UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS

Conjugação de Fase por Mistura Degenerada de Quatro Ondas em Rubi e $GdAlO_3:Cr^{+3}$

Tomaz Catunda

Dissertação apresentada ao Instituto de Física e Química de São Carlos, da Universidade de São Paulo, para a obtenção do título de Mestre em Física Básica.

Orientador:
Prof.Dr. Jarbas Caiado de Castro Neto

Departamento de Física e Ciência dos Materiais

São Carlos, 1984

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE ____

TOMAZ CATUNDA

APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM *31* DE *outubro* DE 198*4*.

COMISSÃO JULGADORA:

Dr. *Jarbas Caiado de Castro Neto* - Orientador

Dr. *Michel André Aegerter*

Dr. *Carlos Henrique de Brito Cruz*

a Marcia

e a Victoria

AGRADECIMENTOS

- Agradeço ao Jarbas pela orientação, incentivo e por seu exemplo de dedicação, entusiasmo e seriedade no trabalho.

- Agradeço a Loreni pelo trabalho de datilografia e ao Augusto pelos desenhos.

- Agradeço pela ajuda, pela amizade e pelo excelente ambiente de trabalho ao pessoal do grupo: os professores, os colegas, o Sr. Domingos, os técnicos da Oficina de Ótica, a Rosana e a Cristina.

- Agradeço aos professores, colegas, funcionários e ao departamento que colaboraram para a minha formação científica e para este trabalho.

- Agradeço aos meus pais pela confiança, apoio e incentivo.

- Agradeço a minha mulher Marcia e minha filha Victoria pela compreensão e amor.

- Este trabalho foi realizado com o apoio financeiro da FAPESP, CNPq e FIPEC.

ÍNDICE

Resumo..... i

Abstract.....ii

Prefácio.....iii

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO..... 1

1.1. O que é Conjugação de Fase ?..... 1

1.2. Holografia..... 5

1.3. Conjugação de Fase por Mistura Degenerada de Quatro Ondas (CFMD4O)..... 10

1.4. Conjugação de Fase por Espalhamento de Brillouin Estimulado..... 12

1.5. Noções de Ótica Não Linear..... 13

CAPÍTULO II- CONJUGAÇÃO DE FASE POR MISTURA DEGENERADA DE QUA - TRO ONDAS- TEORIA E ALGUNS EXEMPLOS..... 18

2.1. A Equação de Onda no Meio Não Linear..... 18

2.2. Geração de 2º Harmônico..... 21

2.3. Teoria Básica de CFMD4O..... 22

2.4. Conjugação de Fase em Meio Com Absorção..... 26

2.5. Exemplos Experimentais de CFMD4O..... 29

CAPÍTULO III-RUBI, $GdAlO_3:Cr^{+3}$ e CFMD4O..... 32

3.1. Características Gerais..... 32

3.2. Observação de CFMD4O em Rubi..... 35

3.3. Medidas de Concentração de Cromo e do Coefi - ciente de Absorção..... 41

CAPÍTULO IV- MEDIDA DAS PROPRIEDADES NÃO LINEARES..... 45

4.1. Medida do Perfil de Índice de Refração n(r). 45

4.2. Medida de n_2 52

CAPÍTULO V - NOSSOS RESULTADOS NA CFMD4O..... 71

5.1. Observação da CFMD4O..... 71

5.2. Detalhes da experiência..... 72

5.3. Comparação dos Resultados Experimentais com a Teoria..... 75

CAPÍTULO VI- CONCLUSÃO..... 78

6.1. Conclusão..... 78

6.2. Sugestões para Trabalhos Futuros..... 78

APÊNDICE 1..... 80

REFERÊNCIAS..... 81

LISTA DE FIGURAS

Fig.1.1. O efeito de Conjugação de Fase 3

Fig.1.2. Comparação entre o Espelho de Conjugação de Fase e um Espelho Convencional..... 4

Fig.1.3. Exemplo de Ótica Adaptativa Aplicada a Fusão a Laser. 6

Fig.1.4. O Esquema Básico da Holografia..... 8

Fig.1.5. A Condição de Bragg..... 9

Fig.1.6. Esquema Básico do Efeito de CFMD4O..... 10

Fig.1.7. O Processo de CFMD4O..... 11

Fig.2.1. Amplificação e Oscilação na CFMD4O..... 25

Fig.2.2. Resultado da Experiência de Bloom et al que confirmou a Teoria $R \propto \tan^2(|R|\ L)$ e $T \propto \sec^2(|R|\ L)$..... 31

Fig.3.1. Propriedades Espectroscópicas do Rubi..... 33

Fig.3.2. Eficiência R em função de I_{eff}..... 38

Fig.3.3. Montagem Experimental e a Resposta Temporal da CFMD4O 42

Fig.4.1. O Desvio do Feixe..... 46

Fig.4.2. Arranjo Experimental para Medida da forma do perfil de Índice de Refração $\delta n(r)$..... 48

Fig.4.3. O Perfil de Índice de Refração $\delta n(r)$ medido..... 49

Fig.4.4. O Intéferômetro de Michelson..... 54

Fig.4.5. O Método Diferencial Interferométrico..... 57

Fig.4.6. Montagem do Interferômetro Diferencial de Michelson para medida de n_2..... 59

Fig.4.7. Perfil de intensidade do efeito de bombeio Ar $I_b(r)$ e do feixe de prova -HeNe $I_p(r)$..... 63

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

Fig.4.8. Montagem Experimental para Observação do Sinal de Luminescência do Rubi e $GdAlO_3:Cr^{+3}$..... 67
Fig.4.9. Sinal de Luminescência do $GdAlO_3:Cr^{+3}$..... 68
Fig.4.10. Sinal do Amplificador Síncrono em Função da Frequência..... 69

Fig.5.1. Medida da Eficiência..... 74
Fig.5.2. Efeitos de Reflexão na Superfície do Cristal..... 75

RESUMO

Estudamos o efeito de Conjugação de Fase por Mistura Degenerada de Quatro Ondas em $Al_2O_3:Cr^{+3}$ (Rubi) e $GdAlO_3:Cr^{+3}$ com um laser de Ar (λ=5145 Å).

Obtivemos eficiência aproximadamente quatro vezes maior no $GdAlO_3:Cr^{+3}$ (onde este trabalho é original) que no Rubi o que nos motivou a investigar as propriedades físicas que são relevantes para o fenômeno nestes sistemas (isto não foi bem compreendido no trabalho anterior em Rubi). Desenvolvemos um método interferométrico muito sensível para medida dos coeficientes não lineares do índice de refração n_2 destes materiais (que não eram conhecidos). Com estes valores de n_2 calculamos a eficiência de Conjugação de Fase em bom acordo com experiência.

ABSTRACT

We have studied the effect of Phase Conjugation by Degenerate Four Wave Mixing in $Al_2O_3:Cr^{+3}$ (Rubi) and $GdAlO_3:Cr^{+3}$ with an Ar laser (at $\lambda = 5145$ Å). We obtained efficiency ~4 times greater in $GdAlO_3:Cr^{+3}$ (where this work is original) than in Rubi and this have motivated us to investigate the physical properties that are important to explain this phenomenon in these materials (what wasn't well understood in the previous paper on Rubi[10]). We developed an interferometric method very sensitive to measure the nonlinear coeficient of refractive index n_2 of these materials (what wasn't known). With these values of n_2 we calculated the efficiency of the Phase Conjugation in good agreement with the experience.

PREFÁCIO

O efeito de Conjugação de Fase por Mistura Degenerada de Quatro Ondas (CFMD4O) tem sido exaustivamente estudado nos últimos anos (desde 1977) devido ao interesse tanto em ciência pura como aplicada. Descrevemos a observação deste efeito em Rubi e $GdAlO_3$: Cr^{+3} e a medida do coeficiente não linear do índice de refração n_2.

O efeito de Conjugação de Fase e como ele aparece é discutido, em geral e no caso específico dos materiais em que trabalhamos, sem supor conhecimento prévio de ótica não linear. No Capítulo I discuto as propriedades da Conjugação de Fase de um modo geral e mostro a equivalência entre a Holografia e o processo de Conjugação de Fase por Mistura Degenerada de Quatro Ondas (CFMD4O) . Em seguida, faço uma introdução a ótica não linear e apresento suscintamente alguns processos. No Capítulo II demonstro formalmente como aparece o efeito de CFMD4O, apresento o modelo básico de Yariv e Pepper e sua extensão para meios com absorção (que é o caso dos nossos materiais). O capítulo termina com um breve relato dos primeiros resultados experimentais que confirmaram a teoria proposta.

No Capítulo III descrevo as propriedades dos dois sistemas Rubi e $GdAlO_3:Cr^{+3}$, a experiência anterior feita no Rubi e nossas medidas do coeficiente de absorção dos cristais.

No Capítulo IV apresento uma experiência que ilustra o efeito fotorefrativo, a deflexão de um feixe de prova devido ao efeito de lente induzido pelo laser de bombeio. Depois descrevo o método usado para medida de n_2 cujos valores serão utilizados para comparar os resultados experimentais de CFMD4O no Capítulo V com a

teoria. O Capítulo VI consta de duas partes, conclusão e sugestões para trabalhos futuros.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

1.1. O que é Conjugação de Fase ?

Consideremos uma frente de onda qualquer que se propaga no sentido positivo do eixo Z

$$E(r,t) = Re\, F(\bar{r})\, e^{i(\omega t - kz)} \tag{1.1}$$

a frente de onda é dada por sua amplitude F(r) que pode levar em conta imperfeições e distorções que ocorrem quando um feixe de laser se propaga num meio qualquer, como por exemplo um vidro de garrafa. Como $F(\bar{r})$ é uma função complexa podemos escrever $F(\bar{r}) = A(\bar{r})\, e^{i\varphi(\bar{r})}$, onde $A(\bar{r})$ e $\varphi(\bar{r})$ são reais logo (1.1) fica

$$E(\bar{r},t) = A(\bar{r})\, Re\left[e^{i(\omega t - kz + \varphi(\bar{r}))} \right] \tag{1.2}$$

Define-se o campo conjugado $E_c(\bar{r},t)$ como sendo o complexo conjugado da parte espacial do campo $E(\bar{r},t)$, ou seja:

$$E_c(\bar{r},t) = A(\bar{r})\, Re\left[e^{i(\omega t + kz - \varphi(\bar{r}))} \right] \tag{1.3}$$

$E_c(\bar{r},t)$ se propaga no sentido contrário de $E(\bar{r},t)$ mas a forma da frente onda E_c é a mesma ponto a ponto. Podemos notar também que

$$E_c(\bar{r},t) = A(\bar{r})\, Re\left[e^{i[\omega(-t) - kz + \varphi(\bar{r})]} \right]$$

ou seja E_c é igual ao complexo conjugado da parte temporal de $E(r,t)$ o que equivale a trocar o sinal $t \to -t$ por isto o efeito

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

também é chamado de Reversão Temporal. Numa experiência de Conjugação de Fase temos um campo incidente $E(\bar{r},t)$ e o campo refletido é proporcional ao campo conjugado $E_c(\bar{r},t)$, ou seja, dependendo do meio não linear, da intensidade e do processo através do qual a conjugação é obtida, haverá amplificação ou atenuação do campo $E_c(\bar{r},t)$.

A Fig.1.1 mostra uma frente de onda genérica incidindo num Conjugador de Fase, também chamado de Espelho de Conjugação de Fase (ECF), nota-se uma correspondência ponto a ponto entre as duas frentes de onda. Se colocamos um elemento distorçor antes do ECF o campo incidente $E(\bar{r},t)$ é distorcido mas $E_c(\bar{r},t)$ retorna sempre pelo mesmo caminho que $E(\bar{r},t)$ e após passar pelo elemento distorçor a frente de onda original é reconstruída (ver Fig.1.b).

Para ilustrar melhor suas propriedades vamos comparar o ECF com um espelho comum. Na Fig.1.2a temos um campo incidente que se propaga na direção $\bar{k}$ e é refletido por um espelho comum na direção $\bar{k}'$, temos:

$\bar{k}_{//} = \bar{k}'_{//}$ (componente paralela ao plano do espelho)

$\bar{k}_{\perp} = -\bar{k}'_{\perp}$ (componente perpendicular ao plano do espelho)

A Fig.1.2b mostra o que acontece quando este mesmo campo é refletido por um ECF. Neste caso temos $\bar{k}'=-\bar{k}$ (válido para as duas componentes $k_{//}$ e $k_{\perp}$) qualquer que seja o ângulo de incidência. A Fig. 1.2c e d) ilustra novamente a diferença quando temos uma onda plana que passa por um bastão de vidro. Vê-se que a distorção de fase em (2) é compensada em (4) para o ECF enquanto que no espelho comum a distorção original de (2) é duplicada em (4).

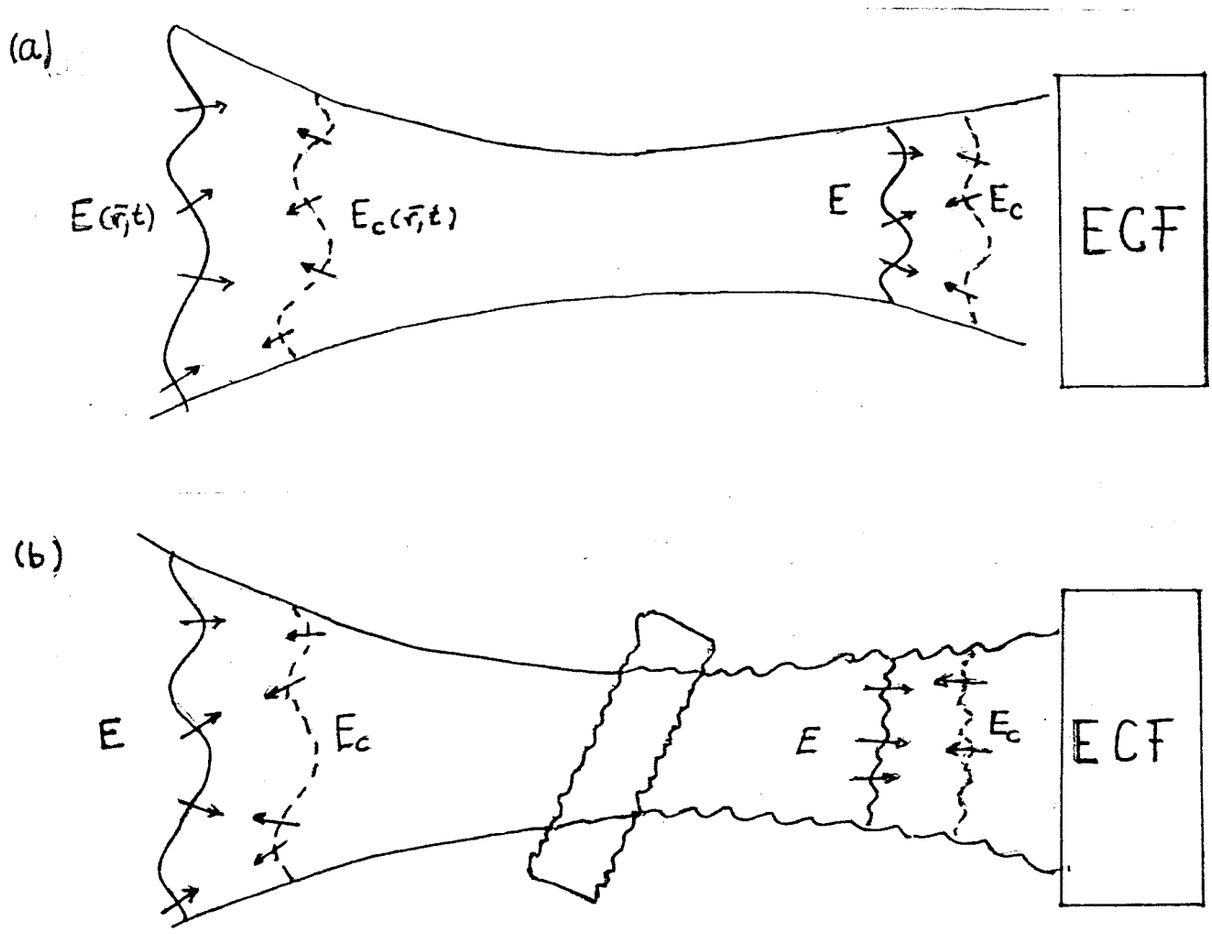


Fig.1.1. O efeito de Conjugação de Fase

a) uma frente de onda $E(\bar{r},t)$ incide num Espelho de Conjugação de Fase (ECF) e é gerado o campo conjugado $E_c(\bar{r},t)$;

b) quando se coloca um elemento distorçor o campo conjugado $E_c(\bar{r},t)$ reconstroi a imagem incidente.

