] Yariv, A., Optical electronics, 3 ed., New York: CBS College Publishing, 1985.
- [19] <http://donklipstein.com/laserhen.htm#henpol>

APÊNDICES

APÊNDICE A - Programa que analisa o alargamento dos períodos

Program Periodo

C Calcular os períodos da instabilidade da polarização do laser He-Ne

C função ($dL/dt = kA/c(1-L_0/L)$)

```

implicit none
REAL i , k , L , j , z
REAL P1 , P2
REAL R1 , R2
REAL RE1 , RE2 , M , N , o
REAL DX , X , DY , Y , PC , PM , DP
real H
H = 1.0
o = 0.0

open ( unit = 1 , file = 'I_T_20.dat' )
open ( unit = 2 , file = 'periodo.dat' )
open ( unit = 3 , file = 'resumo.dat' )
open ( unit = 4 , file = 'delta_x.dat' )
open ( unit = 5 , file = 'pico_medio.dat' )
open ( unit = 6 , file = 'delta_pico.dat' )

```

C Unidade 1, arquivo de origem.

C Unidade 2, novo arquivo contendo os períodos

```

i = 0.0
j = 0.0

```

30 CONTINUE

```
i = i + 1
```

```

read ( 1 ,*) P1 , P2
IF ( i .gt. 100000 ) GOTO 50
IF ( P2 .gt. 0.7 ) GOTO 100
GOTO 30

```

C*****

C***** Seleção do valores de intensidade acima de 0.7 *****

C*****

100 CONTINUE

```

j = j + 1
RE1 = P1
RE2 = P2
WRITE ( 3 ,*) RE1 , RE2 - 0.7
GOTO 30

```

50 CONTINUE

```
CLOSE ( 3 )
```

```

    open ( unit = 3 , file = 'resumo.dat' )
C*****
C***** obtendo os DELTAS_X *****
C*****
    k = 0
80  CONTINUE
    READ ( 3 ,* ) R1
    X = R1
88  CONTINUE
    k = k + 1
    READ ( 3 ,* ) R1
    DX = R1 - X

    WRITE ( 4 ,* ) k , DX
    X = R1
    IF ( k.eq.j - 1 ) goto 181
    goto 88
C*****
C***** FIM DO ESTUDO DE DELTA X *****
C*****
C*****
C***** Cálculo das posições dos picos *****
C*****
181  CONTINUE
    CLOSE ( 1 )
    CLOSE ( 2 )
    CLOSE ( 3 )
    CLOSE ( 4 )
    open ( unit = 3 , file = 'resumo.dat' )

    L = 0.0
180  CONTINUE
    READ ( 3 ,* ) R1
    Y = R1
    PC = Y
188  CONTINUE
    L = L + 1
    READ ( 3 ,* ) R1
    DY = R1 - Y
    IF (DY.gt.H) GOTO 200
    PC = PC + R1
    M = M + 1
    H = H + 1 / 1000000
    Y = R1
    IF (DY.lt.H) GOTO 188
    PM = PC / M
    o = o + 1.0
    WRITE ( 5 ,* ) o , PM
C*****PICO MEDIO*****
200  CONTINUE

```

```
Y = R1
IF ( L.eq.j - 1 ) goto 90
goto 188
90  CONTINUE
    CLOSE ( 3 )
    CLOSE ( 5 )
C***** CALCULO DO DELTA_PICO*****
    open ( unit = 5 , file = 'pico_medio.dat' )
    READ ( 5 ,*) PM
    Z = PM
    N = 0.0
250  READ ( 5 ,*) PM
    N = N + 1
    DP = PM - Z
    WRITE ( 6 ,*) N , DP
    IF (N.eq.0 - 1) GOTO 500
    GOTO 250
500  CONTINUE
    CLOSE ( 5 )
    CLOSE ( 6 )
    STOP
    END
```

APÊNDICE B - Simulação de uma polarização circular

```

Program circulo
! CIRCULO
REAL    :: XC , YC
INTEGER  :: J , L , M , N , AUX , R , num
REAL    :: XP , YP , NP , NC , SC , CC , EC
CHARACTER ( 100 ) :: outfile , numfile
XP = 0.0
YP = 1.0
DO num = 0 , 350 , 10
! NP = Norma do vetor polarizador
! NC = Norma do vetor campo eletrico circular
XC = 0.0
YC = 2.0
N = 0
WRITE ( numfile ,*) num
outfile = TRIM ( "ec_ap=" // TRIM ( numfile ) // ".dat" )
OPEN ( 2 , FILE = outfile )
DO R = 1 , 100
! Rotacoes
!@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@
!*****Primeiro Quadrante *****
DO J = 1 , 10000
AUX = 10
GOTO 50
10 XC = XC + 0.01
IF ( XC .gt. 1.9999999 ) goto 1
YC = ( 4 -( XC ** 2 ))** 0.5
ENDDO
!%%%%%%%%%%
!*****Quarto/Terceiro Quadrante *****
1 continue
DO L = 1 , 20000
AUX = 20
GOTO 50
20 XC = XC - 0.01
IF ( XC .lt.- 1.9999999 ) goto 2
YC = (( 4 -( XC ** 2 ))** 0.5 )*(- 1.0 )
Enddo
2 continue
!*****Segundo Quadrante *****
DO M = 1 , 10000
AUX = 30
GOTO 50
30 XC = XC + 0.01
IF ( XC .gt. 0.0 ) goto 3
YC = (( 4 -( XC ** 2 ))** 0.5 )
Enddo
!***** INICIO DOS CALCULOS*****

