

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Instituto de Física

Acoplamento da Varredura-Z sobre o Interferômetro de Sagnac

Trabalho de Conclusão do Curso
de Bacharelado em Física – Pesquisa Básica

Gabriel Volkweis Leite

Porto Alegre, 3 de dezembro de 2012

Trabalho submetido por Gabriel Volkweis Leite como requisito parcial para a obtenção do grau de Bacharel em Física pelo Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul.

Professor Orientador:
Prof. Dr. Ricardo Rego Bordalo Correia

Banca Examinadora:
Prof. Dr. Ricardo Rego Bordalo Correia (Orientador)
Prof. Dr. Leandro Langie Araújo
Prof. Dr. Luis Gustavo Pereira

Resumo

São descritos os fenômenos físicos envolvidos no desenvolvimento de um experimento de acoplamento de uma Varredura-Z a um Interferômetro de Sagnac. A montagem de tal aparato tem por objetivo o estudo das propriedades ópticas não-lineares dos materiais. É analisado o comportamento da luz no Interferômetro, principalmente na região onde a amostra é posicionada para a realização da Varredura-Z.

Abstract

The physical phenomena involved at the development of a experiment of coupling a Z-Scan with a Sagnac Interferometer is described. The aim of the apparatus design is to study the non-linear optical properties of the materials. The behavior of the light at the Interferometer is analyzed, mainly on the region where the sample is positioned during the Z-Scan.

Sumário

1	Introdução	2
2	Índices de Refração e Absorção não-lineares	3
2.1	Introdução à Teoria Perturbativa	3
2.2	Índice de refração não-linear	6
2.3	Índice de Absorção não-linear	8
3	A Técnica de Varredura-Z	10
4	Interferômetro de Sagnac	13
5	Descrição do experimento	16
6	Comportamento da luz entre os espelhos do Sagnac	18
6.1	Feixes de laser gaussianos	18
6.2	Luz do laser focalizada pelas lentes convergentes	19
7	Método experimental e descrição física	22
7.1	Refração não-linear	22
7.2	Absorção não-linear	24
8	Considerações finais	27
	Referências Bibliográficas	27

Capítulo 1

Introdução

A óptica não-linear estuda os fenômenos associados às mudanças não-lineares das propriedades ópticas dos materiais devido a incidência de luz intensa. Somente fontes extremamente potentes, e.g., luz síncroton e os lasers, possuem intensidade luminosa suficiente para provocar tais modificações em materiais transparentes. Somente no ano de 1961, logo após a demonstração do primeiro laser, construído no ano anterior, descobriu-se a geração do segundo harmônico. Diz-se que tal fato foi o precursor da área da óptica não-linear[1].

Diversas são as técnicas experimentais utilizadas para o estudo da óptica não-linear. Neste trabalho, analisamos uma combinação de duas delas: a técnica de Varredura-Z e o Interferômetro de Sagnac, com a finalidade de se aproveitar suas vantagens de forma combinada. Realizamos uma descrição dos fenômenos físicos envolvidos, com relação ao comportamento da luz no interferômetro e à ação da Varredura-Z. A técnica utilizada para a análise dos dados continua a ser a da Varredura-Z, ou seja, com base na análise do comportamento do feixe gaussiano, mas aproveitando algumas das vantagens proporcionadas pelo uso da alta sensibilidade do Interferômetro de Sagnac.

Capítulo 2

Índices de Refração e Absorção não-lineares

2.1 Introdução à Teoria Perturbativa

Para entender melhor os fenômenos associados à óptica não-linear, vamos analisar o comportamento do momento de dipolo elétrico por unidade de volume $P(t)$, também chamado de polarização, de uma amostra, como uma função da intensidade do campo elétrico $E(t)$ aplicado. Para materiais ópticos lineares, $P(t)$ é uma função linear de $E(t)$, dada por

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t),$$

onde $\chi^{(1)}$ é a susceptibilidade elétrica linear da amostra.

Frequentemente, a polarização pode ser escrita, de uma forma um pouco mais geral, como uma série de potências em relação a intensidade do campo elétrico,

$$\begin{aligned} P(t) &= \epsilon_0 [\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \chi^{(4)} E^4(t) + \dots] \\ &\equiv P^{(1)}(t) + P^{(2)}(t) + P^{(3)}(t) + P^{(4)}(t) + \dots \end{aligned}$$

Vemos, na equação acima, que $P(t)$ pode depender de forma quadrática, cúbica, quártica, e assim por diante, da intensidade do campo elétrico. Estes são os termos não-lineares da polarização, os quais são tratados na óptica não-linear. Os coeficientes $\chi^{(2)}$ e $\chi^{(3)}$ são as chamadas susceptibilidades ópticas

não-lineares de segunda e terceira ordens, respectivamente. Denominamos $P^{(2)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t)$ de polarização não-linear de segunda ordem, $P^3(t) = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3(t)$ de polarização não-linear de terceira ordem, etc..

Estamos a analisar o caso mais simples, no qual $P(t)$ e $E(t)$ são funções escalares. Quando os tratamos como funções vetoriais, $\chi^{(1)}$ torna-se um tensor de segunda ordem, $\chi^{(2)}$ um tensor de terceira ordem, e assim sucessivamente. Também estamos assumindo que a resposta da polarização ao campo aplicado é instantânea.

A polarização não-linear desempenha um papel importante no estudo da óptica não-linear, pois é através da sua variação temporal que são geradas as componentes adicionais do campo eletromagnético. Um exemplo disto é a geração do segundo harmônico. Suponha que o campo elétrico de um feixe de laser seja descrito em um ponto da amostra pela seguinte equação:

$$E(t) = E_0 e^{-i\omega t} + c.c. \quad (2.1)$$

Se tivermos uma polarização não-linear de segunda ordem induzida por este campo elétrico, $P^{(2)}(t) = \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t)$ é uma contribuição importante à polarização total. Substituindo 2.1 nesta equação, resulta em

$$P^{(2)}(t) = \epsilon_0 2\chi^{(2)} E_0 E_0^* + \epsilon_0 (\chi^{(2)} E_0^2 e^{-i2\omega t} + c.c.). \quad (2.2)$$

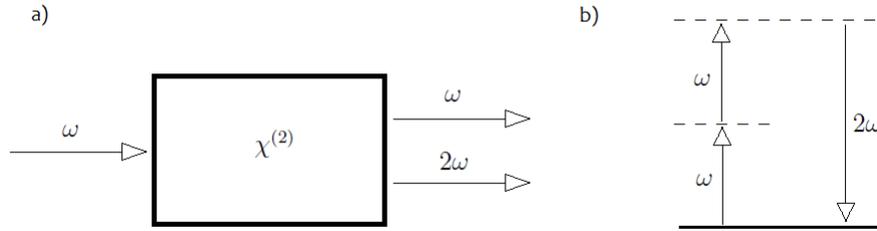
Vemos que o termo entre parênteses da polarização de segunda ordem oscila com uma frequência duas vezes maior do que a da onda incidente. Pode-se mostrar, a partir das equações de Maxwell, assumindo que o meio não-linear não possui cargas excedentes e correntes, que a equação da onda eletromagnética é dada por

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P^{NL}}{\partial t^2}, \quad (2.3)$$

onde n é o índice de refração linear usual, c é a velocidade da luz no vácuo e P^{NL} são os termos não-lineares da polarização.