Mostraremos agora uma aplicação prática do ECF para um sistema de fusão a laser, o objetivo do processo é focalizar precisamente um laser num alvo onde ocorrerá a fusão. Na Fig. 1.3a o alvo é iluminado por um pulso do laser, uma pequena parte da luz refletida passa por uma lente que colima o feixe para um amplificador e incide num ECF. O feixe conjugado ("refletido" pelo ECF) é

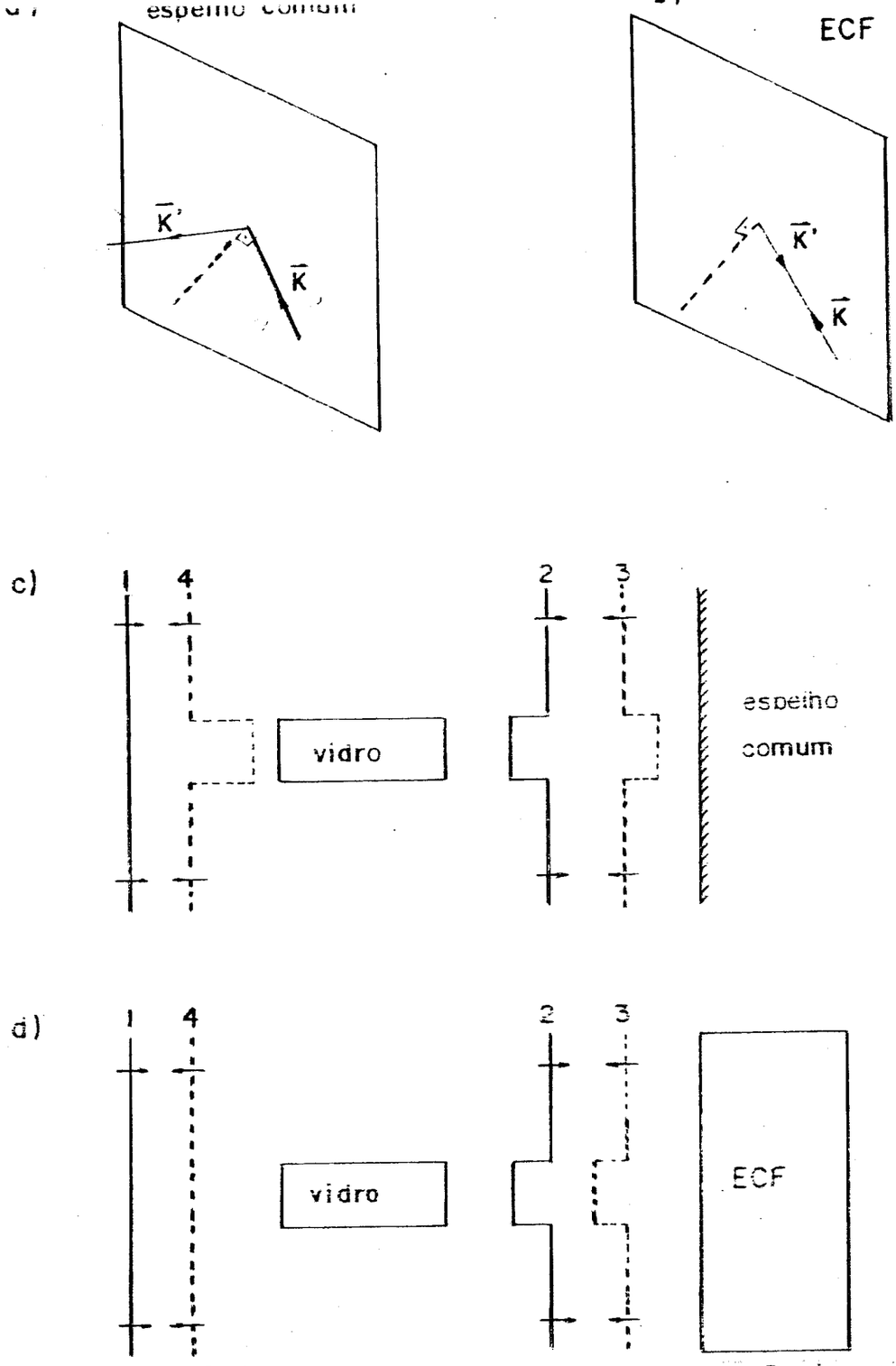


Fig.1.2. Comparaçao entre o espelho de Conjugação de Fase (ECT) e um espelho convencional.

a) reflexão de um feixe que incide na direção $\bar{k}$ em um espelho convencional;
b) para a reflexão em ECF temos $\bar{k}'=-\bar{k}$;
c) a evolução de uma onda plana que é distorcida por um bastão de vidro e depois refletida por um espelho comum;
d) o mesmo processo para um ECF. Vê-se que a onda incidente (1) é reconstruída em (4) (o mesmo não acontece em c).

novamente amplificado e atinge o alvo. Vemos que o ECF exerce um papel fundamental nesta experiência pois usando tecnologia convencional seria necessário um sistema complicado de sensores e servomecanismo para focalizar precisamente o laser. Neste exemplo o ECF é usado como Ótica Adaptativa que trata de sistemas para correções de distorções na propagação de lasers. Em ressonadores óticos o ECF tem a interessante propriedade de manter a cavidade sempre estável independendo de variações de seu comprimento (como acontece nos ressonadores comuns). O efeito de CFMD4O tem sido usado também para Espectroscopia não Linear a Laser. O leitor interessado em artigos gerais sobre Conjugação de Fase e suas aplicações deve consultar as referências de (1) e (2).

1.2. Holografia

Discutiremos rapidamente os princípios básicos da Holografia. devido sua semelhança com o processo de CFMD4O, seguindo a apresentação feita por Yariv[3].

O esquema básico da holografia está mostrado na Fig. 1. 4. Uma frente de onda plano paralela de um laser ilumina um objeto (cuja imagem será reconstruída através do holograma) e um espelho plano. O feixe refletido pelo espelho e a luz espalhada pelo objeto na direção do meio fotosensível são o feixe de referência $E_r(r,t)$ e feixe objeto $E_o(r,t)$. Consideremos o que acontece quando os dois feixes incidem no meio.

$$E_o(\vec{r},t) = E_1 e^{i(\omega t - \vec{K}_1 \cdot \vec{r})}$$
$$E_r(\vec{r},t) = E_2 e^{i(\omega t - \vec{K}_2 \cdot \vec{r})} \qquad (1.4)$$

com $\quad |K_1| = |K_2| = 2\pi/\lambda$

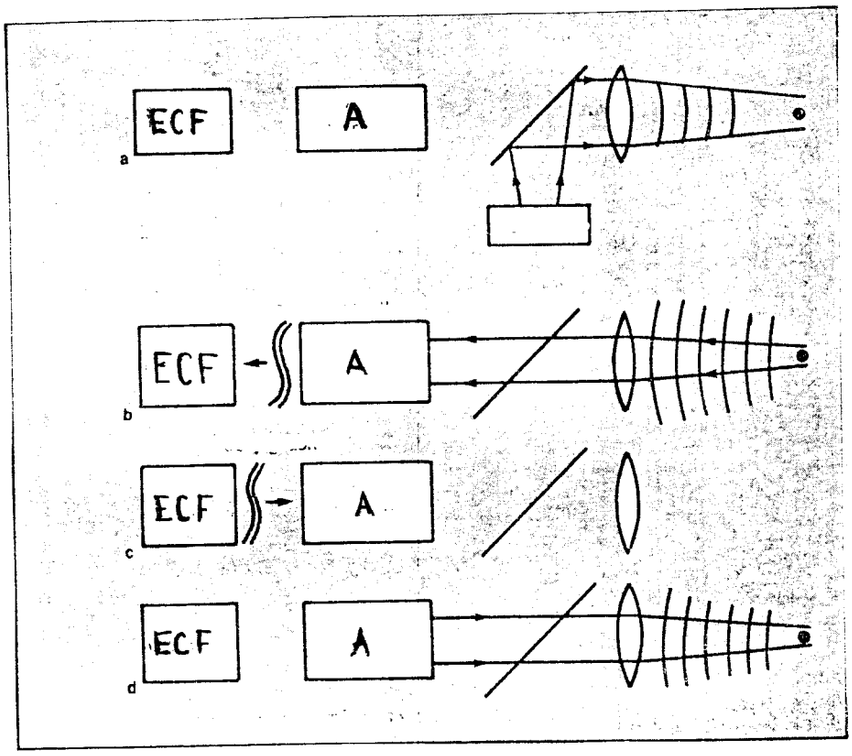


Fig.1.3. Exemplo de Ótica Adaptativa Aplicado a Fusão a Laser

(a) o alvo é iluminado por um feixe de prova;
(b) parte da luz refletida é amplificada no amplificador A; c) o feixe é conjugado pelo ECF; e d) passa pelo meio distorçor atingindo precisamente o alvo.

$$\bar{K}_1 = K\,(\,\text{sen}\,\theta/2\;\hat{i} \;+\; \cos\theta/2\;\hat{k}\,)$$

$$\bar{K}_2 = K\,(\,-\text{sen}\,\theta/2\;\hat{i} \;+\; \cos\theta/2\;\hat{k}\,)$$

O campo total é a soma dos dois campos, logo:

$$E(x,z) = e^{i\omega t}\left[E_1 e^{-ik(x\,\text{sen}\,\theta/2 + z\cos\theta/2)} + E_2 e^{-ik(-x\,\text{sen}\,\theta/2 + z\cos\theta/2)}\right] \qquad (1.5)$$

Se o meio fotosensível é uma emulsão fotográfica a densidade de prata depositada é proporcional a intensidade do campo, ou seja proporcional a:

$$E(x,z)\,E^*(x,z) = E_1^2 + E_2^2 + 2\,E_1 E_2 \cos(2\,K\,x\,\text{sen}\,\theta/2) \qquad (1.6)$$

na expressão acima tomamos a média temporal da intensidade. Em (1.6) notamos um termo constante e uma variação senoidal de intensidade, que gera uma variação senoidal da densidade da prata, de período d dado por:

$$2\,K x\,\text{sen}\,\theta = 2\pi \quad \rightarrow \quad d = \frac{\lambda}{2\,n\,\text{sen}\,\theta} \qquad (1.7)$$

λ - comprimento de onda no vácuo

n - índice de refração do meio

Para reconstrução da imagem ilumina-se o holograma com o feixe de referência $E_r(\bar{r},t)$. A Fig.1.4b mostra este feixe incidindo na modulação (de período d) de índice de refração. A Fig. 1.5 mostra a reflexão do feixe incidente. Para que haja interferência construtiva entre cada reflexão é preciso que a diferença

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

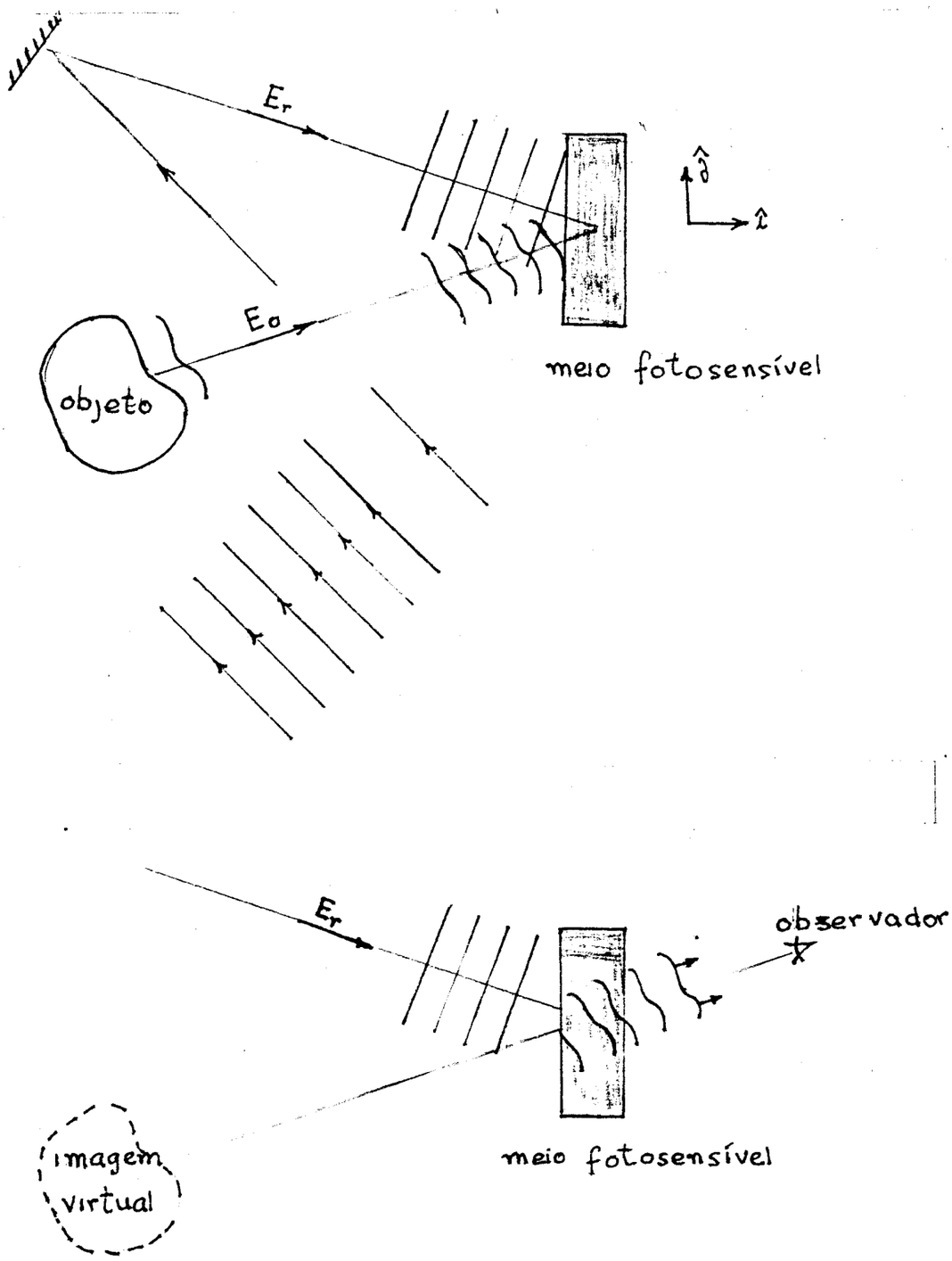


Fig. 1.4. O Esquema Básico da Holografia
a) os feixes de referência E_r e objeto E_o se interferem no meio fotosensível gravando o holograma; b) o Holograma é lido pelo feixe E_r reconstruindo a imagem do objeto. O observador vê a imagem virtual do objeto.

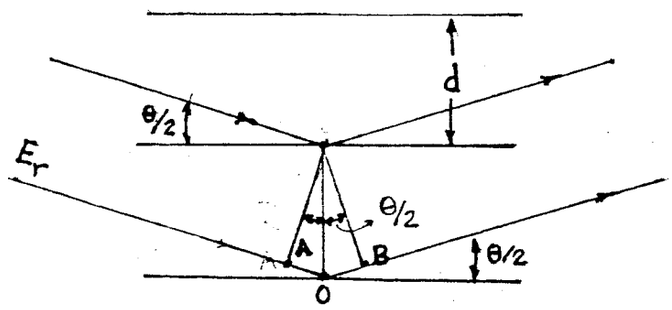


Fig. 1.5. A condição de Bragg exige que a diferença de caminho ótico AO+OB seja igual a λ .

de caminho ótico entre cada uma seja igual a λ (este fato é conhecido como condição de Bragg), logo na Fig. 1.5 temos:

$$AO + OB = \lambda/n$$

mas $$AO + OB = 2d \operatorname{sen}\theta$$

portanto $$2d \operatorname{sen}\theta = \lambda/n \qquad (1.8)$$

Como d é dado por (1.7) vemos que a condição de Bragg é satisfeita somente quando o feixe que ilumina o holograma incide na direção de $E_r(\vec{r},t)$ e o feixe difratado sai na direção de $E_o(r,t)$. Por isto dizemos que há uma reconstrução da imagem, um observador na direção do feixe difratado vê a imagem (virtual) do objeto.

O processo análogo a CFMD40 ocorre quando o feixe de reconstrução é incidido na mesma direção que $E_r(\vec{r},t)$ mas no sentido oposto (veja Fig. 1.7). Este feixe é então difratado na mesma direção e com o sentido oposto ao feixe $E_o(\vec{r},t)$, temos a reconstrução do objeto propagando-se no sentido oposto a incidência, ou seja, é o Campo Conjugado.

1.3. Conjugação de Fase por Mistura Degenerada de Quatro Ondas CFMD4O

O esquema básico de MD4O está mostrado na Fig.1.6. Temos dois feixes de bombeio contrapropagantes E_1 e E_2 (que se propagam na mesma direção mas em sentidos opostos) e um feixe de prova E_p que incidem num meio não linear. Assim como o holografia o processo é coerente por isso os três feixes são oriundos do mesmo laser.

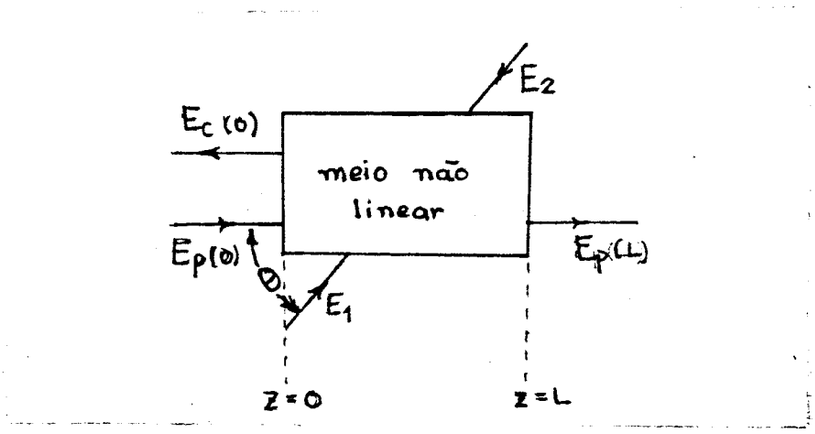


Fig.1.6. Esquema básico do efeito de CFMD4O

Podemos considerar os feixes E_1 e E_p incidindo no meio e gerando uma modulação senoidal de intensidade de luz dada por (1.6) (neste caso os campos E_1 e E_p fazem o papel de E_r e E_o da holografia). Como no meio não linear o índice de refração varia com a intensidade I da luz $n=n_o+n_2I$ esta modulação gera uma modulação de índice de refração que atua como um holograma para o feixe E_2. A condição de Bragg impõe que E_2 seja difratado na direção de E_p se propagando no sentido oposto, ou seja, é o Campo Conjugado. De (1.7) se E_1 e E_p incidem em ângulo θ o período da

modulação de índice de refração é $d_1 = \lambda/2n_o \operatorname{sen}\theta/2$ (veja Fig.1.7). Analogamente podemos pensar que os campos E_2 e E_p geram o holograma (que é a modulação do índice de refração) que é difratado por E_1 gerando E_c. A diferença neste caso é que o ângulo entre E_2 e E_p é $\phi = 180 - \theta$, por isso o período da modulação é $d_2 = \lambda/2n\cos\theta/2$ (veja Fig.1.7). Como em geral θ é pequeno temos $d_1 \gg d_2$.