```

```

50   N = N + 1
      NC = ( abs ( XC ** 2 + YC ** 2 ) ) ** 0.5
      NP = ( abs ( XP ** 2 + YP ** 2 ) ) ** 0.5
! SC = SENO DO ANGULO ENTRE O VETOR CAMPO ELETRICO E POLARIZADOR
      SC = ( XC * XP + YC * YP ) / nc * np
! CC = COSSENO DO ANGULO
      CC = SQRT ( abs ( 1 - SC ** 2 ) )
! EC = COMPONENTE RESULTANTE DO CIRCULO - PROJECAO
      EC = CC * nc
      WRITE ( 2 , * ) N , EC
      IF ( AUX .EQ. 10 ) GOTO 10
      IF ( AUX .EQ. 20 ) GOTO 20
      IF ( AUX .EQ. 30 ) GOTO 30
3    continue
      ENDDO
      IF ( num .gt. 180 ) goto 11
      YP = YP - 1.0 / 9.0
      XP = ( ( abs ( 1 - (( YP ) ** 2 ) ) ) ** 0.5 ) * (- 1.0 )
      goto 22
11   YP = YP + 1.0 / 9.0
      XP = ( abs ( 1 - (( YP ) ** 2 ) ) ) ** 0.5
22   continue
      CLOSE ( 2 )
      ENDDO ! Fim da variaçao do polarizador
      END

```

APÊNDICE C - Simulação de uma polarização elíptica

```

Program elipse
! ELIPSE
REAL    :: XE , YE
INTEGER  :: J , L , M , N , AUX , R , num
REAL    :: XP , YP , NP , NC , SE , CE , EE
CHARACTER ( 100 ) :: outfile , numfile
XP = 0.0
YP = 1.0
DO num = 0 , 350 , 10
! NP = Norma do vetor polarizador
! NC = Norma do vetor campo eletrico circular
XE = 0.0
YE = 2.0
N = 0
WRITE ( numfile ,*) num
outfile = TRIM ( "ee_ap=" // TRIM ( numfile ) // ".dat" )
OPEN ( 2 , FILE = outfile )
DO R = 1 , 100 !Rotacoes
!@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@
!*****Primeiro Quadrante *****
DO J = 1 , 10000
AUX = 10 }
GOTO 50
10 XE = XE + 0.01
IF ( XE .gt. 2.9999999 ) goto 1
YE = ( abs ( 1 - (( XE )** 2 ) / 9 ) * 4 ) ** 0.5
ENDDO
!%%%%%%%%%%
!***** Quarto/Terceiro Quadrante *****
1 continue
DO L = 1 , 20000
AUX = 20
GOTO 50
20 XE = XE - 0.01
IF ( XE .lt.- 2.9999999 ) goto 2
YE = ( ( abs ( 1 - (( XE )** 2 ) / 9 ) * 4 ) ** 0.5 ) * (- 1 )
Enddo
2 continue
!***** Segundo Quadrante *****
DO M = 1 , 10000
AUX = 30
GOTO 50
30 XE = XE + 0.01
IF ( XE .gt. 0.0 ) goto 3
YE = ( abs ( 1 - (( XE )** 2 ) / 9 ) * 4 ) ** 0.5
Enddo
!***** INICIO DOS CALCULOS *****
50 N = N + 1

```

```

NE = ( abs ( XE ** 2 + YE ** 2 ) ) ** 0.5
NP = ( abs ( XP ** 2 + YP ** 2 ) ) ** 0.5
! SE = SENO DO ANGULO ENTRE O VETOR CAMPO ELETRICO E POLARIZADOR
SE = ( XE * XP + YE * YP ) / NE * NP
! CE = COSSENO DO ANGULO
CE = SQRT ( abs ( 1 - SE ** 2 ) )
! EE = COMPONENTE RESULTANTE DO ELIPSE - PROJECAO
EE = CE * NE
WRITE ( 2 , * ) N , EE
IF ( AUX .EQ. 10 ) GOTO 10
IF ( AUX .EQ. 20 ) GOTO 20
IF ( AUX .EQ. 30 ) GOTO 30
3  continue
ENDDO ! Fim das rotacoes
!@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@
IF ( num .gt. 180 ) goto 11
YP = YP - 1.0 / 9.0
XP = ( ( abs ( 1 - ( ( YP ) ** 2 ) ) ) ** 0.5 ) * (- 1.0 )
goto 22
11 YP = YP + 1.0 / 9.0
XP = ( abs ( 1 - ( ( YP ) ** 2 ) ) ) ** 0.5
22 continue
CLOSE ( 2 )
ENDDO ! Fim da variaçao do polarizador
END

```