Vemos que 2.3 é uma equação diferencial parcial não-homogênea, onde o termo a direita controla as soluções para E . Desta forma, substituindo a eq. 2.2 na equação acima, temos como solução uma onda irradiada da amostra com frequência de 2ω . Portanto, na incidência de um feixe de frequência ω ,

Figura 2.1: A geração de segundo harmônico. Em a), uma representação esquemática do fenômeno. Em b), uma descrição em termos de níveis de energia.



gera-se uma onda com frequência 2ω . Um esquema deste processo é mostrado na Figura 2.1.

Consideremos, agora, uma simples exposição sobre um exemplo de polarização de terceira ordem, cuja finalidade é introduzir os mecanismos do índice de refração não-linear. Suponhamos que uma onda incidente monocromática seja governada temporalmente, em um determinado ponto da amostra, pela equação:

$$E(t) = \varepsilon \cos \omega t \quad (2.4)$$

Para o caso da polarização não-linear de terceira ordem,

$$P^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3(t). \quad (2.5)$$

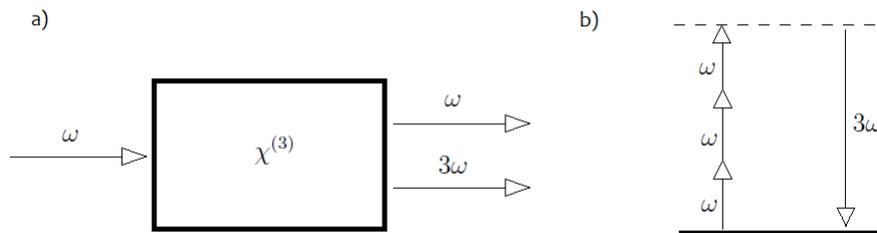
Substituindo 2.4 em 2.5, e usando a identidade trigonométrica $\cos^3 \omega t = \frac{1}{4} \cos 3\omega t + \frac{3}{4} \cos \omega t$, temos

$$P^{(3)}(t) = \frac{1}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} \varepsilon^3 \cos 3\omega t + \frac{3}{4} \chi^{(3)} \varepsilon^3 \cos \omega t.$$

Na equação acima, vemos que a polarização não-linear de terceira ordem oscila com uma frequência 3ω , conforme indicado pelo primeiro termo da soma, superposta por uma oscilação de frequência ω , conforme o segundo termo. Da primeira componente, ocorre a geração de uma onda de frequência 3ω , chamada de geração de terceiro harmônico. Isto decorre da solução de 2.3, tendo em vista que os dipolos oscilantes funcionam como antenas irradiadoras.

Já no segundo termo da soma, temos que uma onda de igual frequência da incidente é irradiada, porém com uma intensidade diferente. A este mecanismo está associado o índice de refração não-linear, pois o mesmo tende a alterar a constante dielétrica do material. Isto vale para meios isotrópicos. Se houver alguma anisotropia, pode existir uma componente adicional do campo elétrico que resulta em uma alteração na constante dielétrica do material. Nestes casos, a susceptibilidade dielétrica de segunda ordem $\chi(2)$ pode alterar o índice de refração não-linear. Na Figura 2.2, um esquema representativo da geração de terceiro harmônico.

Figura 2.2: A geração de terceiro harmônico. Em a), uma representação esquemática do fenômeno. Em b), uma descrição em termos de níveis de energia.



2.2 Índice de refração não-linear

O índice de refração de um material independe da intensidade do feixe incidente para ondas de baixa intensidade. Quando a intensidade da luz aumenta, o índice de refração passa a depender da intensidade do feixe incidente. Nestes regimes, dizemos que o índice de refração do material é não-linear, devido a sua dependência de propriedades não-lineares, conforme explicado abaixo.

Em muitos materiais, o índice de refração em um determinado ponto da amostra pode ser descrito pela equação

$$n = n_0 + \overline{n_2} \langle E^2(t) \rangle, \quad (2.6)$$

onde n_0 é o índice de refração linear e $\langle E^2(t) \rangle$ é a média temporal do campo elétrico aplicado ao quadrado. A quantidade $\overline{n_2}$ nos diz a taxa com a qual o índice de refração varia com a intensidade do feixe. Supomos que, para uma determinada frequência angular ω do feixe, o campo elétrico neste ponto da amostra seja descrito por

$$E(t) = E(\omega)e^{-i\omega t} + c.c..$$

Daí, segue que

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

o que resulta em

$$n = n_0 + 2\overline{n_2}|E(\omega)|^2. \quad (2.7)$$

Conforme visto anteriormente, a parte da polarização não-linear que pode influenciar na propagação do feixe é a de ordem três, para meios isotrópicos. Pode-se mostrar, que

$$\overline{n_2} = \frac{3\chi^{(3)}}{4n_0}, \quad (2.8)$$

onde n_0 , o índice de refração linear, é dado por

$$n_0 = (1 + \chi^{(1)})^{1/2}.$$

Na discussão acima, foi suposto que o feixe utilizado para medir o índice de refração é o mesmo que alterou as propriedades ópticas do material. Isto é o que se chama de autofocalização, se $\overline{n_2}$ for positivo, e autodesfocalização, se $\overline{n_2}$ for negativo. O fenômeno da autofocalização pode ser utilizado para criar um dano permanente no material, visto que o feixe tende a se concentrar em um ponto da amostra, aumentando a sua intensidade a níveis bastante elevados.