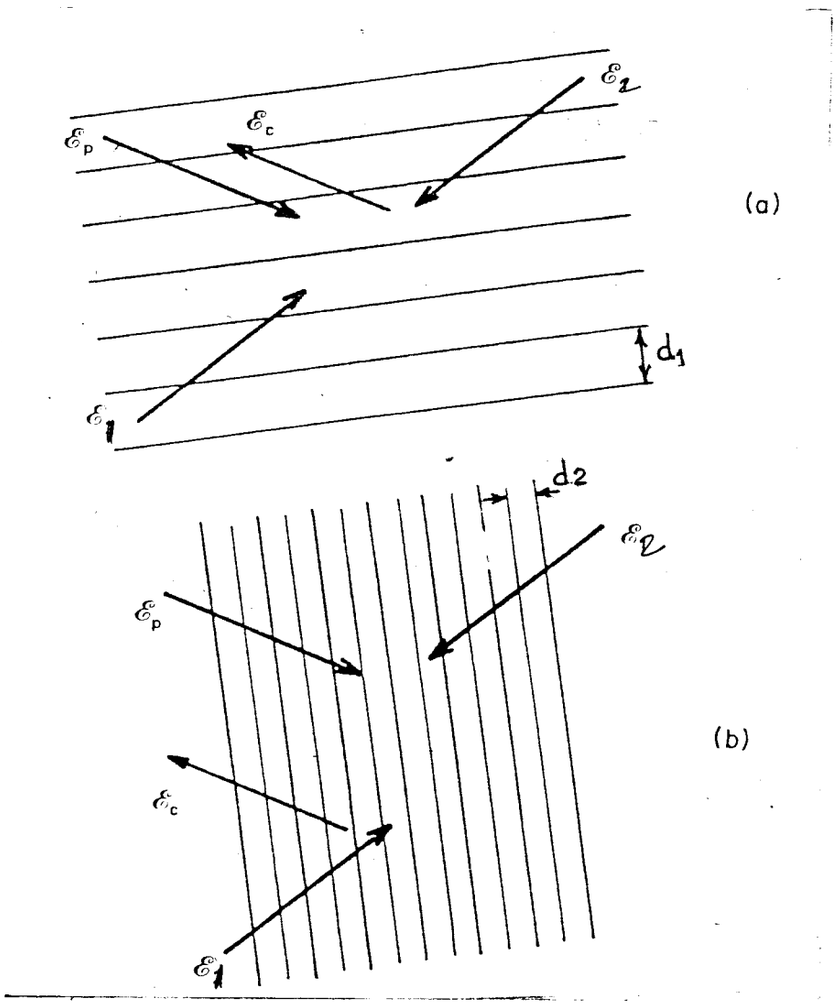


Fig.1.7. O processo de CFMD40

a) E_1 e E_p geram o holograma de período d_1 que é difratado por E_2;

b) E_2 e E_p geram o holograma de período d_2 que é difratado por E_1.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

A diferença principal entre a Holografia e MD4O é que os dois processos ilustrados na Fig. 1.6 ocorrem simultaneamente no MD4O. Na Holografia o processo é feito em duas partes distintas, primeiro grava-se o holograma e depois a imagem é reconstruída (o holograma é lido). No MD4O tudo ocorre simultaneamente e o tempo de resposta de E_c depende das características do meio (pode chegar a $\sim 10^{-12}$seg). Por isto este processo pode ser aplicado para correção de distorções rápidas, como espelho para ressonadores, etc. (o efeito de MD4O também é denominado como Holografia de Tempo Real). Além disso como um processo não linear de mistura de quatro ondas o MD4O tem características quânticas que não tem analogia na Holografia.

1.4. Conjugação de Fase por Espalhamento Brillouin Estimulado

Como nosso trabalho é sobre MD4O comentaremos o efeito de Espalhamento Brillouin Estimulado muito brevemente. Inicialmente podemos dizer que ambos os processos ocorrem devido a uma modulação espacial do índice de refração induzida pela luz, ou seja ambos ocorrem em meios não lineares.

No MD4O um dos feixes de bombeio é espalhado por uma rede holográfica (induzida pelos outros dois feixes incidentes) gerando o feixe conjugado. No processo por Espalhamento Brillouin Estimulado a luz é espalhada por uma onda sonora no meio que é induzida pela luz. Isto ocorre num meio onde a pressão aumenta com a intensidade do campo elétrico da luz (este mecanismo é chamado eletrostricção). Acima de um certo limite de intensidade tal que as perdas de amortecimento da onda sonora sejam superadas (pois o processo precisa ser coerente), o feixe incidente é espalhado no

sentido oposto de sua propagação ("back-scattered") com uma frequência diminuida pela frequência do som. Em certas condições o ganho é maior quando o feixe espalhado é o conjugado do incidente, por isto se o feixe incidente sofre uma aberração a onda acústica se modifica de tal forma que a onda espalhada é o conjugado. Ao contrário do MD40 neste processo a eficiência é sempre menor que um (em alguns casos se aproxima de um) por isso não há amplificação.

1.5. Noções de Ótica Não Linear

1.5.1. Introdução

Na Ótica Linear é bem conhecido que as propriedades óticas da matéria variam com a frequência (ou comprimento de onda) da luz mas não com sua intensidade. Pode-se dizer que o objeto de estudo da Ótica Não Linear é a variação destas propriedades com a intensidade da luz. No entanto este campo de pesquisa só ganhou impulso com o aparecimento do Laser, fonte de luz coerente e com alta intensidade. As fontes clássicas de luz (fontes térmicas) usadas até então tinham intensidade muito baixa, de tal maneira que o campo elétrico da luz E_ℓ era muito menor que o campo elétrico atômico E_a. No limite $E_\ell/E_a \to 0$ a suscetibilidade elétrica $\chi(E)$ é praticamente independente de E. Por isso, em geral podemos escrever $\chi(E)$ como uma série de potências de E

$$\chi(E) = \chi^{(1)} + \chi^{(2)}\bar{E} + \chi^{(3)}\bar{E}\bar{E} + \cdots \qquad (1.10)$$

desta maneira a polarização induzida no material $P=\chi(\bar{E})\,\bar{E}$ fica

$$P(E) = \chi^{(1)}\vec{E} + \chi^{(2)}\vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)}\vec{E}\vec{E}\vec{E} \qquad (1.11)$$

Na interação da luz com a matéria considera-se que o sistema atômico é perturbado pela interação com o campo eletromagnético da luz, por isso o parâmetro natural da expansão é E_ℓ/E_a . Desta maneira podemos estimar a ordem de grandeza dos fatores em (I.10), normalizando em relação a $\chi^{(1)} \sim 1$ temos:

$$\chi^{(2)}E \sim \frac{E_\ell}{E_a} \quad \therefore \quad \chi^{(2)} \sim \frac{1}{E_a} \sim \frac{a_o^2}{e} \sim 10^{-8}\left(\frac{V}{cm}\right)^{-1} \qquad (1.12)$$

a_o = raio de Bohr

e = carga do eletron

$$\chi^{(3)}E \sim \left(\frac{E_\ell}{E_a}\right)^2 \quad \therefore \quad \chi^{(3)} \sim \frac{1}{E_a} \sim 10^{-16}\left(\frac{V}{cm}\right)^{-1} \qquad (1.13)$$

Agora compreendemos porque as propriedades não lineares não eram observadas com as fontes térmicas de luz. Estas fontes têm intensidade $10^3 W/cm^2$ (equivalente a $E \sim 10^3 V/cm$) enquanto que um pulso de laser focalizado pode chegar a intensidades equivalentes a campos E_ℓ maiores que E_a ($E_a \sim 10^8 V/cm$ que equivale a intensidade $I \sim 10^{14} W/cm^2$). A relação entre intensidade I (W/cm^2) e o campo elétrico (V/cm) é dada por

$$E\,(V/cm) = 27.5\; I^{1/2}\,(W/cm^2)^{1/2} \qquad (1.14)$$

Desta maneira para fonte térmica ($E_\ell \sim 10^3 V/cm$) a razão entre o segundo termo de (1.10) e o primeiro é muito pequena $\sim 10^{-6}$ e os outros são menores ainda.

A inclusão dos termos não lineares nas equações de

Maxwell dá origem a uma série de novos fenômenos. As equações de Maxwell (e a equação de onda) passam a ser não lineares o que significa que o princípio de superposição não é mais válido. Na Ótica Linear as ondas se propagam independentemente uma da outra enquanto que na Ótica não Linear há interação e troca de energia entre elas (via meio não linear) gerando os efeitos não lineares.

Os termos $\chi^{(n)}$ em (1.10) e (1.11) dependem da frequência de cada um dos campos e do tipo de processo não linear que ocorre (veremos isto em alguns exemplos). Na verdade $\chi^{(n)}$ é um tensor de ordem n cujos elementos dependem da direção e frequência dos n campos incidentes no meio $E_1, E_2, \ldots E_n$ que interagem gerando um campo E_{n+1} (é um processo de ordem n).

Quando a frequência de um ou mais dos campos, ou sua soma ou diferença, se aproxima da frequência de transição de um nível atômico (ou seja há ressonância), os termos de $\chi^{(n)}$ ressonantes aumentam em algumas ordens de grandeza. No entanto, na ressonância nem sempre a expansão (1.10) continua sendo válida porque mesmo os termos de mais alta ordem continuam a ser importantes e não podem ser desprezados.

Na Ótica Linear é comum escrevermos o campo como $E = E_a \cos(\omega t - \vec{k}.r + \phi)$, no entanto na Ótica Não Linear é mais conveniente escrever:

$$E = \frac{1}{2} A(r)\, e^{i(\omega t - \bar{k}\cdot\bar{r})} + c.c. \qquad (1.15)$$

c.c. - complexo conjugado

Discutiremos agora alguns exemplos de efeitos não lineares para ilustrar o que foi dito e depois (no Capítulo II) trataremos analiticamente o efeito de CFMD40 .

1.5.2. Termos de 2a.ordem

Os termos $\chi^{(2)}$ correspondem a efeitos de 2a.ordem também denominados genericamente de mistura de três ondas:

- geração de 2a.harmônico - o termo $\chi^{(2)}(2\omega;\omega,\omega)$ significa que ocorre geração de polarização não linear de frequência 2ω dada por:

$$P_{NL}^{(2)}(2\omega;\omega,\omega) = \chi^{(2)}(2\omega;\omega,\omega)\, E^2$$
$$= \chi^{(2)}(2\omega;\omega,\omega)\, A^2\, e^{i(2\omega t - 2\bar{k}.\bar{r})}$$

Esta polarização atua como um termo excitador (ou termo de fonte) na equação de onda gerando um campo com frequência 2ω, que é o 2º harmônico do campo incidente. Neste processo $E_1 = E_2 = E$, por isso tem apenas um feixe incidente.

- retificação ótica- se agora tomamos o produto EE^* temos um efeito completamente diferente. O termo $\chi^{(2)}(0;\omega,-\omega)$ significa que está sendo gerado uma polarização estática ($\omega_3=0$).

$$P_{NL}^{(2)}(0;\omega,-\omega) = \chi^{(2)}(0;\omega,-\omega)\, A\, e^{i(\omega t - \bar{k}.\bar{r})}\, A^*\, e^{-i(\omega t - \bar{k}.\bar{r})}$$
$$= \chi^{(2)}(0;\omega,-\omega)\, |A|^2$$

Convém observarmos que escrevendo $E=E_o\cos(\omega t-k.r)$ temos:

$$P_{NL}^{(2)} = \chi^{(2)} E^2 = E_o^2 \cos^2(\omega t - \bar{k}.\bar{r})$$
$$= \frac{1}{2}\left[1 + \cos(2\omega t - 2\bar{k}.\bar{r})\right]$$

O primeiro termo é estático (retificação ótica) e o segundo é geração de 2º harmônico. Este exemplo mostra que escrever os campos na forma exponencial é mais conveniente porque cada termo da polarização (referente a um processo específico) já aparece isolado.

Convém observar que $\chi^{(2)}$ somente é não nulo para cris -

tais não centrosimétrico o que restringe a utilização dos processos de mistura de três ondas (eles não ocorrem em meios isotrópicos como gases, líquidos e em cristais cúbicos, por exemplo).

1.5.3. Termos de 3a.ordem (mistura de Quatro Ondas)

- geração de 3º harmônico: neste efeito, que é completamente análogo a geração de 2º harmônico, a polarização

$$P_{NL}^{(3)} = \chi^{(3)}(3\omega;\omega,\omega,\omega)\, A^3 e^{i(3\omega t - 3\vec{k}\cdot\vec{r})}$$

gera o campo de 3º harmônico.

- mistura de 4 ondas (caso não degenerado): citarei apenas um exemplo de um destes processos que é o termo:

$$P_{NL}^{(3)} = \chi^{(3)}(2\omega_1-\omega_2;\omega_1,-\omega_2,\omega_1)\, A_1 A_2^* A_1\, e^{i[(2\omega_1-\omega_2)t-(2k_1-k_2)\cdot r]}$$

neste caso $E_1=E_3$ e $\omega_4=2\omega_1-\omega_2$. Experimentalmente este processo é feito perto da ressonância de um nível de energia $\hbar(\omega_1-\omega_2)$, variando-se a ω_1 observa-se o aumento da eficiência na ressonância.

- efeito de n_2 (mistura degenerada de 4 ondas). Neste caso o que ocorre é que o índice de refração n do meio não linear se altera devido a propagação de um campo luminoso intenso, $n = n_o+n_2 I$, onde I é a intensidade do campo. Mostraremos que $n_2 = 2\pi/n_o\, \chi^{(3)}(\omega;\omega,\omega,-\omega)$. No efeito de autofocalização um feixe com perfil de intensidade gaussiano cria um perfil de intensidade que atua como uma lente no meio (isto será discutido no Capítulo IV). No processo de CFMD40 temos 4 campos distintos E_1,E_2 e E_p incidentes e E_c que é gerado oscilando na mesma frequência ω, por isso o processo é chamado degenerado.

CAPÍTULO II

CONJUGAÇÃO DE FASE POR MISTURA DEGENERADA DE QUATRO ONDAS (CFMD4O)

Teoria e alguns exemplos

2.1. A Equação de Onda no Meio Não Linear

As equações de Maxwell são:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{D} &= 4\pi\rho \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \times \vec{H} &= \frac{4\pi}{c}\vec{J} + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \end{aligned} \tag{2.1}$$

Trataremos apenas meios homogêneos, não magnéticos, não condutores e sem cargas livres. O vetor deslocamento $\vec{D}$ é dado por

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P} \tag{2.2}$$

onde $\vec{P}$ é a polarização que dividimos em uma componente linear (L) e outra não linear (NL)

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} \tag{2.3}$$

onde $\vec{P}_L = \chi_o E$ é a polarização no limite de E pequeno.

Tomando o rotacional na última das equações (2.1) e substituindo na terceira temos:

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(P_L + P_{NL}\right) \tag{2.4}$$

Analisemos agora a equação de onda (2.4) acima. No vá - cuo $\vec{P}_L=0$ temos uma onda que se propaga com a velocidade c. Podemos reescrever (2.4) lembrando que $P_L = \chi E$

$$\nabla^2 E - \frac{n_o^2}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \tag{2.5}$$

onde $n_o^2 = 1 + 4\pi\chi_o$.

No caso linear ($\vec{P}_{NL}=0$) temos uma onda que se propaga com velocidade c/n_o. No caso não linear como não conhecemos a solução de (2.5) escrevemos cada campo que participa do processo E_i (i = =1,2,... etc.) como:

$$E_i = \mathcal{E}_i(r)\, e^{i(\omega_i t - \vec{k}_i\cdot\vec{r})} \tag{2.6}$$

com $\quad k_i = n(\omega_i)\,\frac{\omega_i}{c}$

Substituindo (2.6) em (2.5) encontramos, em princípio, $\mathcal{E}_i(r)$. Para resolver (2.5) é conveniente fazer a aproximação do pacote que varia lentamente (ou aproximação de Born), que consiste em $\mathcal{E}(r)$ va - ria muito mais lentamente que $\exp(i\vec{k}.\vec{r})$, logo

$$|k^2\mathcal{E}| \gg \left|k\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial z}\right| \gg \left|\frac{\partial^2\mathcal{E}}{\partial z^2}\right| \tag{2.7}$$

Usando estas aproximações (2.7) em (2.5) obtemos uma e - quação em primeira ordem para $\mathcal{E}_i(r)$.

$$\frac{\partial\mathcal{E}_i}{\partial r} = -i\,\frac{2\pi k_i}{n_o^2}\,\mathcal{P}\; e^{-i\Delta\vec{k}_i\cdot\vec{r}} \tag{2.8}$$

onde $\mathcal{P}(r)$ vem da polarização não linear

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

$$P_{NL} = \frac{1}{2} \Phi(\bar{r})\, e^{i(\omega t - \bar{k}'_i \cdot \bar{r})} \tag{2.9}$$

como em geral $\bar{k}'_i$ é diferente de $\bar{k}_i$ então escrevemos $\Delta\bar{k}_i = k_i - \bar{k}'_i$. É importante observar que a expressão para a polarização não linear em geral tem muitos termos (como vimos no Capítulo I cada tensor $\chi^{(n)}$ tem muitos termos). No entanto, em (2.8) e (2.9) só tomamos o termo que oscila com a mesma frequência ω_i e aproximadamente o mesmo vetor de onda $\bar{k}_i$ (isto é $\Delta\bar{k}_i \ll \bar{k}_i$) do campo E_i pois mostraremos que as componentes fora da condição de casamento de fase não contribuiem. Outra observação é que estamos tratando o caso estacionário quando escrevemos $\mathcal{E}_i = \mathcal{E}_i(r)$. Para o estudo da evolução temporal (isto não será discutido neste trabalho) temos que considerar $\mathcal{E}_i = \mathcal{E}_i(r,t)$ e neste caso substituimos o lado esquerdo de (2.8) por

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{n_0}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) \mathcal{E}$$

Em (2.8) vemos analiticamente o que já tinha sido comentado no Capítulo I, que a polarização não linear atua como um termo de fonte dando origem a um novo processo. Além disso como P_{NL} é dado pelo produto dos campos (1.10) a interação entre as ondas é descrita por (2.8) que é uma expressão geral e válida para todo processo não linear (de qualquer ordem). O que é específico de cada processo são os termos de P_{NL} que estão em condição de casamento de fase com um (ou mais) dos campos E_i. Para exemplificar veremos como usar (2.8) num processo $\chi^{(2)}$ (será discutido a geração de 2º harmônico) e depois descreveremos em detalhes o MD4O.

2.2. Geração de 2º Harmônico

O termo de 2a.ordem $\chi^{(2)}$ para este processo é:

$$P_{NL_i} = \chi^{(2)}_{ijk} E_{1j} E_{2k}$$

$$= \chi^{(2)}_{ijk} \mathcal{E}_{1j}(z) \mathcal{E}_{2k}(z) \; e^{i[(\omega_1+\omega_2)t - (k_1+k_2)z]} \qquad (2.10)$$

observações: na literatura é mais comum encontrar o tensor $\overline{\overline{\chi}}^{(2)}$ denotado por $\overline{\overline{d}}$ (e seus elementos d_{ijk}).

- da notação tensorial P_{NL_i} é gerado na direção i devido ao produto dos campos E_1 e E_2 nas direções j e k.

No processo de geração de 2º harmônico temos $E_1 = E_2, \omega_1 = \omega_2 = \omega$, $\bar{k}_1 = \bar{k}_2 = \bar{k}$ e estamos interessados no campo E_3 com frequência $\omega_3 = 2\omega$. De (2.10) vemos que o vetor de onda de P_{NL} é $\bar{k}' = 2\bar{k}(\omega)$. Para simplificar o cálculo desprezamos a potência perdida pelo campo incidente $d\mathcal{E}/dz \approx 0$ tomando $\mathcal{E}(z) = \mathcal{E}$ constante. Substituindo (2.10) em (2.8) temos

$$\frac{d\mathcal{E}_{3i}(z)}{dz} = -i\frac{2\pi k_3}{n_0^2} \chi^{(2)}_{ijk} \mathcal{E}_j \mathcal{E}_k \; e^{+i\Delta k z} \qquad (2.11)$$

com $\quad k_3 = k(2\omega) = \frac{2\omega}{c} n(2\omega)$

portanto $\quad \Delta k = k(2\omega) - 2k(\omega) = \frac{2\omega}{c}\left[n(2\omega) - n(\omega)\right]$

integrando (2.11) temos:

$$\mathcal{E}_{3i}(L) = \frac{2\pi k(2\omega)}{n_0^2} \chi^{(2)}_{ijk} \mathcal{E}_j \mathcal{E}_k \; \frac{e^{i\Delta k L} - 1}{\Delta k}$$

portanto

$$\mathcal{E}_{3i}(L)\,\mathcal{E}^{*}_{3i}(L) = \left[\frac{2\pi k(2\omega)}{n_o^2}\,\chi^{(2)}_{ijk}\,\mathcal{E}_j\,\mathcal{E}_k\right]^2 \left[\frac{\operatorname{sen}(\Delta k L/2)}{(\Delta k L/2)}\right]^2 \qquad (2.12)$$

A intensidade de 2º harmônico gerada é proporcional a (2.12). Da condição de casamento de fase (o segundo termo em colchetes) vemos que a intensidade é praticamente zero para $(\Delta k L/2) > \pi$ e é máxima em $\Delta k = 0$. Pelo procedimento adotado neste exemplo é facil ver que para qualquer processo não linear em que aproximamos $d\mathcal{E}_i/dz \approx 0$ para os campos incidentes o fator de casamento de fase aparece quando se integra (2.8).

Para um processo genérico de mistura de 4 ondas temos que a intensidade I gerada é:

$$I \propto \left[\frac{2\pi k}{n_o}\,\chi^{(3)}\,\mathcal{E}_1\,\mathcal{E}_2\,\mathcal{E}_3\right]^2 \left[\frac{\operatorname{sen}(\Delta k L/2)}{(\Delta k L/2)}\right]^2 \qquad (2.13)$$

2.3. Teoria Básica de CFMD4O

O primeiro trabalho teórico prevendo Conjugação de Fase pelo processo de MD4O foi feito por Hellwarth[5] em 1977, no entanto este cálculo só é válido no limite de baixa eficiência $R \ll 1$. Apresentaremos o modelo de Yariv-Pepper[6] publicado um ano depois do trabalho de Hellwarth. Mesmo sendo bastante simples este modelo descreve as características básicas do fenômeno, prevê amplificação com $R \gg 1$ e oscilação.

Como já foi visto no Capítulo I (Fig.1.6) neste efeito temos dois feixes de bombeio intensos E_1 e E_2 e um feixe de prova menos intenso E_p, por isto no cálculo desprezamos a atenuação dos feixes intensos $d\mathcal{E}_1/dz \quad d\mathcal{E}_2/dz \sim 0$ e usamos (2.8) e (2.9) para encontrar $\mathcal{E}_p$ e $\mathcal{E}_c$. O termo de terceira ordem $\chi^{(3)}$ que se propaga com

a mesma frequência ω e vetor de onda do campo E_c é

$$P_c^{NL} = \chi^{(3)} E_1 E_2 E_p^*$$

$$= \chi^{(3)} \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 \mathcal{E}_p^* e^{i[(\omega+\omega-\omega)t - (\bar{k}_1+\bar{k}_2-\bar{k}_p)\cdot\bar{r}]} \tag{2.14}$$

onde $\bar{k}_1 + \bar{k}_2 = 0$

Vemos que P_c^{NL} se propaga com $\bar{k}_c = -\bar{k}_p$, na direção do feixe conjugado. Neste processo a condição de casamento de fase $\Delta k = 0$ é automaticamente satisfeita. Analogamente temos o termo que se propaga em condição de casamento de fase com E_p :

$$P_p^{NL} = \chi^{(3)} E_1 E_2 E_c^* \tag{2.15}$$

Colocando (2.14) e (2.15) em (2.8) obtemos o sistema de equações:

$$\frac{d\mathcal{E}_p}{dz} = -i k^* \mathcal{E}_c^*$$

$$\frac{d\mathcal{E}_c}{dz} = i k^* \mathcal{E}_p^* \tag{2.16}$$

com $k^* = \frac{2\pi\omega}{n_o c} \chi^{(3)} \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2$

Resolvendo o sistema (2.16) em termos das condições de contorno $\mathcal{E}_c(L)$ e $\mathcal{E}_p(0)$ que são ondas que entram no meio em $z=0$ e $z=L$ temos:

$$\mathcal{E}_p(z) = -\frac{i|k| \operatorname{sen}(|k|z)\, \mathcal{E}_c^*(L)}{k \cos(|k|L)} + \frac{\cos[|k|(z-L)]\ \mathcal{E}_p(0)}{\cos(|k|L)}$$

$$\mathcal{E}_c(z) = \frac{\cos(|k|z)}{\cos(|k|L)} \mathcal{E}_c(L) + \frac{i k^* \operatorname{sen}[|k|(z-L)]}{|k| \cos(|k|L)} \mathcal{E}_p^*(0) \tag{2.17}$$

Experimentalmente temos um valor finito $\mathcal{E}_p(0)$ e $\mathcal{E}_c(0)=0$ (não há Campo Conjugado de entrada), logo de (2.17) temos:

$$\mathcal{E}_c(0) = -i\,\frac{k^*}{|k|}\,\tan(|k|L)\;\mathcal{E}_p^*(0) \tag{2.18}$$

$$\mathcal{E}_p(L) = \mathcal{E}_p(0)\,/\,\cos(|k|L)$$

de (2.18) podemos calcular a eficiência $R=|r|^2$ do processo que é definida como a relação entre a intensidade dos campos $E_c(0)$ e $E_p(0)$.

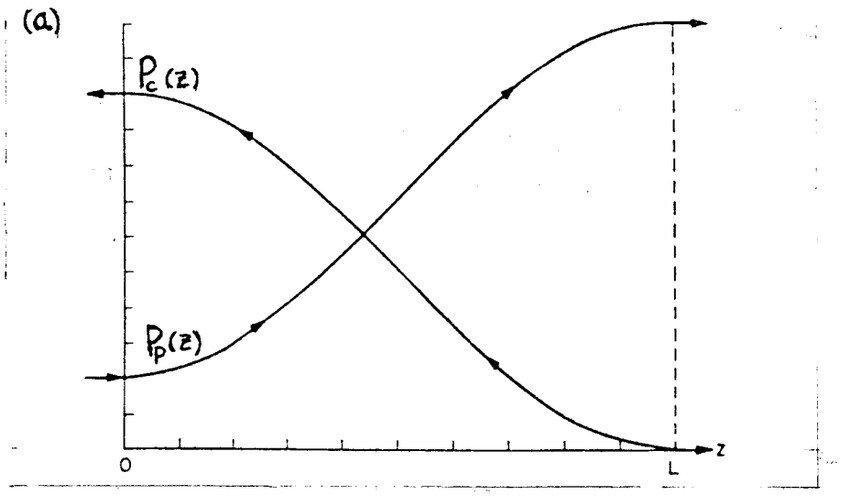
$$R = |r|^2 = \tan^2(|k|L)$$

$$T = \left|\frac{E_p(L)}{E_p(0)}\right|^2 = \sec^2(|k|L) \tag{2.19}$$

onde $\quad r = \mathcal{E}_c(0)\,/\,\mathcal{E}_p^*(0)$

A Fig.2.1a mostra os campos quando $\pi/4 < |k|\,L < 3/4$ (com esta condição $R>1$). É importante observar que para $k\,L = \pi/2$ temos $R=\infty$ e $T=\infty$, ou seja há oscilação. Isto significa que podemos ter campos de saída $\mathcal{E}_c(0)$ e $\mathcal{E}_p(L)$ finitos e não nulos com entrada nula $\mathcal{E}_p(0)=\mathcal{E}_c(L)=0$. A Fig.2.1b mostra a distribuição dos campos nesta condição de oscilação.

Demonstramos que $E_c(r)$ é proporcional a $E_p^*(r)$ (a parte espacial) quando $E_p(r)$ é uma onda plana. No caso geral, para uma frente de onda qualquer, podemos expandir $E_p(x,y,z)$ em componentes de Fourier de ondas planas. Como o sistema de equações (2.18) é linear, cada componente de E_c será o conjugado de uma componente, ou seja, está havendo a Conjugação de Fase de toda a frente de onda



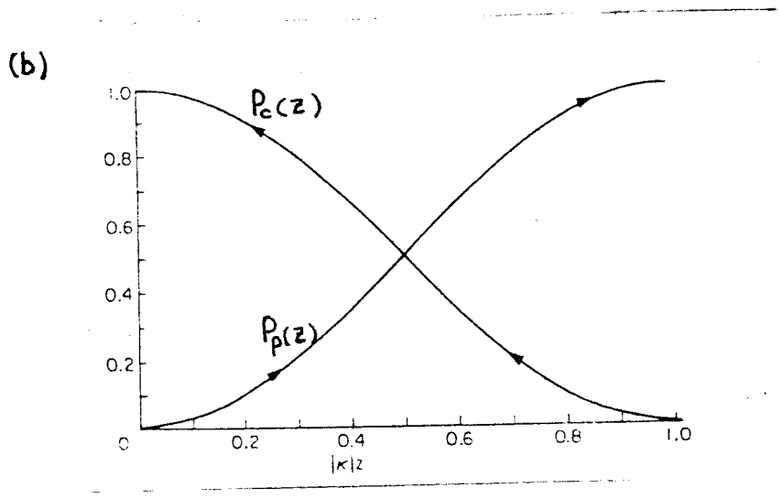


Fig.2.1. Amplificação e Oscilação na CFMD40

a) Amplificação por MD40, neste gráfico temos $T = 5$ e $R = 4$;

b) Distribuição dos campos na condição de oscilação $\kappa L \sim \pi/2$.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

$$\mathcal{E}_c(x,y,z)\, e^{i(\omega t+\vec{k}\cdot\vec{r})} \propto \mathcal{E}_p(x,y,z)\, e^{i(\omega t-\vec{k}\cdot\vec{r})}$$

o campo E_c é uma réplica conjugada, amplificada (para $\mathcal{R}\, L > \pi/4$) e coerente do campo E_p.

Podemos fazer algumas estimativas para o CS_2, um líquido não linear com $\chi^{(3)} \sim 10^{-12}$ e.s.u. Para a luz visível $\omega/c \sim 10^5 cm^{-1}$, logo $\mathcal{R} \sim 10^{-7}\mathcal{E}^2$ (e.s.u.) ou $\mathcal{R} \sim 10^{-9} I$ (de (1.14)) onde I é a intensidade em unidades de W/cm^2. Para termos $R \sim 1$ com L=1cm é preciso $I \sim 10^9\ W/cm^2$, por isso no CS_2 o efeito de CFMD4O só pode ser observado com lasers pulsados de alta potência. Como $R\ (\chi^{(3)})^2$ é mais interessante usar um meio não-linear ressonante, por exemplo no vapor de Na $\chi^{(3)} \sim 10^{-8}$ e.s.u. para frequência próxima da linha D.

2.4. Conjugação de Fase em Meio com Absorção

Apresentaremos agora uma extensão do modelo anterior para o caso em que existe absorção linear no meio.[4] Este modelo será usado na nossa experiência em Rubi e $GdAlO_3:Cr^{+3}$ onde há absorção devido a transição para o estado excitado do Cr^{+3}. Levando em conta a absorção o sistema de equações (2.16) fica:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}_p}{dz} &= -i\bar{\mathcal{R}}^* e^{-\alpha L/2}\, \mathcal{E}_c^* - \frac{\alpha}{2}\mathcal{E}_p \\ \frac{d\mathcal{E}_c}{dz} &= i\bar{\mathcal{R}}^* e^{-\alpha L/2}\, \mathcal{E}_p^* + \frac{\alpha}{2}\mathcal{E}_c \end{aligned} \qquad (2.20)$$

Nas expressões acima é a taxa de absorção de intensidade de luz por isso para o campo a taxa é $\alpha/2$. O último termo das duas expressões (2.20) aparece com sinal trocado porque os dois campos se propagam em sentidos opostos. O fator $e^{-\alpha L/2}$ aparece no primeiro

termo porque agora $\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2$ não são mais constantes

$$\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 \rightarrow \mathcal{E}_1(0)\, e^{-\alpha z/2}\, \mathcal{E}_2(L)\, e^{\alpha(z-L)/2} = \mathcal{E}_1(0)\, \mathcal{E}_2(L)\, e^{-\alpha L/2}$$

por isso $\bar{R}$ de (2.20) é dado por:

$$\bar{R} = \frac{2\pi\omega}{n_0 c}\, \chi^{(3)}\, \mathcal{E}_1(0)\, \mathcal{E}_2(L) \tag{2.21}$$

$\mathcal{E}_1(0)$ e $\mathcal{E}_2(L)$ são as amplitudes dos campos de bombeio que incidem no meio. A solução do sistema (2.20) é facilitada com a substituição de variáveis:

$$\mathcal{E}_p = A(z)\, e^{-\alpha z/2} \qquad e \qquad \mathcal{E}_c(z) = B(z)\, e^{\alpha(z-L)/2} \tag{2.22}$$

As equações (2.20) ficam:

$$\frac{dA^*}{dz} = i\bar{R}\, B\, e^{\alpha(z-L)}$$

$$\frac{dB}{dz} = i\bar{R}\, A^*\, e^{-\alpha z} \tag{2.23}$$

A solução A(z), em função de A(0) e B(L)=0, é:

$$A(z) = \frac{2\, e^{\alpha z/2} A(0) \left\{ -\frac{\alpha}{2} \operatorname{sen}[k_{eff}(z-L)] + k_{eff} \cos[k_{eff}(z-L)] \right\}}{\alpha \operatorname{sen}(k_{eff} L) + 2 k_{eff} \cos(k_{eff} L)}$$

$$B(z) = \frac{e^{-\alpha z/2}\, 2i\bar{R}^* \cdot A^*(0)\, \operatorname{sen}[k_{eff}(z-L)]}{\alpha \operatorname{sen}(k_{eff} L) + 2 k_{eff} \cos(k_{eff} L)} \tag{2.24}$$

com $\quad k_{eff} = \sqrt{|\bar{R}|^2 e^{-\alpha L} - (\alpha/2)^2}$

O coeficiente de reflexão complexo r fica:

$$r = \frac{\mathcal{E}_c(0)}{\mathcal{E}_p(0)} = \frac{B(0)}{A^*(0)} e^{-\alpha L/2} = \frac{-2i\bar{k}^* e^{-\alpha L/2} \tan(k_{eff} L)}{\alpha \tan(K_{eff} L) + 2K_{eff}} \tag{2.25}$$

A condição de oscilação $r=\infty$ fica:

$$\tan(K_{eff} L) = \frac{2K_{eff}}{\alpha} \tag{2.26}$$

Aumentando-se suficientemente a intensidade de bombeio (pois $\bar{k} \propto I$) a condição de oscilação pode ser atingida para qualquer valor de α com a condição de que

$$|\bar{k}| e^{-\alpha L/2} > \frac{\alpha}{2}$$

ou seja K_{eff} é real. No entanto, na nossa experiência K_{eff} é imaginário pois $\alpha \sim 1cm^{-1}$ e $\bar{k} \sim 10^{-2}cm^{-1}$ (com $n_2 \sim 10^{-8}cm^2/W$ e $I \sim 100W/cm^2$). Neste caso $\bar{k} \ll \alpha$ logo:

$$K_{eff}^2 = |\bar{k}| e^{-\alpha L} - (\alpha/2)^2 \approx -\left(\frac{\alpha}{2}\right)^2$$

Portanto

$$K_{eff} \approx \frac{i\alpha}{2} \tag{2.27}$$

ou seja, K_{eff} é um imaginário puro por isso é preciso trocar o termo $\tan(K_{eff}L)$ em (2.25) por $\tanh(\alpha L/2)$, logo:

$$R = 4 \frac{|\bar{k}|^2}{\alpha^2} e^{-\alpha L} \left[\frac{\tanh^2(\alpha L/2)}{1 + \tanh^2(\alpha L/2)} \right] \tag{2.28}$$

Quando K_{eff} é imaginário vemos que para $\alpha L \to \infty$ $R \to 0$, e - xiste então um valor αL que maximiza R (pois se $\alpha L \to 0$ R 0). Além disso no limite $\alpha L \to 0$ (2.28) nos dá $R = |R|^2 L^2$ que é igual ao resultado de Yariv-Pepper (2.19) no limite $R \to 0$.

2.5. Exemplos Experimentais de CFMD4O

A primeira observação experimental do fenômeno de CF - MD4O foi feita por Bloom e Bjorklund[7] em CS_2. Foi utilizado um laser pulsado Nd:YAG (2º harmônico 532nm) com pulso de 40m , 10 seg de largura e $I=1.6\ 10^7 W/cm^2$ incidente numa célula de 4mm com CS_2. Observou-se a reconstrução da imagem quando o feixe de prova passa por um aberrador e eficiência $R \sim 2.10^{-3}$ em bom acordo com a teoria. Como o para o CS_2 $\chi^{(3)}$ é pequeno é interessante aumentar o comprimento de interação L dos feixes no meio, que está limitado pelo ângulo de incidência entre os feixes (veja Fig.1.6); por isto Pepper et al[8] fizeram esta experiência com todos os feixes colineares mas com E_p com polarização cruzada em relação a de E_1 e E_2. Isto foi possível devido ao termo fora de diagonal $\chi^{(3)}_{yxxy}$ do tensor $\chi^{(3)}$ que gera polarização com dois campos na direção x e um em y

$$P^{NL}_{4y} = \chi^{(3)}_{yxxy}\ E_{1x}\ E_{2x}\ E_{py}$$

Neste caso foi possível usar L=40cm e obteve-se R 1. Ajustando a curva experimental R>I com a expressão (2.19) encontrou-se $\chi^{(3)}_{yxxy} = (1.64 \pm 0.2).10^{-12}$ e.s.u. em bom acordo com o valor geral - mente aceito de $1.8\ 10^{-12}$ e.s.u.