Pode-se escrever a equação 2.7 em função da intensidade I do feixe sobre a amostra,

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (2.9)$$

onde I é a intensidade da média temporal do campo elétrico do feixe, dado por

$$I = 2n_0\epsilon_0 c |E(\omega)|^2. \quad (2.10)$$

Como o índice de refração total independe de como ele é descrito, seja através da intensidade do feixe ou da média temporal do campo elétrico, podemos comparar 2.9 com 2.7, resultando em uma relação entre \bar{n}_2 e n_2 :

$$2\bar{n}_2|E(\omega)|^2 = n_2I.$$

De 2.10, segue que

$$2\bar{n}_2|E(\omega)|^2 = 2n_2n_0\epsilon_0c|E(\omega)|^2 \iff$$

$$n_2 = \frac{1}{n_0\epsilon_0c}\bar{n}_2$$

Substituindo 2.8 na equação acima, encontramos n_2 em função da susceptibilidade elétrica não-linear de terceira ordem:

$$n_2 = \frac{3}{4n_0^2\epsilon_0c}\chi^{(3)}. \quad (2.11)$$

Alguns dos processos físicos que levam a ocorrência do índice de refração não-linear são: polarização eletrônica, orientação molecular, absorção atômica saturada, entre outros. O objetivo do experimento que estamos a desenvolver consiste em estudar estes processos, através da análise dos índices de refração e absorção não-lineares.

Devido a variação do índice de refração, temos que a onda remanescente da amostra sofre um deslocamento de fase com relação a que é medida com um feixe de baixa intensidade. Desta forma, após emergir da amostra, a onda terá a forma em um determinado ponto do espaço,

$$E_{saída}(t) = E_\omega e^{i\phi_{NL}} e^{i\omega t}, \quad (2.12)$$

onde

$$\phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda}n_2IL \quad (2.13)$$

é o deslocamento de fase, com L sendo a espessura da amostra.

2.3 Índice de Absorção não-linear

Se a susceptibilidade não-linear de terceira ordem possui um termo imaginário, ocorre o fenômeno da absorção não-linear. Isto porque ϕ_{NL} possui

duas partes. Além do índice de refração, $n = n_0 + n_2I$, temos que o índice de absorção é dado por

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_2I, \quad (2.14)$$

onde α_0 é o índice de absorção linear e α_2 é o índice de absorção não-linear. Desta forma, ϕ_{NL} é escrito como

$$\phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda}(n_2I + i\alpha_2I)L \quad (2.15)$$

Substituindo a equação acima em 2.12, temos que

$$E_{saída}(t) = E_{\omega} e^{\frac{2\pi}{\lambda}(in_2I - \alpha_2I)L} e^{i\omega t}, \quad (2.16)$$

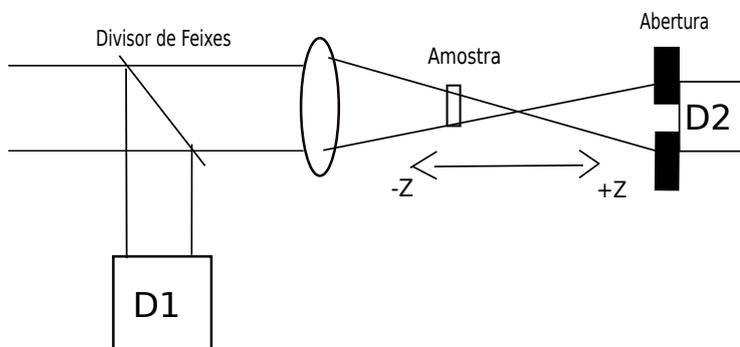
onde a parte negativa da exponencial indica a contribuição da absorção não-linear, que tende a diminuir a intensidade do feixe a medida em que ele atravessa a amostra. Vemos que, quanto maior a intensidade da luz incidente, maior é a absorção.

Capítulo 3

A Técnica de Varredura-Z

Existe um grande interesse em estudar materiais que apresentem um comportamento não-linear frente a interação com a luz. Exemplos de aplicações possíveis são chaves ópticas e sensores de proteção, que teriam como princípio as propriedades não-lineares de absorção e refração. Uma forma rápida de analisar estas propriedades é através da técnica de Varredura-Z, inventada em 1989 por M. Sheik-Bahae, A.A. Said, e E.W. Van Stryland. Faz uso de um aparato simples, que nos fornece respostas quanto aos índices de refração e absorção não-lineares com bastante precisão. Um esquema da montagem do experimento é mostrado na figura abaixo, onde consta a versão utilizada para medir o índice de refração não-linear.

Figura 3.1: Exemplo de possível montagem experimental para Varredura-Z, onde é realizada a medida $D2/D1$ em função de z . [2]



O experimento consiste em um laser que emite um feixe luminoso cuja distribuição radial de intensidade é gaussiana, uma lente convergente, que focaliza o feixe incidente na amostra, um detector D_1 , que realiza a função de coletar a luz que atravessa a amostra, e um detector D_2 , que faz a medida da potência de referência. Se quisermos medir o índice de refração não-linear, temos que acrescentar um filtro espacial (FE), no caso, uma íris de abertura variável, que bloqueie a passagem da luz, exceto em uma região central que fica aberta. Para medir o índice de absorção não-linear, temos que remover o FE para permitir que toda a luminosidade que atravessa a amostra chegue ao detector. O processo experimental consiste em realizar medidas do sinal no detector em função da posição z da amostra na região de luz colimada pela lente.

Quando ocorre o processo de refração não-linear, uma parte da luz é refratada para fora do orifício central devido ao fenômeno da auto-focalização, ou auto-desfocalização, dependendo do sinal do índice de refração não-linear, o que gera uma diminuição, ou aumento, na transmitância medida. Quando se tem uma absorção não-linear, nota-se a dependência com a posição entre o sinal total de saída e o de entrada, mesmo com a íris totalmente aberta. Através do método da Varredura-Z, é possível analisar separadamente os dois fenômenos. Para tanto, realiza-se uma medida da transmitância com o FE, e outra com ele totalmente aberto. Através dos dados coletados, pode-se medir tanto o índice de refração não-linear, quanto o de absorção não-linear.

Métodos anteriores a este para a medida do índice de refração não-linear incluem interferometria não-linear, mistura degenerada de ondas de diferentes comprimentos e medidas de distorções dos feixes. No entanto, existem diversas dificuldades a serem contornados nos métodos citados acima: no primeiro e no segundo, temos um aparato bastante sensível, mas com uma complexidade experimental relativamente alta, e no terceiro, uma sensibilidade um pouco mais baixa do que os outros dois métodos e requer uma análise detalhada da propagação da onda. A técnica da Varredura-Z é baseada nos princípios de distorção espacial do feixe, mas oferece alta sensibilidade e simplicidade experimental[2].