A dependência $R \sim \tan^2(|R| L)$ e $T \sim \sec^2(|R| L)$ com $|R| \propto I$ pode ser vista na Fig.2.2 onde temos as curvas experimen -

tais do trabalho de Bloom et al[8] de 1978. Esta experiência foi feita com um laser de corante pulsado, sintonizado perto mas não no centro da linha D_1 do Na a 5895 Å. Neste meio ressonante $\chi^{(3)} \sim 2\ 10^{-9}$ e.s.u. $\sim 10^3$ vezes maior que no CS_2, por isso obteve-se $R \sim 100$ para $I = 40kW/cm^2$. O desvio entre a teoria e experiência (para $I>30kW/cm^2$) ocorre devido a saturação da ressonância do Na (um sistema de dois níveis). Também é preciso observar que a eficiência é limitada pela intensidade dos feixes de bombeio E_1 e E_2, pois no modelo de Yariv-Pepper[6] isto não foi considerado (despreza-se a atenuação destes campos). O encurtamento do pulso E_c em relação a E_p que foi observado ocorre devido a não linearidade do processo.

A primeira observação em meio absorvedor foi feita também no Na[9] com laser de corante contínuo de 15mW; chegou-se a $R \sim 2.10^{-3}$ para $I=600mW/cm^2$. Nesta experiência o laser foi sintonizado no centro da linha para causar máxima transferência de população para o estado excitado. A não linearidade do meio ocorre devido a diferença de suscetibilidade entre os dois estados. A primeira experiência em sólidos foi feita em Rubi[10] usando este princípio. Com um laser de Ar (λ=5145 Å) que popula o estado metaestável do Rubi observou-se eficiência máxima $R \sim 3.10^{-2}$ (esta experiência será discutida em III). Cristais fotorefrativos tais como $Bi_{12}SiO_2$, BGO, $LiNbO_3$ e $BaTiO_3$ são extremamente eficientes e observa-se oscilação mesmo com lasers de HeNe (com baixa potência). O efeito fororefrativo é devido a migração de cargas causadas pela luz, criando no meio campos eletrostáticos $\sim 10^5$V/cm. A suscetibilidade não linear efetiva deste processo varia entre 10^{-2} a 10^{-5} e.s.u. mas com a desvantagem de resposta lenta (10^{-4} seg). O processo de CFMD4O foi observado em diversos materiais, com $\chi^{(3)}$ entre 10^{-2} a 10^{-12} e.s.u., tempos de resposta en-

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

tre $10\text{-}10^{-12}$seg e em diversas regiões espectrais do ultravioleta ao infravermelho. O leitor interessado deve consultar (4) onde há uma revisão sobre o assunto na parte teórica, experimental e suas aplicações.

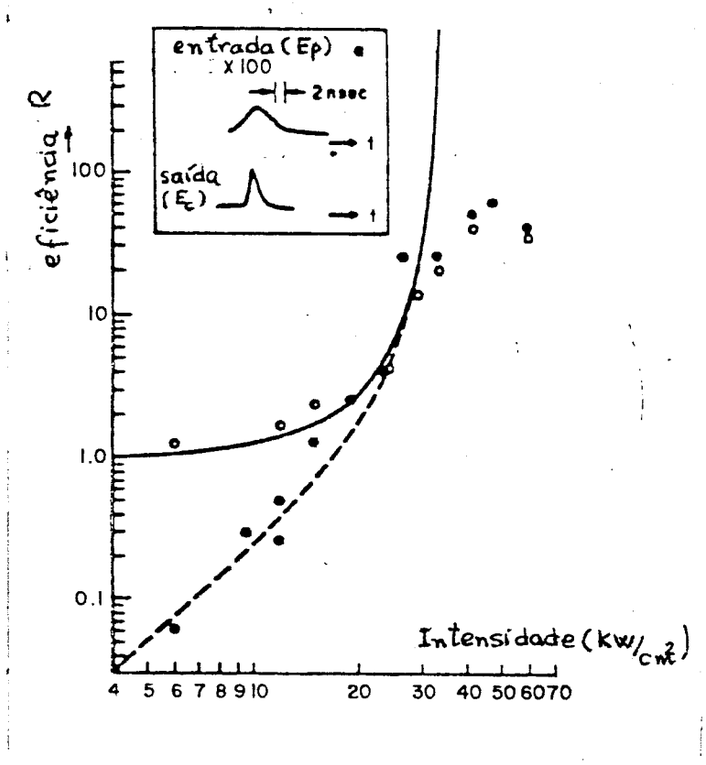


Fig.2.2. Resultado da experiência em Na de Bloom et. al[8] que confirmou a teoria $R \propto \tan^2(|R|L)$ (linha cheia) e $T \propto \sec^2(|R|L)$ (linha pontilhada). O quadro acima do gráfico mostra o encurtamento do pulso conjugado em relação ao pulso do feixe incidente.

CAPÍTULO III

RUBI, $GdAlO_3:Cr^{+3}$ E CFMD4O

3.1. Características Gerais

Ambos os cristais que estudamos são dopados com Cr^{+3}, este íon tem a mesma estrutura eletrônica do Ar e mais três eletrons de valência na camada externa 3d . Os níveis de energia do Cr^{+3} já são bem conhecidos tanto para o ion livre como para o ion submetido a um campo cristalino de simetria ocataédrica. A estrutura dos níveis no Rubi é totalmente descrita considerando o ion num campo octaédrico com distorção trigonal e perturbação spin-órbita. A Fig.3.1a e b mostra o esquema de níveis e o espectro de absorção do Rubi.

O Rubi tem duas bandas de absorção bem largas (aproximadamente 1000Å) no violeta e no verde. Para emissão Laser o cristal é iluminado por uma lâmpada intensa ("flash lamp") que transfere os íons Cr^{+3} para as bandas $^4F_2$ e $^4F_1$. Os íons decaem não radiativamente em um tempo médio de $\omega_{32}^{-1} \sim 5.10^{-8}$ seg para o nível superior ^2E. Este nível é composto de dois níveis $2\bar{A}$ e $\bar{E}$ separados por $29cm^{-1}$ devido a distorção trigonal do campo octaédrico. Por isto o tempo de vida espontâneo dos átomos de nível $\bar{E}$ $\sim 3\ 10^{-3}$seg. é longo (para transições permitidas $\tau \sim 10^{-8}$ seg) e o nível é chamado metaestável. As taxas de transição espontâneas entre os níveis 3→2 e 3→1 são $\omega_{31} \sim 3\ 10^5\ sec^{-1}$ e $\omega_{32} \sim 2\ 10^7\ sec^{-1}$, logo 99% dos átomos excitados em 3 vão para 2 enquanto 1% decaem para 1 (a eficiência quântica desta transição é ~1). Veja Fig.3.1a.

O Aluminato de Gadolíneo é um composto de estrutura perovskita. Na sua dopagem o Cr irá substituir preferencialmente o

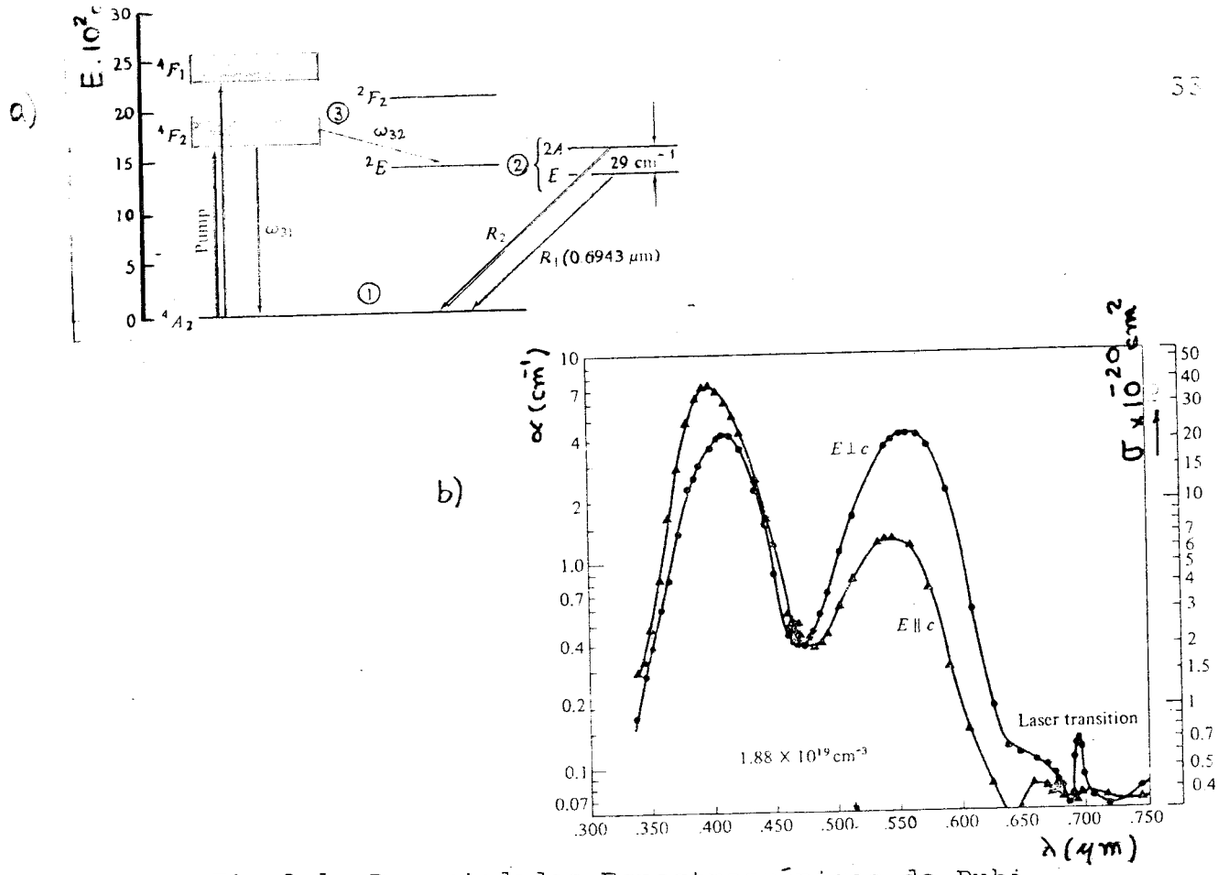


Fig.3.1. Propriedades Espectroscópicas do Rubi

a) Níveis de energia do Rubi na região visível

b) Espectro de absorção (coeficiente de absorção , cm^{-1}) e seção de choque de absorção $10^{-20} cm^2$, para o Rubi de 1.9 10^{19} cm^{-3} de Cr a 300k (medida de Cronemeyer).[12]

Al. Este sistema foi estudado inicialmente para obtenção de lasers, pois apresenta duas vantagens sobre o Rubi:

1) τ ~10mseg (~3 vezes maior que no Rubi) o que torna o bombeamento mais eficiente;

2) a banda de luminescência é mais larga (ocorre entre 722nm e 724nm).

No entanto, o $GdAlO_3:Cr^{+3}$ não foi utilizado em lasers devido a dificuldade de se obter cristais de boa qualidade ótica. Nossos cristais foram crescidos pelo Prof.H.Scheel que aperfeiçoou sua técnica de crescimento.

O estudo da espectroscopia visível do $GdAlO_3:Cr^{+3}$ foi

feito recentemente no nosso departamento por Basso[11]. O diagrama de níveis é basicamente igual ao do Rubi com algumas diferenças. A separação de energia entre os níveis $2\bar{A}$ e $\bar{E}$ é $E = 18\ cm^{-1}$ e a relação entre no Rubi e $GdAlO_3:Cr^{+3}$ é inversamente proporcional ao quadrado da relação entre E nos dois cristais. Isto significa que o fato de ser maior para o $GdAlO_3:Cr^{+3}$ ocorre devido a menor distorção cristalina.

3.2 Observação de CFMD4O em Rubi

Esta experiência, realizada por Liao e Bloom[10] em 1978, foi feita com laser de Ar que bombeia o Rubi para o estado metaestável ^2E e o efeito não linear ocorre devido a diferença entre a suscetibilidade do Cr^{+3} no estado excitado χ_3 e no fundamental χ_1.

Sendo N a concentração de íon Cr^{+3} por cm^3 e N_i a concentração em cada nível de energia (i=1,2 e 3) temos:

$$N = N_1 + N_2 + N_3 \approx N_1 + N_3 \tag{3.1}$$

como $\omega_{32} \gg 1/\tau$ adotamos $N_2 \sim 0$. Das equações de taxa para o Rubi bombeado na banda $^4F_2$ (λ=5145Å) temos:

$$N_1 = \frac{N}{1 + I/I_s} \qquad I_s = \frac{\hbar\omega}{\sigma\tau} \tag{3.2}$$

$\omega = 2\pi\nu$ onde ν é a frequência da luz

σ = seção de choque de absorção

τ = tempo de vida da transição ^2E-$^4A_2$

A suscetibilidade é dada por

$$N\chi = N_1\chi_1 + N_3\chi_3 \tag{3.3}$$

onde χ_i é a suscetibilidade do íon no nível no estado i. Nesta expressão χ é uma quantidade complexa com a parte real relacionada com o índice de refração real e a parte imaginária relacionada com o coeficiente de absorção.

De (3.1), (3.2) e (3.3) temos:

$$N\chi = N \frac{\chi_1 + \chi_3 \, I/I_s}{1 + I/I_s}$$

para $I \ll I_s$ temos:

$$\chi = \left[\chi_1 + \frac{I}{I_s} (\chi_3 - \chi_1) \right] \tag{3.4}$$

de (3.4) e lembrando que $n = \sqrt{1+4\pi\chi}$

$$n = n_o + n_2 I \tag{3.5}$$

onde

$$n_o = \sqrt{1 + 4\pi \chi_1}$$

$$n_2 = \frac{2\pi}{n_o} (\chi_3 - \chi_1) \frac{1}{I_s} \qquad \text{para } n_2 I \ll n_o$$

No entanto, a parte real χ_3 não era conhecida embora sua parte imaginária já tinha sido determinada por medida de absorção do estado excitado.

Observação: a expressão (3.5) pode ser generalizada para qualquer material com $\chi^{(2)}=0$, de (1.10) temos:

$$\chi = \chi^{(1)} + \chi^{(3)} E^2$$

ou se queremos usar $\chi^{(3)}$ em unidades de I^{-1}

$$\chi = \chi^{(1)} + \chi^{(3)} I$$

esta expressão é análoga a (3.4) logo

$$n_2 = \frac{2\pi}{n_0} \chi^{(3)} \tag{3.6}$$

O efeito de CFMD4O foi observado em 4 linhas do Ar sendo que a maior eficiência ocorre para λ =5145Å devido a maior seção de choque. Foi observado eficiência máxima de 3% (para λ = = 5145Å) e a saturação do efeito em Ieff ~ 700W/cm^2 foi atribuída a efeitos de autofocalização (pois para o Rubi I_S=1500W/cm^2). A curva experimental foi feita em função de Ieff=$(I_1(0)I_2(L)^{1/2}$ $e^{-\alpha L/2}$ pois devido a absorção

$$I_1 I_2 \rightarrow I_1(0)\, e^{-\alpha z}\, I_2(L)\, e^{-\alpha(z-L)} = I_1(0) I_2(L)\, e^{-\alpha L} \tag{3.7}$$

por isso Ieff^2 = $I_1 I_2$ constante. Na montagem experimental o feixe E_1 passa pelo cristal e é refletido por um espelho dando origem a E_2, por isso:

$$I_2(L) = I_1(0)\, e^{-\alpha L} \tag{3.8}$$

logo

$$I_{eff}^2 = e^{-2\alpha L}\, I_1^2(0) \tag{3.9}$$

É importante observar que (3-5) contêm a parte real e imaginária de

$$n_2 = n_2' + i\, n_2'' \tag{3.10}$$

onde n_2' e n_2'' são reais.

$$n_2'' = \frac{2\pi}{n_0} \operatorname{Im}(\chi_3 - \chi_1) \frac{1}{I_S} = -\frac{c}{2\omega} (\alpha_3 - \alpha_1) \frac{1}{I_S} \tag{3.11}$$

$$n_2'' = \frac{2\pi}{n_0} \, Im\,(\chi_3 - \chi_1)\,\frac{1}{I_s} \qquad = -\frac{c}{2\omega}\,(\alpha_3 - \alpha_1)\,\frac{1}{I_s} \tag{3.12}$$

onde α_3 e α_1 são os coeficientes de absorção do estado excitado e fundamental. O termo $n_2'(n_2'')$ dá origem a uma rede holográfica de dispersão (absorção) no meio. Por isto existem, em princípio, a

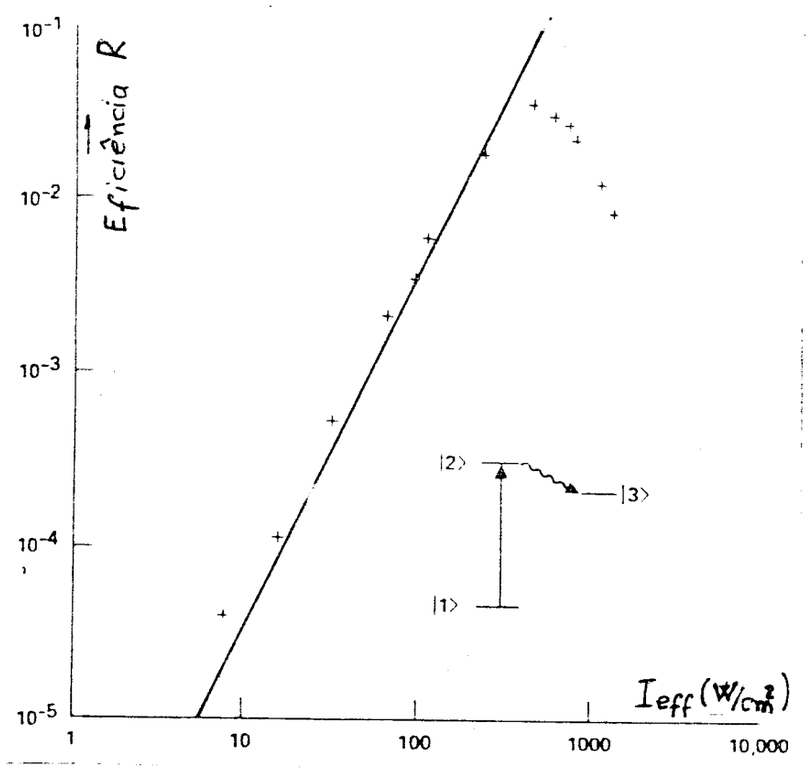


Fig.3.2. Eficiência R em função de I_{eff}. A linha sólida representa a teoria feita pelos autores Liao e Bloom (dada por (3.13)).

coexistência destes dois fenômenos diferentes. Liao e Bloom não conheciam o valor de n_2' para o Rubi mas como n_2'' era conhecido só a rede holográfica de absorção foi levada em conta no modelo teórico. Este modelo foi uma adaptação (similar a que apresentamos em 2.4) do modelo de Yariv e Pepper[6] (item 2.3) para um sistema

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

com abosrção e n_2 imaginário. Este modelo resulta em:

$$R = \left| \frac{E_c(0)}{E_p(0)} \right|^2 = \left| \frac{\alpha_3 - \alpha_1}{\alpha_1} \right|^2 \frac{I_{eff}^2}{I_s^2} \left(1 + e^{-4\alpha_1 L} - 2\, e^{-2\alpha_1 L} \right) \tag{3.13}$$

de (3.12) temos:

$$\left(\frac{\alpha_3 - \alpha_1}{\alpha_1} \right)^2 = 4 \left(\frac{\omega}{c} \frac{n_2''}{\alpha_1} \right)^2 \tag{3.14}$$

fazendo o limite $\alpha_1 L \to 0$ em (3.13) e usando (3.14) temos:

$$R = 16 \left(\frac{\omega}{c} n_2'' \right)^2 L^2 \tag{3.15}$$

Contudo, neste limite deveríamos reaver o resultado de Yariv Pepper (2.19) para $R \ll 1$

$$R = \tan^2 (|k| L) \simeq |k|^2 L^2 = \left(\frac{\omega}{c} n_2 \right)^2 L^2 \tag{3.16}$$

usei (3.6) para expressar k em termos de n_2. Comparando (3.15) e (3.16) vemos que foi cometido um erro no cálculo de um fator 16 em (3.13). Para o cálculo correto nós usaremos o modelo teórico apresentado em 2.4. Reescrevendo (2.21) e usando (3.6) e (3.8) temos:

$$\bar{k} = \frac{2\pi \chi^{(3)}}{n_0 c} \omega\, \mathcal{E}_1(0)\, \mathcal{E}_2(L) = n_2 \frac{\omega}{c} \mathcal{E}_1^2(0)\, e^{-\alpha L/2} \tag{3.17}$$

substituindo em (2.28) temos:

$$R = \underbrace{\left(\frac{n_2 \omega}{\alpha c} \right)^2}_{G} \underbrace{\left[4\, e^{-\alpha L} \frac{\tanh^2 (\alpha L/2)}{1 + \tanh^2 (\alpha L/2)} \right]}_{F} I^2 \tag{3.18}$$

O primeiro termo de (3.18) é um fator de ganho G que va

ria com o material devido a razão n_2/α. De (3.5) vemos que n_2 e $\alpha = N\sigma$ são proporcionais a concentração N (pois a suscetibilidade é dada pelo produto da polarizabilidade atômica do Cr^{+3} pela concentração). Além disso, de (3.2) e (3.5) vemos que $n_2 \propto \frac{1}{I_s} \propto \sigma$ logo n_2/α também não depende de σ. Este fato ocorre porque tanto n_2 como α ocorrem devido a uma transição; por isso fatores como N e σ são cancelados, o que a primeira vista não é intuitivo. De (3.2) temos

$$\frac{n_2}{\alpha} \propto \frac{(\chi_3 - \chi_1)}{N} \tau$$

onde o primeiro termo não depende de N pois é a diferença da polarizabilidade atômica entre os níveis 1 e 3 e o segundo é o tempo de vida do estado excitado.

Liao e Bloom investigaram também a resposta temporal do sinal. A resposta da mudança de população do estado excitado para o fundamental é $\propto (1-\exp(-t/\tau))$. Logo para a resposta temporal este fator deve ser considerado em (3.4)

$$\chi = \chi_1 + \chi^{(3)} I = \chi_1 + \frac{(\chi_3 - \chi_1)(1 - e^{-t/\tau})}{I_s} I$$

o termo em colchete é $\chi^{(3)}$ e como $I_c \propto (\chi^{(3)})^2$ então $I_c \propto (1-e^{-t/\tau})^2$. Analogamente quando a luz é desligada o fator de resposta é $e^{-2t/\tau}$. Isto ocorre porque a rede holográfica não é ligada (ou desligada) instantâneamente pois ela é construída através da modulação espacial da população do estado excitado. Este comportamento foi observado experimentalmente (veja Fig.3.3). Colocando uma pá girante ("choper") no feixe de prova E_p (Fig.3.3b), neste caso vê-se a formação ou desaparecimento da rede holográfica quando o feixe de prova é ligado ou desligado. A Fig.3.3c mostra que quando o feixe de bombeio passa pela pá girante o decaimento do sinal é abrupto porque embora a rede holográfica decaia exponencialmen-

te são os feixes de bombeio que são difratados na rede.

A experiência foi feita na montagem convencional (ver Fig.3.3a) focalizando um laser de Ar de 5W com uma lente L de foco 2m num cristal de Rubi de 1.3cm de comprimento. O feixe de prova com ~10% da intensidade do feixe de bombeio incide em ângulo $\sim 5^{o}$.

Liao e Bloom consideraram muito bom o resultado de seu modelo teórico (3.13) que para $\alpha_1=1,0, \alpha_3=0.59cm^{-1}$ e L=1.3cm dá R= $= 0.64\ 10^{-7}\ I_{eff}^{2}\ (W/cm^2)^{-2}$ com o resultado experimental de $R \sim 1.3\ 10^{-7}\ I_{eff}^{2}\ (W/cm^2)^{-2}$, veja Fig.3.2. Contudo, segundo suas estimativas, o efeito da parte real n_2' (a rede holográfica de dispersão) deveria ser quatro veze maior contrariando o bom resultado obtido com n_2''. Nós mostramos que há um erro no modelo adotado (3.13) por isso houve um bom resultado. Nós fizemos a experiência em Rubi e $GdAlO_3:Cr^{+3}$ (um sistema semelhante ao Rubi) e obtivemos eficiências aproximadamente três vezes maior para o $GdAlO_3:Cr^{+3}$. Este fato e o insucesso que Liao e Bloom tiveram em explicar teóricamente seus resultados nos motivou a investigar as propriedades físicas relevantes para o fenômeno nestes cristais. No próximo capítulo (IV) veremos que o efeito de n_2' é ~ 40 vezes maior que o de n_2''. Entenderemos porque a eficiência é maior para o $GdAlO_3:Cr^{+3}$ e justificaremos teoricamente a eficiência a partir do valor de n_2'.

3.3. Medidas de Concentração de Cromo e do Coeficiente de Absorção

Trabalhos com uma amostra de Rubi em forma cilíndrica (6mm de diâmetro x 5.7mm de espessura) e duas de $GdAlO_3:Cr^{+3}$ em forma de paralelepípedo de seção retangular de 6x6x1.2 (espessura)mm e 5x4x2.4 (espessura)mm. A amostra de $GdAlO_3:Cr^{+3}$ com espessura L=2.4mm apresenta uma mancha escura com alta concentra -

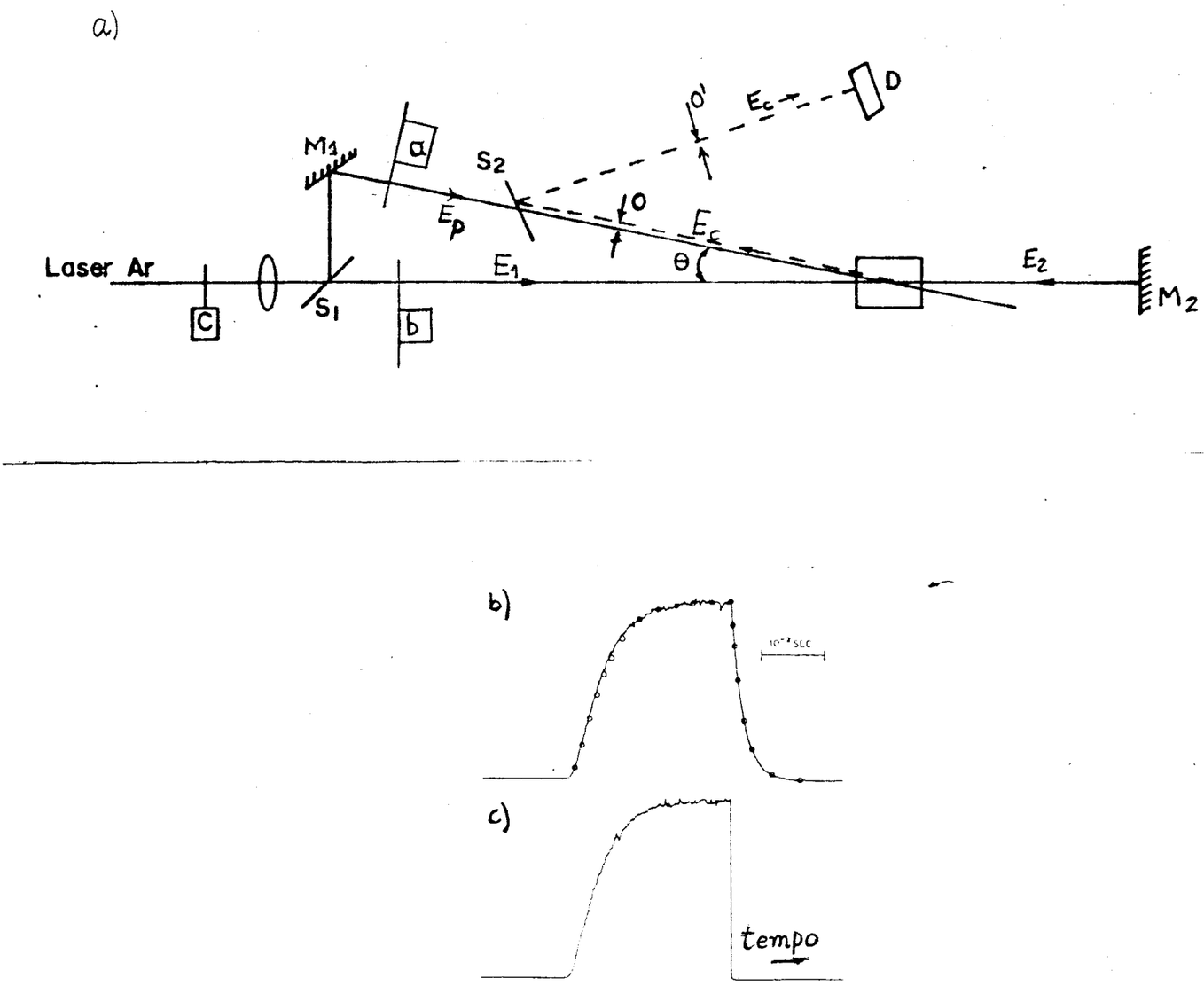


Fig.3.3. A montagem experimental e a resposta temporal da CFMD40.

a) montagem experimental com a pá girante ("choper") colocado em duas posições diferentes;

b) a resposta temporal do sinal de CFMD40 com a pá girante colocada no feixe de prova E_p (posição b);

c) o mesmo para a pá girante colocada no feixe de bombeio (posição c).

ção e má qualidade ótica. Nesta amostra existe uma grande variação de concentração de Cr de 20%. A outra amostra (L=1.2mm) tem menor concentração de Cr, é mais homogênea e possui melhor qualidade ótica. Medimos o coeficiente de absorção em 5145Å para os três cristais com nosso espectrômetro Cary 17 e medindo diretamente com o medidor de potência a absorção do feixe de laser de Ar. Os resultados estão na Tabela III.2.

TABELA III.2. Características dos Cristais
(valores de e I_s para = 5145Å)

Cristal	L(mm)	$\alpha(cm^{-1})$	$I_s(W/cm^2)$	n	r^2
$GdAlO_3:Cr^{+3}$	2.4	4.2	4600	2.0	0.11
$GdAlO_3:Cr^{+3}$	1.2	1.5	4600	2.0	0.11
Rubi	5.7	0.75	1700	1.7	0.07

Na medida do coeficiente de absorção levei em conta a reflexão da luz nas duas superfícies do cristal, por isso também foi medido a refletividade r^2 da superfície. A intensidade de luz medida $I_m = I_o\, e^{-\alpha L}\, (1-r^2)^2$ onde I_o é a intensidade incidente e o fator em parêntesis aparece ao quadrado porque há duas superfícies. O valor de r^2 medido concorda com a relação teórica

$$r^2 = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$$

onde n e 1 são os valores do índice de refração do cristal e do ar (os valores de n e r^2 estão na Tabela III.2). Para o Rubi o valor n=1.7 é bem conhecido e no $GdAlO_3:Cr^{+3}$ a medida foi feita por Basso[11]. O $GdAlO_3:Cr^{+3}$ é um cristal biaxial com três índi-

ces de refração diferentes bem próximos de n=2.0 (variam±0.05).

Para obtermos o valor da seção de choque σ a partir de α foi preciso medir a concentração de Cr no $GdAlO_3:Cr^{+3}$ (para o Rubi o valor de σ já era conhecido (Fig.3.1b). Esta concentração no cristal de L=1.2mm foi medida no IPEN pelos métodos de luminescência de raios-X e absorção atômica, o resultado foi de (1 ±0.2)% de Cr em relação ao $GdAlO_3$. A concentração $N=1.9\ 10^{20}$ (nº de Cr/cm^3) é calculada a partir da massa molecular m=232 do $GdAlO_3:Cr^{+3}$ e sua densidade $7.44 g/cm^3$. De $\alpha = N\sigma$ obtemos a seção de choque $\sigma = 7.9 \times 10^{-21} cm^2$ (λ = 5145Å) e podemos determinar I_s = $= \hbar\omega/\sigma\tau$ cujos valores colocamos na Tabela III.2. Para o Rubi σ = $= 7.10^{-20} cm^2$, ou seja 9 vezes maior que no $GdAlO_3:Cr^{+3}$, porém como $\tau \sim$ 3 vezes menor então $I_s \sim$ 3 vezes menor.

$$I_{SR} = \frac{\hbar\omega}{\sigma_R \tau_R} = \frac{\hbar\omega}{\sigma_G \tau_G}$$

$$= \frac{\hbar\omega}{\sigma_R \tau_R}$$

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FISICA E QUIMICA DE SAO CARLOS - USP
FISICA

CAPÍTULO IV

MEDIDA DAS PROPRIEDADES NÃO LINEARES

4.1. Medida do Perfil de Índice de Refração n(r)

4.1.1. Descrição do método utilizado

Suponhamos que temos um feixe de luz propagando-se em linha reta num meio homogêneo. Mostraremos que quando este feixe atinge uma região não homogênea ele sofre um desvio proporcional ao gradiente do índice de refração.

A Fig.4.1a mostra o desvio do feixe (com ângulo de desvio ϕ) devido ao perfil de índice de refração gaussiano $n = n_o + \delta n\, e^{-2r^2/W^2}$. Este efeito é análogo ao que acontece numa lente, pois a propriedade física básica responsável pela ação de focalização é o fato de que o caminho ótico $CO = \int n(r,Z)\,dZ$ é uma função quadrática da distância r ao centro (veja Fig.4.1b).

Da ótica dos raios a trajetória de um raio que se propaga num meio inomogêneo é descrita pela equação:

$$\frac{d}{ds}\left(n_o \frac{d\bar{r}}{ds}\right) = \nabla_\perp n(r,t) \tag{4.1}$$

onde S é o comprimento do raio medido de um ponto fixo inicial, r é o deslocamento perpendicular do feixe a sua direção original e $\nabla_\perp n(r,t)$ é o gradiente do índice de refração perpendicular a sua trajetória. Integrando (4.1) em S temos:

$$\phi \approx \frac{d\bar{r}}{ds} = \frac{1}{n_o}\int \nabla_\perp n(\bar{r},t)\, ds \tag{4.2}$$

ou seja, o ângulo de desvio ϕ é proporcional a integral de $\nabla_\perp n(r,t)$

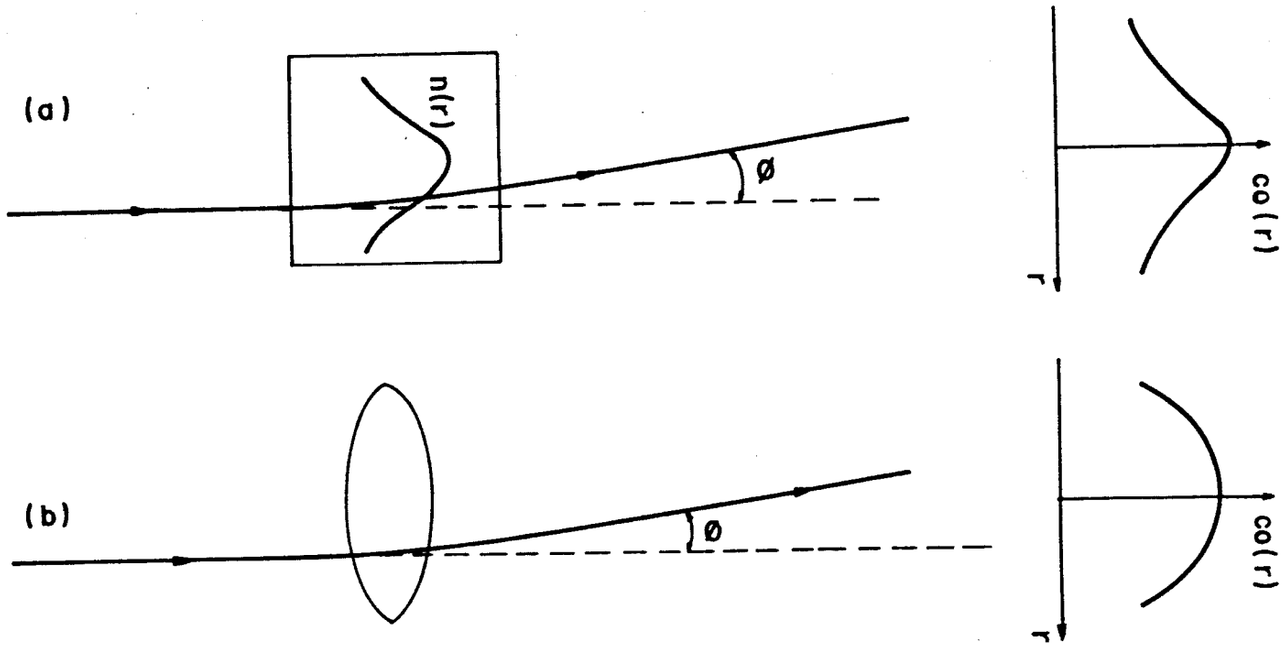


Fig.4.1. O desvio do feixe

a) a linha cheia indica a trajetória devido ao perfil gaussiano de n(r) e a linha pontilhada indica sua trajetória se n(r) fosse constante. A direita temos o caminho ótico em função de r;

b) análogo ao caso a) para uma lente com perfil quadrático do índice de refração.

ao longo do caminho ótico do feixe.