Porém, ela possui severas limitações para amostras extremamente finas, como filmes finos micro e submicro-métricos. Isto porque, de acordo com as

eqs. 2.12 e 2.16, $\phi_{NL}(L) \rightarrow 0$ quando $L \rightarrow 0$. Assim sendo, fica mais difícil diferenciar o sinal referente a refração ou absorção não-linear do ruído de fundo, causado pelas imperfeições do cristal e oscilações estatísticas da intensidade do laser. Nesses casos, a fase não-linear acumulada na propagação é muito pequena, $\phi_{NL} < \lambda/10^8$, para que o método seja ainda sensível. A fim de aumentar a sensibilidade, através de uma montagem interferométrica robusta, o Sagnac apresenta-se como uma excelente opção. A ideia principal consiste em escolher a melhor combinação entre amplitude do sinal de saída do Sagnac com o sinal não-linear gerado.

Capítulo 4

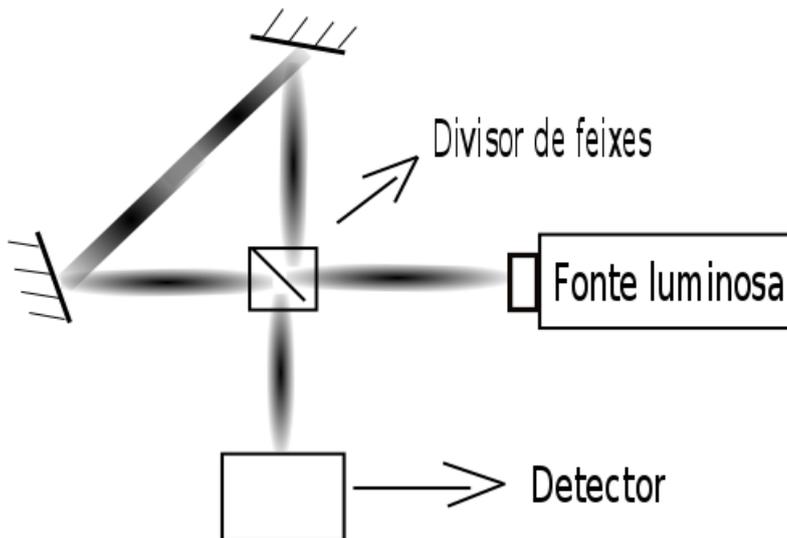
Interferômetro de Sagnac

Em geral, um interferômetro consiste em um aparato experimental onde duas ou mais ondas eletromagnéticas se superpoem, interferindo entre si. Usualmente, em um interferômetro óptico de divisão de amplitude, um feixe de luz é dividido em dois novos feixes idênticos por um divisor. Cada um destes descreve uma trajetória diferente, chamadas de braços do interferômetro, sendo que, devido às diferenças de caminho, ocorre uma diferença de fase e, ao se recombinarem, a superposição resultante apresenta um padrão de interferência [3].

No Interferômetro de Sagnac[4], ou simplesmente Sagnac, temos uma configuração em anel, onde o feixe incidente, proveniente de uma fonte luminosa, em geral um laser, após atravessar um divisor de feixes, é dividido em dois raios que percorrem distâncias iguais nos braços do interferômetro e se recombinam novamente no divisor. Uma possível montagem esquemática é mostrada na figura abaixo.

Este interferômetro é diferente de outros, como o de Michelson, Jamin e Mach-Zehnder, por não possuir braços independentes. O caminho percorrido por um dos feixes divididos é exatamente o mesmo que o do outro, porém se propagam em sentidos opostos, o que justifica a denominação “interferômetro em anel”. Nestes outros tipos de interferômetro, faz-se necessária a vedação do ambiente para bloquear correntes de ar e o isolamento dos braços do interferômetro contra vibrações mecânicas na bancada, o que pode causar distorções nas franjas de interferência. Também para evitar tais distorções,

Figura 4.1: Exemplo de montagem experimental de um Interferômetro de Sagnac.



precisa-se fazer uso de compensadores de caminho, devido a presença dos divisores de feixes. No caso do Sagnac, não precisamos nos preocupar com variações mecânicas nos braços do interferômetro, pois, devido a sua configuração em anel, onde os caminhos percorridos pelos feixes são iguais, vibrações de frequências bem menores que o recíproco do tempo de propagação ao longo do anel serão sentidas da mesma forma em ambos os feixes. Não se faz necessária a utilização de compensadores de caminho, pois os feixes transmitido e incidente passam uma quantidade de vezes igual pelo divisor de feixes. Portanto, uma das vantagens do Sagnac é a sua estabilidade no sinal de saída frente a interferências mecânicas externas e a presença do divisor de feixes.

Outras configurações em anel já haviam sido utilizadas antes de Sagnac. Por exemplo, no experimento de Fizeau, onde foi realizada, em 1859, a medida da velocidade da luz em uma coluna de água em movimento, conseguiu-se observar fenômenos relativísticos da luz. A principal motivação para o desenvolvimento do Interferômetro de Sagnac foi a verificação do deslocamento do éter com relação a Terra. Teoricamente, a primeira sugestão para a construção do Sagnac foi dada por Oliver Lodge em 1897, e mais tarde por Albert Abraham Michelson, em 1904. De acordo com eles, se este inter-

ferômetro em anel, realizando uma rotação, pudesse ser construído, poderia-se medir a velocidade de rotação da Terra por métodos ópticos, verificando se o éter está estacionário ou se ele acompanha a Terra em seu movimento de rotação. Para isto, deveria se observar a relação entre a velocidade angular ω e a diferença de fase observada. Na prática, o primeiro interferômetro capaz de medir esta correlação foi construído em 1913 por Georges Sagnac, o que explica a adoção de seu nome para este tipo de interferômetro. O efeito de rotação sobre a luz no Sagnac é chamado de efeito Sagnac.

O efeito Sagnac é utilizado na tecnologia atual, em sistemas de posicionamento e navegação, tais como o GPS (Global Positioning System) e o GNSS (Global Navigation Satellite System).