Montamos a experiência como esquematizado na Fig.4.2. O feixe 1 (laser de Ar $\lambda = 5145$ Å) é o feixe de bombeio que causa o perfil n(r) devido ao bombeio do estado excitado do Cr^{+3}. Este feixe passa por uma pá girante ("chopper") e é focalizado no cristal através da lente L_1. O feixe 2 (laser de HeNe $\lambda = 6328$ Å) é o feixe de prova que é desviado devido ao perfil $\delta n(r)$. Este feixe sai do laser, é refletido pelo espelho E_1, focalizado pela lente L_2 e incide no cristal em ângulo pequeno $\sim 3^o$ com o feixe 1 para que haja superposição dos dois feixes no cristal. A distância fo-

cal das lentes f_1 e f_2 é escolhida de tal maneira que $W_1 \gg W_2$ ($W_{1,2}$ é o raio médio quadrático dos feixes 1,2), ou seja, o feixe 2 passa por dentro do feixe 1. Após passar pelo cristal, o feixe 2 é refletido pelo espelho E_2, passa por um filtro vermelho F (que filtra o verde $\lambda = 5145$ Å) e incide no detetor de quadrante D. Este detetor consiste de 4 fotodiodos, dois a dois ligados em paralelo dando dois sinais em tensão S_1 e S_2 proporcionais a intensidade de luz em cada região do detetor. Os sinais S_1 e S_2 são ligados a um amplificador diferencial que amplifica a diferença $S=S_1-S_2$. É importante observar que a intensidade do feixe de bombeio é baixa de tal maneira que não há saturação do efeito fotorefrativo ($I = 291 \ll I_S = 4800 W/cm^2$).

A experiência é feita da seguinte forma: com o feixe 1 (bombeio) desligado ajustamos E_2 para que S seja nulo, ou seja, $S_1=S_2$ e as duas regiões do detetor D estejam igualmente iluminadas. Quando o feixe 1 é ligado o feixe 2 se desvia (devido a n(r)) e para pequenos desvios ϕ temos $S \propto \phi$, com ϕ dado por (4.2). Como o feixe de bombeio é modulado pela pá girante observamos no osciloscópio que o sinal S(t) não é uma onda quadrada mas tem uma subida e descida exponencial dada pelo tempo de vida do estado excitado. Isto confirma nossa espectativa de que o perfil $\delta n(r)$ é causado pelo bombeio da população do Cr^{+3} para o estado excitado e exclui outros fatores com tempo de resposta diferente de τ como, por exemplo, o efeito térmico. (este ponto ainda será analisado mais profundamente em 4.2.5)

O espelho E_1 foi colocado num suporte com ajuste micrométrico para permitir que o ponto de incidência do feixe 2 no cristal seja variado ao longo do perfil $\delta n(r)$. Quando variamos o ponto de incidência ao longo de r temos: $S \propto \nabla_\perp n(r,t)$ como mostra a Fig. 4.3b. Fizemos esta experiência com os cristais de Rubi (0.57cm) e

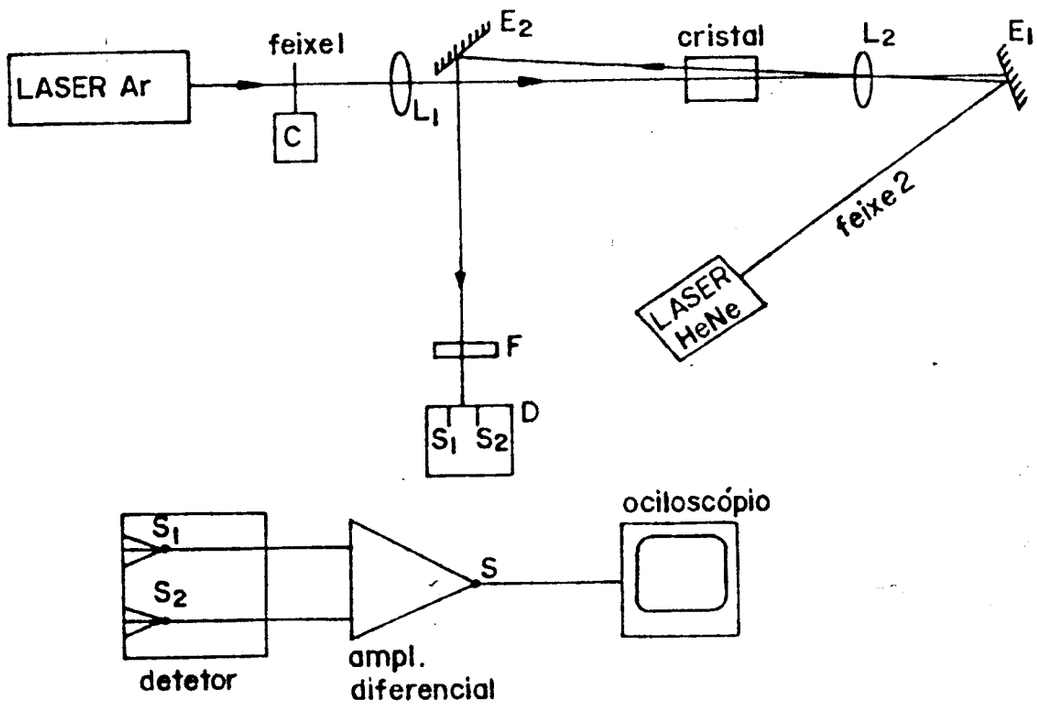


Fig.4.2. Arranjo experimental para medida da forma do perfil de índice de refração $\delta n(r)$.

Lente L_1, foco f_1=50cm raio médio W_1=0.21mm

Lente L_2, foco f_2=10cm raio médio W_2=0.06mm

intensidade de feixe 1 I ~ 300W/cm^2

$GdAlO_3:Cr^{+3}$ (0.24cm), mas na Fig.4.3b mostramos apenas os resultados para o $GdAlO_3:Cr^{+3}$ pois no Rubi o efeito é bem menor e a curva obtida não foi tão boa. Notamos que no centro r =0 temos S=0 porque neste ponto de máximo o gradiente é nulo. O sinal S vai aumentando (diminuindo) até chegar a um ponto de máximo (ou mínimo) que é o ponto onde $\nabla_t n(r,t)$ é máximo e depois decai a zero. Fazendo a integral da curva na Fig.4.3b que é proporcional a $d/dr(\delta n(r))$ temos a forma do perfil n(r) como mostra a Fig.4.3c. A curva da Fig. 4.3c tem uma largura 1/e de 0.36mm enquanto que para distribuição de intensidade de bombeio $I_b(r)$ este valor é de 0.29mm. Como deveríamos obter o mesmo valor nas duas curvas este resultado não é

muito bom pois há uma diferença de 25% entre os dois valores.

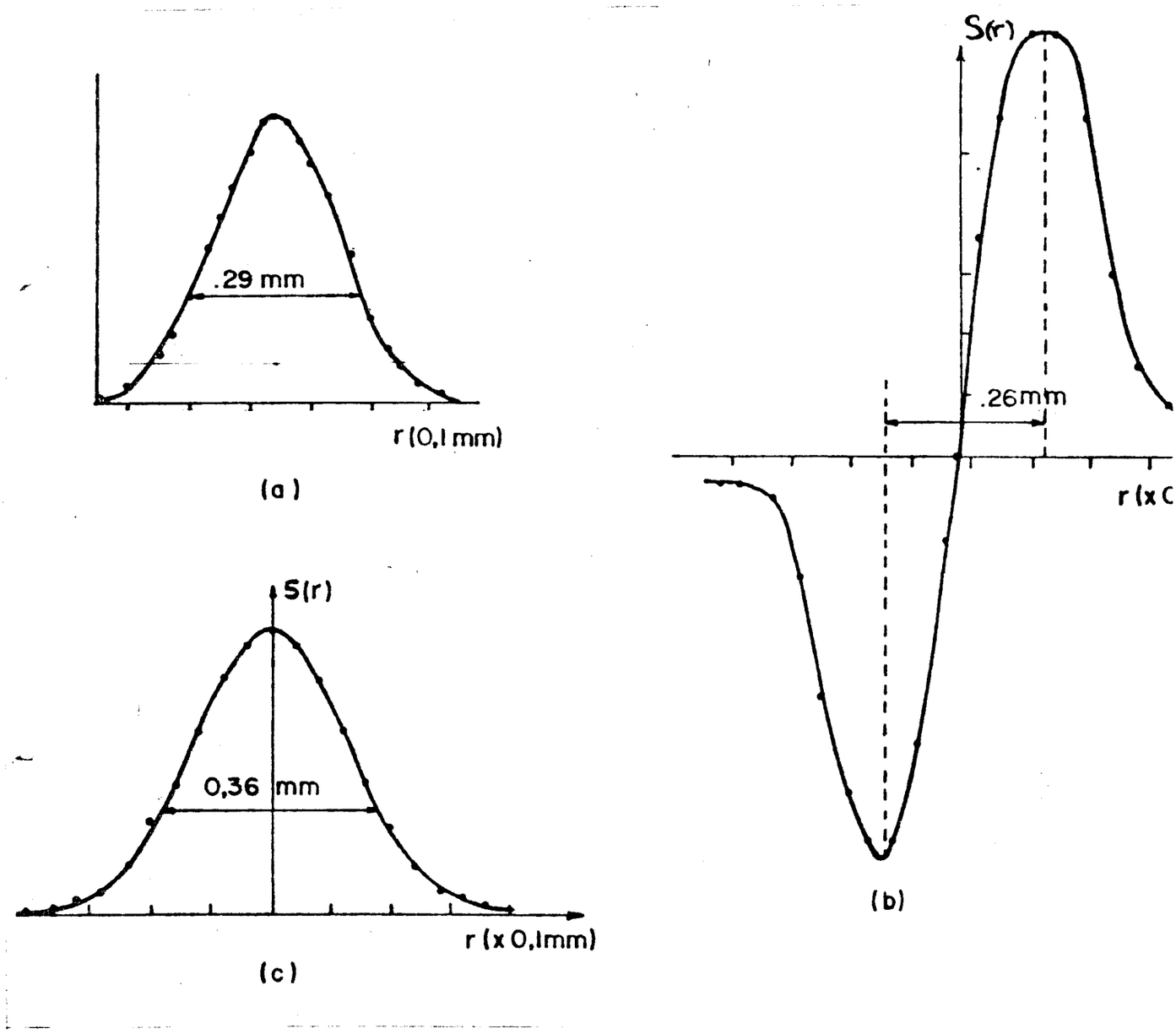


Fig.4.3. O perfil de índice de refração n(r) medido. a) o perfil de intensidade do feixe de Ar(feixe 1).A Figura indica o diâmetro 1/e de 0.29mm (que equivale a W=0.21mm); b) o sinal S(r) d n/dr (r); c) o perfil δn(r)obtido pela integração da curva b). A figura indica o diâmetro 1/e de 0.26mm o que equivale a W=0.26mm.

Em princípio poderíamos usar este experiência não só para medir a forma do perfil $n(r)$ mas para determinar seu valor (ou seja o valor de n_2), porém usamos outro método mais preciso (será comentado em 4.2). Por isto nesta experiência nos preocupamos somente em observar qualitativamente o fenômeno e não nos preocupamos com a precisão dos resultados. No entanto esta experiência apresenta uma vantagem sobre o método interferométrico que é a de podermos ver um sinal $S(t)$ no osciloscópio razoavelmente limpo de tal maneira que o valor do tempo de vida τ pode ser identificado (o mesmo não acontece no sinal do interferômetro devido ao ruído).

4.1.2. Detalhes da Experiência

i) Medida do perfil de intensidade $I(r)$

Para esta medida coloquei no lugar do cristal um orifício de 0.25μ de diâmetro ("pinhole"). Este orifício é fixado num estágio micrométrico que pode ser transladado na direção perpendicular ao feixe. Transladando o orifício e focalizando a luz transmitida pelo orifício num detetor (fotodiodo) medimos a forma do perfil de intensidade.

ii) Medida da curva da Fig.4.3b

Como E_1 está fixado num suporte com ajuste micrométrico medimos o sinal S para cada posição do suporte variando a posição de incidência de tal forma a percorrer todo o perfil $I_b(r)$. Depois retiramos o cristal e colocamos no mesmo lugar o orifício com suporte que usamos em i). Para cada posição do suporte de E_1 medimos a posição do feixe 2 transladando o orifício, desta maneira

calibramos a escala micrométrica do suporte em termos da posição r de incidência no cristal.

iii) Cálculo da intensidade

Para o cálculo da intensidade média do feixe de bombeio lembramos que sua distribuição $I_b(r)$ é gaussiana

$$I(r) = \frac{2P}{\pi W_b^2} e^{-2r^2/W_b^2} \tag{4.3}$$

P : potência do feixe (Watts)

W_b : raio médio quadrático

Esta distribuição é normalizada de tal forma que:

$$\int_0^\infty I_b(r)\, 2\pi r dr = P$$

podemos calcular seu raio médio quadrático

$$\langle r^2 \rangle = \frac{1}{P} \int_0^\infty r^2 I_b(r)\, 2\pi r dr = W_b^2$$

(este cálculo é feito integrando-se duas vezes por partes). A intensidade média é definida como $I = P/\pi\langle r^2\rangle$, logo:

$$I_b = \frac{P}{\pi W^2} \tag{4.4}$$

Na Fig.4.3a temos o diâmetro 1/e de $I_b(r)$ igual a 0.29 mm. como W é o raio $1/e^2$ temos $W_b = 0.29/\sqrt{2} = 0.21$mm. Com P = 0.4W resulta em $I_b = 300 W/cm^2$.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

4.2. Medida do Coeficiente n_2

Descreveremos agora o método diferencial interferométrico que usamos para medida do efeito fotorefrativo em Rubi e $GdAlO_3$ Cr^{+3}. Para entender este método inicialmente veremos o Interferômetro de Michelson.

4.2.1. O Interferômetro de Michelson

O esquema básico do interferômetro está mostrado na Fig. 4.4. Temos uma onda plana incidente

$$E = A\, e^{i(\omega t - kx)} \tag{4.5}$$

que se separa através do divisor de feixe S (cuja reflectividade é R e transmitância T) em dois feixes:

$$E_1 = A_1\, e^{i(\omega t - kx)} \quad e \quad E_2\, e^{i(\omega t - ky + \delta)} \tag{4.6}$$

Supondo que a absorção do separador é desprezível as amplitudes A_1 e A_2 são $A_1 = \sqrt{T}\, A_o$ e $A_2 = \sqrt{R}\, A_o$ com $A_o^2 = A_1^2 + A_2^2$. Após serem refletidos pelos espelhos M_1 e M_2 os dois feixes são superpostos no plano de observação B. A amplitude dos feixes neste plano é dada por $A_o\sqrt{RT}$, pois os dois feixes são ora transmitidos ora refletidos por S. No plano B temos o campo total que é a soma dos dois campos:

$$E = E_1 + E_2 \tag{4.7}$$

com

$$E_1 = \sqrt{RT}\ A_0\ e^{i(\omega t - kS_1)} \qquad S_1 = 2SM_1 + SB$$

$$E_2 = \sqrt{RT}\ A_0\ e^{i(\omega t - kS_2 + \delta)} \qquad S_2 = 2SM_2 + SB$$

o fator δ aparece devido a possíveis diferenças de fase em S e nas reflexões. De (4.7) temos:

$$E = \sqrt{RT}\ A_0\ e^{i\omega t}\ \left(e^{-ikS_1} + e^{-ikS_2 + i\delta} \right) \tag{4.8}$$

definindo a fase $\phi = -k(S_2 - S_1) + \delta$ temos:

$$E = \sqrt{RT}\ A_0\ e^{i\omega t}\ e^{-ikS_1}\ (1 + e^{i\phi}) \tag{4.9}$$

portanto $|E|^2 = 2\ A_0^2\ RT\ (1 + \cos\phi)$

No caso particular em que R=T=0.5 e lembrando que E^2 é proporcional a intensidade $I=I(\phi)$:

$$I = I_0(1 + \cos\phi) = 2I_0\ \cos^2(\phi/2) \tag{4.10}$$

Se colocamos um material de índice de refração n e comprimento L em um dos braços do interferômetro, por exemplo o feixe 2, temos:

$$\phi = -k\ (S_2 - S_1) + 2kL(n-1) \tag{4.11}$$

Portanto se o índice de refração do material tem uma variação Δn logo ϕ e $I(\phi)$ também variam de $\Delta\phi$ e $\Delta I(\phi)$. Este é o princípio básico do método que usamos para a medida de n_2, ou seja, de

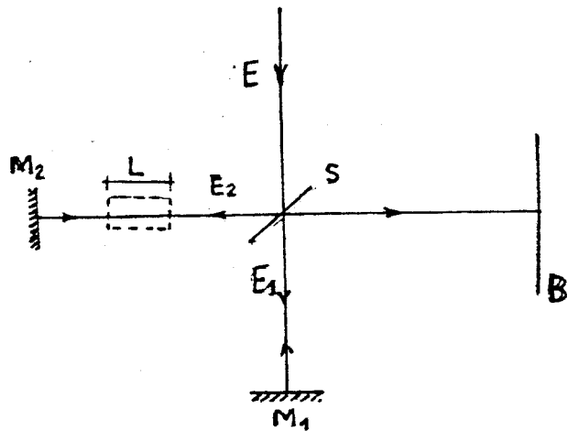


Fig.4.4. O interferômetro de Michelson. O pontilhado representa o caso em que colocamos o cristal.

terminar Δn através de ΔI.