Capítulo 5

Descrição do experimento

O experimento consiste na combinação de um Interferômetro de Sagnac e uma medida de Varredura-Z. É utilizado um laser de HeNe, emitindo luz com comprimento de onda $\lambda = 632,8nm$ e potência nominal de $30mW$. O feixe emitido pelo laser é refletido em um espelho, atravessa um polarizador, e então é refletido por outro espelho, que o direciona a uma íris de alinhamento, a partir da qual alcança a lente convergente, que realiza a focalização da luz na amostra. Após a lente, o feixe atravessa um cubo divisor de feixe, projetado para operar no comprimento de onda λ em questão, com divisão $50\% - 50\%$. Daí, os feixes divididos percorrem a configuração em anel do Sagnac, sendo refletidos pelos dois espelhos que formam a configuração. Entre estes dois espelhos, foi posicionada a amostra, cuja posição é controlada por um motor, que, por sua vez, é acionado por um computador. Na saída do Sagnac, ou seja, na transmissão do divisor de feixes, após a recombinação destes, é inserida uma íris, que realiza o papel do Filtro Espacial (FE), onde é realizada a regulagem da abertura para a medida do índice de refração não-linear. Após passar pelo FE, o feixe recombinado é refletido por um espelho, que o direciona para o sensor, i.e., um fotodiodo amplificado, que transmite a potência medida para o computador. A amostra é posicionada de tal forma que as reflexões sobre ela não retornem aos braços do interferômetro. Um esquema simplificado do aparato, e uma foto do mesmo, são mostrados nas figuras abaixo.

Figura 5.1: Descrição do acoplamento da Varredura-Z com o Interferômetro de Sagnac.

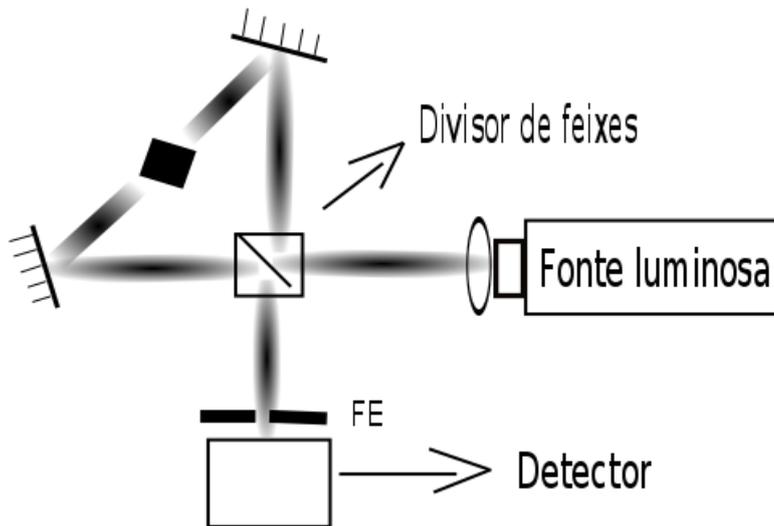
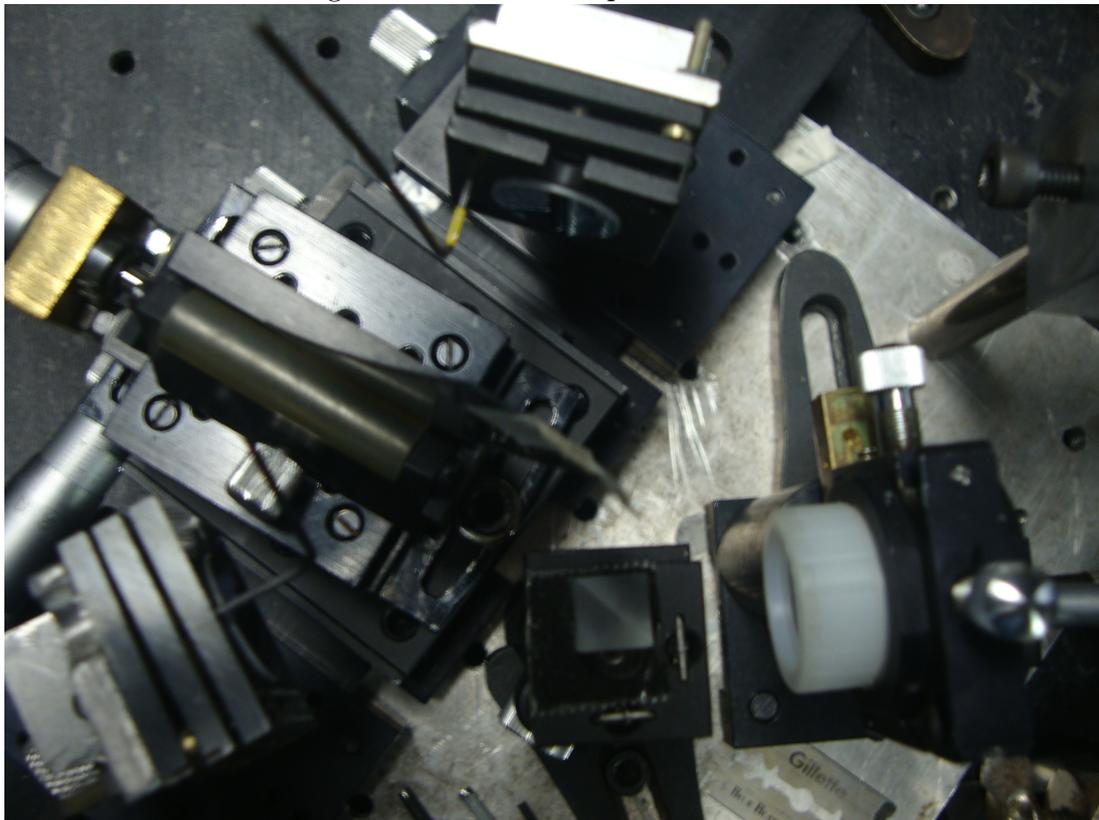


Figura 5.2: Foto do experimento.



Capítulo 6

Comportamento da luz entre os espelhos do Sagnac

Em se tratando de ondas eletromagnéticas, quando a radiação é descrita por ondas planas monocromáticas, temos que seu campo elétrico é dado pela seguinte fórmula:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \delta)},$$

onde $\vec{k} = k\hat{u}$, é o número de onda angular, com \hat{u} sendo o versor indicativo da direção e sentido da propagação da onda, e $k = 2\pi/\lambda$, onde λ é o respectivo comprimento de onda. Temos que $\omega = 2\pi/\tau$ é a frequência angular, com τ sendo o período de oscilação da onda, e δ é uma diferença de fase, que depende das condições iniciais da fonte irradiadora. Consideramos, ainda, \vec{E} e \vec{E}_0 como números complexos, sendo que \vec{E}_0 nos dá a direção de polarização da onda.

6.1 Feixes de laser gaussianos

No entanto, ondas planas são uma idealização, visto que, pelo fato de suas frentes de onda se estenderem infinitamente, possuem uma energia ilimitada. A luz de determinados lasers, por sua vez, é caracterizada por possuir uma distribuição com simetria cilíndrica, de tal forma que, radialmente, os campos elétrico e magnético são descritos por funções gaussianas. Axialmente, se a

luz for emitida continuamente, seu comportamento será de ondas planas, ou seja, $\vec{E} \sim e^{i(kz - \omega t)}$. Desta forma, a luz emitida pelo laser utilizado no experimento obedece a equação

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right] \exp[i(kz - \omega t)]. \quad (6.1)$$

O primeiro termo exponencial indica a simetria cilíndrica, através da expressão quadrática $x^2 + y^2$, tendo como termo característico w^2 , sendo que w corresponde a largura do feixe gaussiano. Quanto mais concentrado no eixo axial for o feixe, menor será w , quanto mais espalhado, maior será este.

Se, no entanto, for emitido um pulso de laser, temos que a forma do mesmo será gaussiana, tanto espacialmente, em torno do eixo axial, quanto temporalmente, ao longo da coordenada z . Para escrever a equação do pulso de laser, precisamos multiplicar a equação acima por uma gaussiana na coordenada temporal, em relação a coordenada axial. Desta forma,

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp\left[\frac{(t - z/v)}{\Delta t^2}\right] \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right] \exp[i(kz - \omega t)],$$

onde v é a velocidade da luz no meio por onde ela está a se propagar. Da mesma forma, Δt nos dá a largura do pulso gaussiano no tempo. Quanto maior Δt , mais largo será o pulso, quanto menor, mais estreito.

6.2 Luz do laser focalizada pelas lentes convergentes

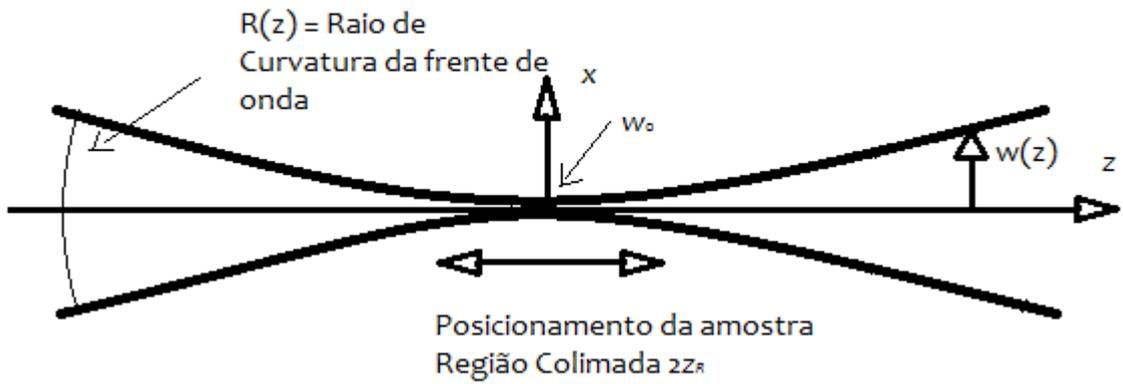
Para que possamos realizar a Varredura-Z, temos que focalizar a luz proveniente dos espelhos do Sagnac de tal forma que aumentemos a intensidade do feixe luminoso na amostra. Temos que descrever matematicamente o feixe após passar pelas lentes para a realização da medida de n_2 e α_2 .

Para o caso de um feixe do tipo descrito pela equação 6.1, ao ser focalizado pelas lentes, a intensidade do campo elétrico é diretamente proporcional a:

$$E(x, y, z) \propto \frac{\exp[-ikz - i\psi(z)]}{w(z)} \exp\left[\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} - i\frac{\pi}{\lambda} \frac{x^2 + y^2}{R(z)}\right], \quad (6.2)$$

onde $\psi(z)$ é o deslocamento de fase de Guoy, $w(z)$ é a distância do centro do feixe até a sua cintura, $R(z)$ é o raio de curvatura da frente de onda e λ é o comprimento de onda da luz emitida pelo laser. Na equação acima, é adotado o sistema de coordenadas cartesianas, com a origem no centro de simetria do sistema, conforme a figura abaixo:

Figura 6.1: Feixe Gaussiano focalizado.



Os valores de $\psi(z)$, $w(z)$ e $R(z)$ são dados pelas equações:

$$\psi(z) = \arctan(z/z_R),$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2}$$

e

$$R(z) = z + z_R^2/z.$$

Nestas expressões, z_R é a distância até o plano $z = 0$. No intervalo $-z_R < z < z_R$, o campo elétrico $E(x, y, z)$ permanece aproximadamente constante em relação à variável z . Dizemos que nesta região o feixe encontra-se colimado, e é nela onde realizamos a Varredura-Z, devido a alta intensidade do campo. Temos que a distância z_R , chamada de Região de Rayleigh, é dada por

$$z_R \equiv \pi w_0^2 / \lambda, \quad (6.3)$$

onde w_0 é a largura do feixe em $z = 0$, o mínimo valor de $w(z)$.

O deslocamento de fase de Guoy quantifica uma translação de fase do feixe quando este se desloca ao longo de z , em relação a uma onda plana neste mesmo ponto. Após passar pela lente, o raio de curvatura da frente de onda aumenta, até que em $z = 0$ seu valor é infinito. Isto porque em $z = 0$ o feixe desloca-se paralelamente ao eixo z . Para qualquer ponto $z \neq 0$, $R(z)$ é limitado, mostrando uma divergência, ou convergência, dos raios luminosos.

Sabemos que w_0 é dado, em termos da distância focal f da lente e da largura w_{inc} do feixe que passa pelos braços do interferômetro, pela expressão:

$$w_0 \approx \lambda f / \pi w_{inc}.$$

Podemos, conforme a equação acima, ter um controle sobre a largura w_0 do feixe e, conseqüentemente, sobre a intensidade do feixe sobre a amostra. Quanto menor for a distância focal, menor será w_0 , quanto maior for a largura do feixe incidente w_{inc} , menor será w_0 .

Quanto menor for w_0 , maior a intensidade do feixe e podemos inferir melhor sobre os fenômenos não-lineares da amostra. Por outro lado, de 6.3, vemos que quanto menor for w_0 , menor é a Região de Rayleigh. Se z_R é muito pequena, não temos resolução para realizar o z-scan. Desta forma, devemos ter em mente o equilíbrio entre resolução e intensidade na amostra.

Para um pulso de laser gaussiano, pode ser mostrado que a intensidade $I(z)$ é dada por

$$I(z) = \frac{E_{pulso}}{\Delta t} \frac{1}{\left[\pi w_0^2 + \frac{z^2 \lambda^2}{\pi w_0^2} \right]}, \quad (6.4)$$

onde Δt é a largura do feixe gaussiano e E_{pulso} é a energia do feixe.

Capítulo 7

Método experimental e descrição física

7.1 Refração não-linear

Estamos a supor, em primeiro lugar, que a absorção não-linear é bem pequena e pode ser desprezada.

Suponhamos que o índice de refração não-linear n_2 seja positivo. Quanto maior for a intensidade do campo elétrico, maior será o índice de refração. Começando a Varredura-Z na região negativa de z , o feixe será refratado, devido ao fenômeno da auto-focalização, na direção do eixo z , o que causa uma deflexão do feixe para fora da abertura do detector, diminuindo sua transmitância. Em $z = 0$, os efeitos em ambos os lados geram um resultado líquido nulo. Ao passar para o lado positivo de z , parte do feixe é defletido, pelo mesmo fenômeno, na direção da abertura, aumentando a transmitância.

Para o caso do índice de refração não-linear negativo, temos o efeito inverso: o feixe, no lado negativo de z , é refratado na direção contrária ao eixo z , pelo fenômeno da auto-desfocalização, o que causa um aumento na transmitância detectada na abertura. Em $z = 0$, temos um efeito líquido nulo e, para z positivo, a transmitância diminui, devido ao afastamento do feixe pela amostra em relação ao eixo z .

Aplica-se a técnica da análise da deformação do feixe gaussiano. De acordo com a eq. 2.12, o feixe na saída da amostra apresenta uma diferença de

fase ϕ_{NL} no centro do feixe devido a variação do índice de refração não-linear. Como foi suposto, conforme a eq. 2.9, uma dependência linear do índice de refração em relação a intensidade do feixe, esperamos que o deslocamento de fase, como uma função do raio r da simetria cilíndrica do feixe, seja dado por [5]

$$\phi(z, r, t) = \phi_0(t) \frac{1}{1 + z^2/z_0^2} e^{-2r^2/w^2(z)}$$

Em geral, se considera que a amostra possui uma largura $L < Z_R$. Faz-se a varredura, medindo a potência $P(z)$, que é o sinal captado no sensor após passar pela amostra, e uma medida de P_{ref} , que é a medida do sinal da luz que passa pela amostra com um feixe de baixa intensidade, para servir como referência e reduzir o ruído devido às oscilações do laser e imperfeições da amostra. A transmitância normalizada, então, é definida por

$$T(z) = \frac{P(z)}{P_{ref}}$$

Portanto, para um feixe de baixa intensidade, $T(z) = 1$. Um exemplo de gráfico da transmitância normalizada é mostrado na figura abaixo, adaptada de [2].

A variação do índice de refração, dado por $\Delta n_{NL} = n_2 I$ pode ser calculado em termos da diferença entre o pico e o vale do gráfico da transmitância, por

$$\Delta n_{NL} = n_2 I = 0.392 \frac{\lambda}{L} [T(z_{pico}) - T(z_{vale})].$$

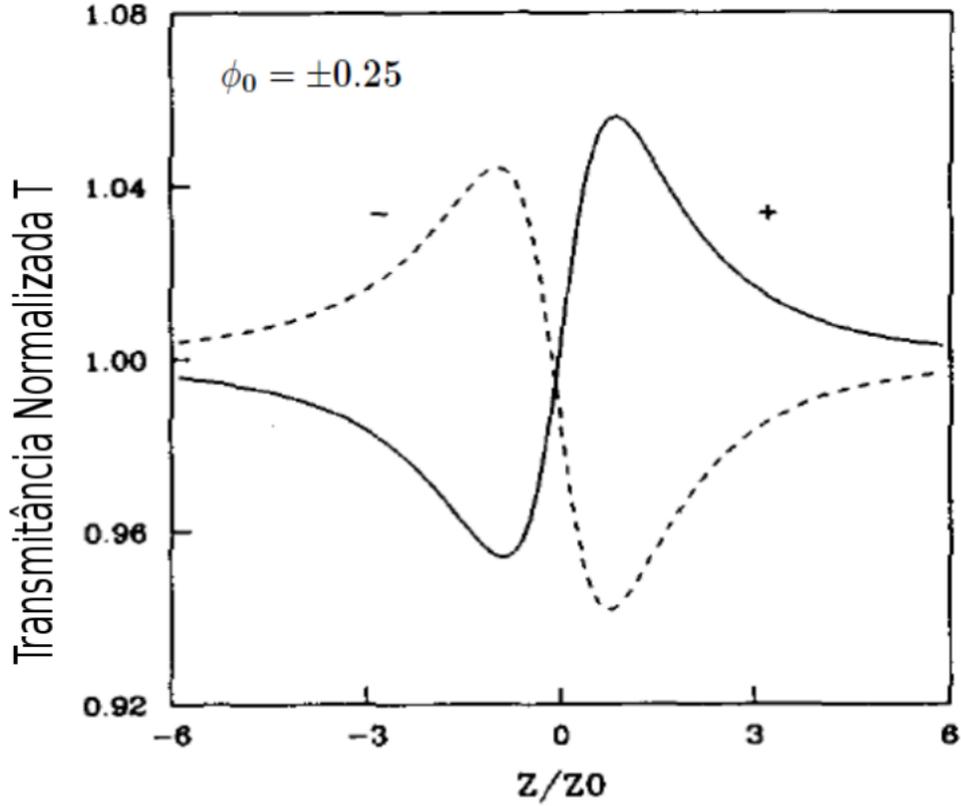
O índice de refração não-linear, então, é dado por

$$n_2 = \frac{\Delta n_{NL,0}}{I(z=0)},$$

onde o gráfico foi aproximado por uma reta em $z = 0$.

Pode-se inferir sobre o sinal de n_2 por uma inspeção no gráfico: se $n_2 > 0$, significa que, à esquerda de $z = 0$ temos um vale e à direita um pico. Se $n_2 < 0$, a orientação será invertida. Observamos que, em valores absolutos, um pico é maior do que um vale, para um mesmo n_2 . Isto deve-se a variação de fase dada pelo fator de Guoy.

Figura 7.1: Gráfico da Transmitância Normalizada T , adaptado de [2].



7.2 Absorção não-linear

Quando, além da refração, temos uma absorção não-linear, vemos no gráfico da transmitância uma translação vertical negativa, com um valor mínimo em $z = 0$, o ponto onde a intensidade do feixe é máxima. Para o estudo do índice de absorção não-linear, removemos o FE, de forma que toda a luz que passa pela amostra alcance o detector. Vemos, aí, que o gráfico da transmitância apresenta um vale em $z = 0$, o ponto onde ocorre um pico de absorção.

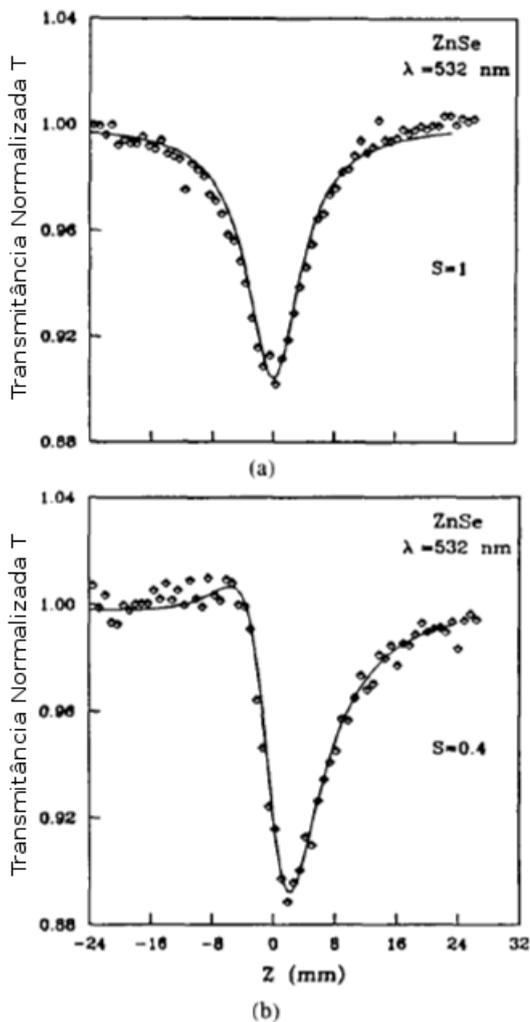
Para a absorção, a transmitância normalizada $T(I)$ é dada por

$$T(I) = \frac{P_s(I(z))}{P_i},$$

onde $P_s(I(z))$ é a potência do feixe após ter atravessado a amostra e P_i é a

potência do feixe incidente. Abaixo, um exemplo de gráfico da Transmitância normalizada para a absorção não-linear.

Figura 7.2: Gráfico da Transmitância Normalizada T , adaptado de [2]. Em linha sólida, a previsão teórica. Nos pontos, a Transmitância medida para ZnSe, com pulsos da ordem de picossegundos e $\lambda = 532nm$. Em a), sem FE. Em b), com a FE 40% aberta.

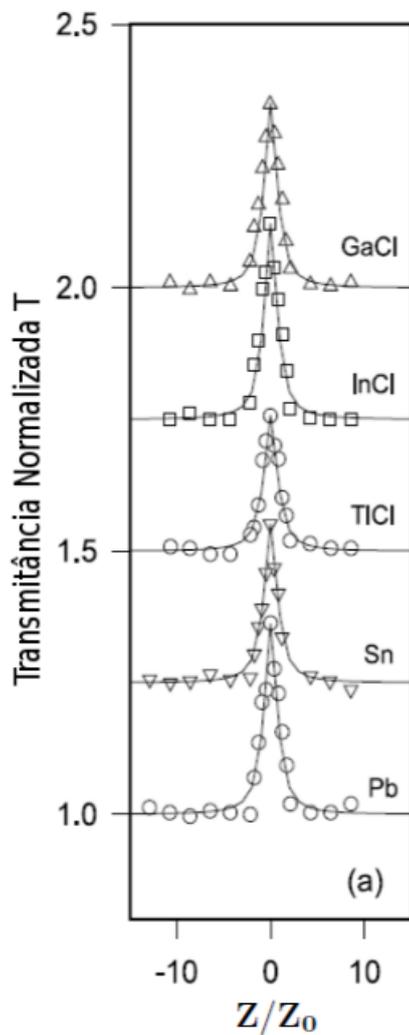


Quando se tem a absorção não-linear, também ocorre a refração não-linear. Assim, para se separar os dois fenômenos, mede-se a refração com o FE, e depois a absorção sem o FE. Faz-se, então, a subtração, dos valores

obtidos para a refração, os dados da transmitância na absorção.

Quando a absorção é saturada, vemos que existe no gráfico da Transmitância um pico de transmissão de energia em $z = 0$, pois a saturação impede a absorção de fótons na região próxima de $z = 0$, conforme a eq. 2.14.

Figura 7.3: Gráfico da Transmitância Normalizada T , adaptado de [6]. Absorção saturada para $\lambda = 650nm$ para cinco tipos de dopagem do metal TMPP. Os gráficos foram transladados verticalmente para fins de clareza.



Capítulo 8

Considerações finais

O experimento encontra-se em fase de desenvolvimento. Espera-se que, na coleta dos dados sem o acréscimo de um elemento de quebra de simetria, o sinal detectado seja nulo, pois haverá uma interferência totalmente destrutiva na saída do Sagnac. Porém, com o uso do Interferômetro de Sagnac em combinação com a Varredura-Z, pretendemos aumentar a sensibilidade da Varredura-Z para se medir os valores de n_2 e α_2 em amostras extremamente finas.

Referências Bibliográficas

- [1] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Third Edition, Academic Press, 2008
- [2] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. Wei, D. J. Hagan, e E. W. Van Stryland, “Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, NO. 4, April 1990
- [3] E. Hecht, “*Optics*”, Third Edition, Addison Wesley Longman, 1998
- [4] R. Rui, “Interferômetro de Sagnac Não-linear”, Trabalho de Conclusão de Curso - Bacharelado em Física, Instituto de Física, UFRGS, 2010
- [5] R. Menzel, “*Photonics*”, Second Edition, Springer, 2007
- [6] T.C. Wen, L.C. Hwang, W.Y. Lin, C.H. Chen, C.H. Wu, “Nonlinear absorption of light: two-photon absorption and optical saturation in metalloporphyrin-doped boric acid glass”, *Chemical Physics*, 286 (2003) 293–302