4.2.2. O Método Diferencial Interferométrico

Montamos o interferômetro com um laser de HeNe (feixe de prova) e incidimos o laser de Ar (feixe de bombeio) no cristal para mudar seu índice de refração de $\Delta n = n_2 I_b$ (a montagem experimental será discutida em 4.2.3). De (4.11) temos:

$$\Delta \phi_1 = 2 k n_2 I_b L \tag{4.12}$$

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ $\qquad \lambda = 6328$ Å $\qquad$ (laser de HeNe)

Esta variação de fase causa uma variação de intensidade

ΔI_1 que é detectada no detetor D dada de (4.10):

$$\Delta I_1 = -2 I_0 \operatorname{sen}\phi/2 \cos\phi/2 \Delta\phi \tag{4.13}$$

Para determinação do valor $\Delta\phi_1$, e consequentemente Δn, interrrom - pe-se o feixe de Ar e desloca-se o espelho M_2 de uma distância Δx conhecida. Este deslocamento provoca uma variação de fase:

$$\Delta\phi_2 = 2 k \Delta x l \tag{4.14}$$

Ajustamos o valor Δx até que se obtenha a mesma variação do sinal no detector que a obtida devido a $\Delta\phi_1$, isto significa que $\Delta\phi_2 = \Delta\phi_1$.

O espelho M_2 é deslocado através de um transdutor piezo-elétrico cujo deslocamento é proporcional a tensão elétrica aplica da, com constante de proporcionalidade C=0.44 microns/volt. Desta maneira para ajustar Δx ajustamos a tensão no PZT até chegar ao va lor equivalente Veq que nos dá $\Delta\phi_2 = \Delta\phi_1$, isto implica de (4.12) e (4.14) que:

$$n_2 = \frac{c\, V_{eq}}{I_b L} \tag{4.15}$$

Observamos experimentalmente que este método não é ade - quado devido a alta sensibilidade do interferômetro a flutuações de temperatura e das correntes de ar. Isto ocorre porque $k \sim 10^5$ cm^{-1} logo pequenas variações de caminho ótico $\sim 10^{-5}$cm resultam em $\Delta\phi \sim 1$. Utilizamos então o método diferencial interferométrico desen volvido pelo Prof. Zimmerman[13] (do nosso departamento) na medida de pequenos deslocamentos para a determinação de constantes piezo-elétricas. A vantagem deste método é eliminar as flutuações utili-zando-se uma excitação periódica que é detectada num amplificador

síncrono ("lock in"). O sinal periódico é obtido se o feixe de Ar passa por uma pá girante ("chopper") que modula o feixe e tem um sinal de referência (uma onda quadrada de tensão) que ligamos ao amplificador síncrono. Para determinar $\Delta\phi_1$ desligamos o feixe de bombeio e ligamos ao PZT e a referência do amplificador sín - crono uma tensão em forma de onda quadrada cuja amplitude pode ser ajustada até que se obtenha o mesmo sinal na saída do amplificador que obtivemos devido a $\Delta\phi_1$. Este sinal de saída é proporcional a variação de intensidade $\Delta I(\phi) = (dI/d\phi)\,\Delta\phi$ (por isso o nome diferencial interferométrico) que está em fase com a modulação do feixe de bombeio ou com o sinal elétrico no PZT.

Outro fator que precisa ser considerado é que o sinal de saída do amplificador varia quando ϕ varia, pois $(dI/d\phi)(\phi)$ é uma função de ϕ (veja 4.10). Por isso temos problemas em fixar o ângulo da fase na calibração (quando comparamos os sinais devido ao bombeio com o sinal do PZT). A solução para este problema é fazer a medida em todo os ângulos e detectar os mínimos e máximos do sinal. Isto é feito movendo-se um dos espelhos lentamente e com velocidade constante pois assim a fase varia linearmente com o tempo e pode-se obter os pontos de máximo e mínimo do sinal graficando-o em função do tempo. Isto é feito experimentalmente ligando-se ao PZT um sinal de tensão na forma de dente de serra com frequência muito baixa $\sim 10^{-2}$Hz de tal maneira que o desloca - mento seja praticamente estático em relação a frequência do sinal de referência. Na Fig.4.5a temos como o gráfico $I(\phi) \times \phi$ e na Fig . 4.5b o sinal de saída em função de ϕ , o gráfico que obtemos experimentalmente no registrador tem a mesma forma da Fig.4.5b pois $\propto t$ (tempo).

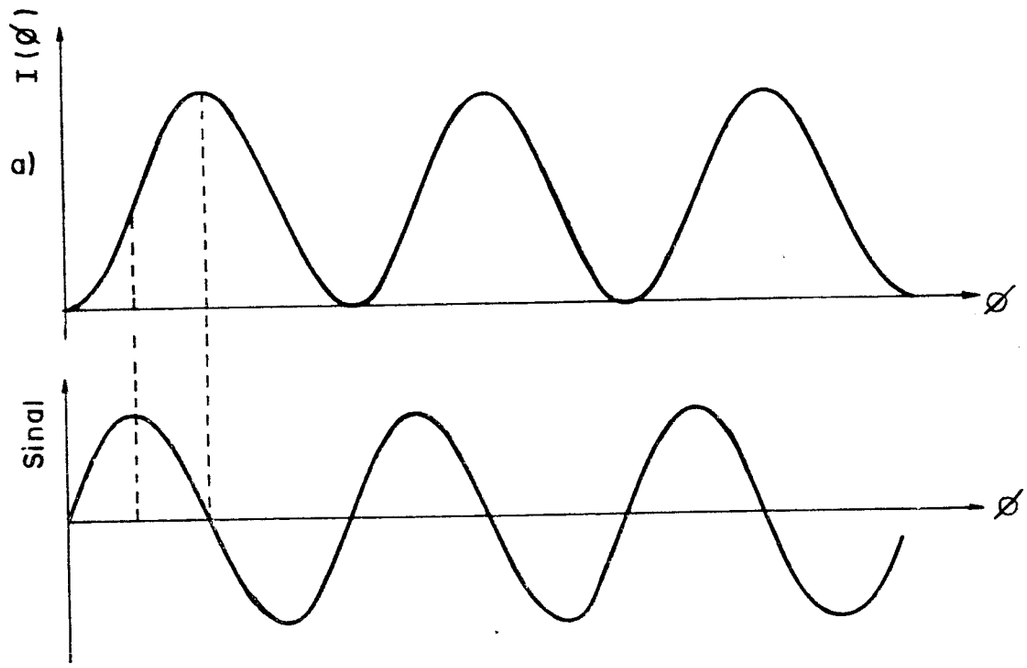


Fig.4.5.- O Método Diferencial Interferométrico

a) gráfico da intensidade no interferômetro I(ø)

b) sinal de saída do amplificador síncrono em função de ø (ou do tempo t como é feito na experiência). Nota-se que este gráfico é a derivada do gráfico em a).

4.2.3. Montagem Experimental

Utilizamos o interferômetro de Michelson no método diferencial interferométrico (veja Fig.4.5). Este interferômetro é formado pelo laser de HeNe que incide no separador S e é dividido gerando dois feixes que são refletidos pelos espelhos M_1 e M_2. O espelho M_1 é totalmente refletor para o laser de HeNe (λ = 6328Å) mas tem transmitância T=0.45 para o feixe de bombeio (laser de Ar = 5145 Å). O laser de Ar estava a 1.60m do cristal e foi usado sem focalização ou focalizado no cristal através de lentes de distância focal f=2m, 1m e 60cm. Para uma medida correta é neces-

sário que W_p do feixe de HeNe (feixe de prova) seja bem menor que W_b do feixe de Ar (feixe de bombeio), por isso o feixe de HeNe foi focalizado com uma lente com f=25cm. Isto assegura que (com os dois feixes bem alinhados) todo o caminho ótico do feixe de HeNe é uniformemente iluminado pelo feixe de bombeio (a menos de perdas por absorção). O alinhamento precisa ser feito com cuidado principalmente quando W_b é menor. A distância entre S e os espelhos M_1 e M_2 foi mantida a mesma (~5cm) para que os dois feixes tenham o mesmo diâmetro no plano de interferência.

O filtro F_1 bloqueia a luz verde do Ar e o filtro F_2, com uma banda de transmissão estreita ~5Å centralizada em 6328Å (HeNe), não deixa passar a luminescência dos cristais de Rubi e $GdAlO_3:Cr^{+3}$ em ~7000Å. O interferômetro é alinhado para que o padrão de interferência seja um círculo cuja luz é focalizada no detetor D. Como o feixe de bombeio é modulado pela pá girante o sinal em D oscila e esta oscilação é detectada no amplificador síncrono ("lock-in" como está indicado na Fig.4.5). O PZT está ligado a um gerador de audio com amplitude e frequência ajustável e a tensão dente de serra 0-104Volts, 10^{-2}Hertz foi obtida do sinal da base de tempo de um osciloscópio.

Para a determinação da constante piezoelétrica C=0.44 / 100Volt ligamos uma fonte de alta tensão no PZT e registramos $I(\phi)$ contra a tensão que varia de 0 a 104 V. Obtivemos uma curva da mesma forma que Fig.4.5a com 14 pontos de máximo. Determinamos C sabendo que a diferença de tensão entre dois máximos corresponde a uma variação de fase de 2π que equivale a um deslocamento de $\lambda/2$ = 3164Å.

Tanto esta experiência como a de CFMD40 são extremamente sensíveis a problemas de vibrações, por isso tomamos alguns cuidados:

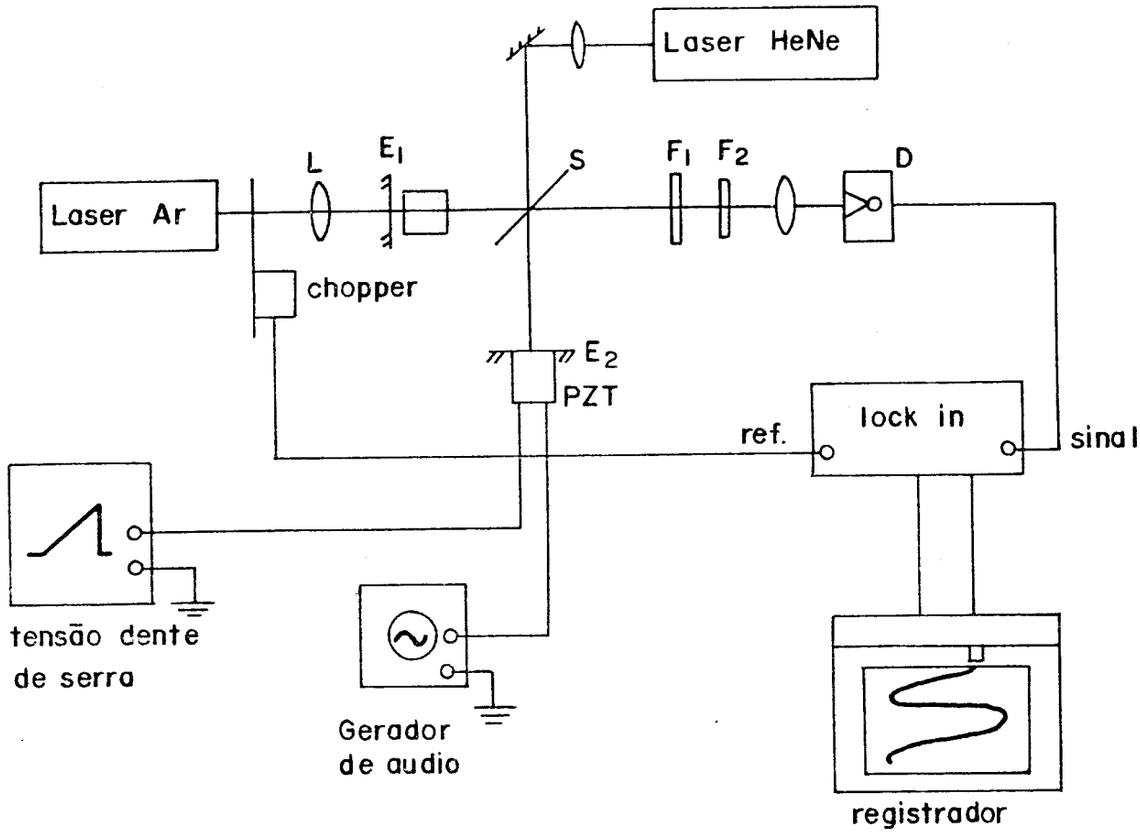


Fig.4.6 Montagem do Interferômetro Diferencial de Michelson para medida de n_2.

- sobre mesa colocamos uma chapa de ferro de 1/4" de espessura e todos elementos óticos (lasers, espelhos, lentes, etc.) são fixados a mesa com suportes magnético.

- os quatro pés da mesa estão apoiados sobre câmaras de ar para amortecimento e isolamento das vibrações transmitidas pelo chão.

- não colocamos nenhum aparelho elétrico sobre a mesa. Estes aparelhos foram colocados sobre uma armação metálica fixada ao teto do laboratório. Esta medida foi tomada tendo em vista principalmente a fonte do laser de Ar, pois dentro dela circula

água para sua refrigeração e do tubo do laser. Como o laser de Ar não foi retirado da mesa colocamos anéis de borracha ("O ring") para amortecimento das vibrações devido a circulação da água no tubo.

Nesta experiência o amplificador síncrono tem um papel fundamental pois consegue eliminar os ruídos que aparecem no si - nal que é muito sensível a vibrações mecânicas e as transmitidas pelo som.

Medimos o coeficiente n_2 para as três amostras. Para cada cristal diversas medidas foram feitas trocando-se a lente que focaliza o laser de bombeio, pois se o sinal é maior quando o laser está bem focalizado por outro lado o alinhamento é mais crítico. Os resultados obtidos nas diversas medidas estão em boa concordância dentro de uma incerteza de mais ou menos 15% (veja tabela 4.1).

TABELA IV.1.O valor de n_2 medido e a razão n_2/α (os valores de α medidos estão em 3.3)

	n_2 10^{-8} $(W/cm^2)^{-1}$	$n_2/\alpha . 10^{-8}$ cm^3/W	
Rubi (0.57cm)	1.25	1.7	
$GdAlO_3:Cr^{+3}$ (0.24cm)	18.6	4.4	valor médio = 3.8
$GdAlO_3:Cr^{+3}$ (0.12cm)	4.75	3.2	

Obs:- n_2(e.s.u.) = 113.4 n_2 $(W/cm^2)^{-1}$

O coeficiente n_2 deve ser proporcional a N (concentração de Cr^{+3}) por isso comparando os valores experimentais de n_2 e α das duas amostras de $GdAlO_3:Cr^{+3}$ temos um valor médio para $n_2/\alpha = (3.8 \pm 0.6).10^{-8}$ cm^3/W (o desvio é de 16%). Este desvio é

compatível com erro experimental que estimamos de mais ou menos 15% para o valor de n_2. Desta forma achamos mais razoável adotar o mesmo valor n_2/α para os dois cristais de $GdAlO:Cr^{+3}$ para o cálculo da eficiência no modelo teórico.

No cálculo dos valores de n_2 que apresentei na tabela levei em conta alguns detalhes da experiência que descrevo a seguir.

4.2.4. Detalhes considerados no cálculo de n_2

i) Efeito da reflexão : a intensidade de luz no cristal I_{cr} é menor que a intensidade incidente I_b devido a reflexão da superfície:

$$I_{cr} = I_b / (1 - r^2) \tag{4.16}$$

r^2 : coeficiente de reflexão

temos: para o Rubi $I_{cr} = 0.93 I_o$
para o $GdAlO_3:Cr^{+3}$ $I_{cr} = 0.89 I_o$

ii) Efeito da absorção: no cálculo da variação do caminho ótico devido ao efeito fotorefrativo temos que considerar que a intensidade de luz é absorvida ao longo do cristal, por isso devemos substituir a expressão (4.12) por:

$$\Delta\phi_1 = \frac{\omega}{c} n_2 I_{cr} \int e^{-\alpha z} dz$$

$$\Delta\phi_1 = \frac{\omega}{c} n_2 I_{cr} \left(\frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha L} \right) \tag{4.17}$$

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

O valor do fator em parêntesis (que considera a absorção) é:

Rubi (L=0.57, αL=0.43)	0.81	
$GdAlO_3$ (L=0.24, αL=1.0)	0.63	(4.18)
$GdAlO_3$ (L=0.12, αL=0.18)	0.91	

iii) Intensidade de bombeio local: a Fig.4.7 mostra o perfil de intensidade de luz $I_b(I_p)$ do feixe de bombeio-Ar (prova-HeNe), com raio médio quadrático W_b (W_p). Nesta figura vemos que quando $W_b \gg W_p$ a intensidade de bombeio média na região do feixe de prova que denotaremos I_{bp} é praticamente igual ao valor máximo da distribuição $I_b(r)$. Antes de calcular o valor I_{bp} para um caso geral suponhamos inicialmente que queremos calcular o valor médio f de uma função f(x) numa distribuição de probabilidade p(x), temos:

$$\langle f \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\, p(x)\, dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} p(x)\, dx}$$

No nosso caso queremos calcular a média I_{bi} de uma distribuição $I_{ob}(r)$ sobre a distribuição $I_p(r)$ por isso (estendo para duas dimensões) temos:

$$I_{bi} = \frac{\int_0^{\infty} I_{ob}\, e^{-2r^2/W_b^2}\, I_{op}\, e^{-2r^2/W_p^2}\, 2\pi r\, dr}{\int_0^{\infty} I_{oi}\, e^{-2r^2/W_p^2}\, 2\pi r\, dr}$$

$$I_{bi} = I_{ob} \left(\frac{W_b^2}{W_b^2 + W_p^2} \right) = I_{ob} \times FL \qquad (4.19)$$

Denotamos por FL o fator em parêntesis da expressão (4.19) acima que é um fator característico de cada lente que utilizamos na fo-

calização do feixe de bombeio. Podemos dizer que I_{bi} é a intensidade de bombeio que o feixe de prova "sente" no efeito fotorefrativo. A tabela IV.2 mostra os valores de W_b e FL para cada lente.

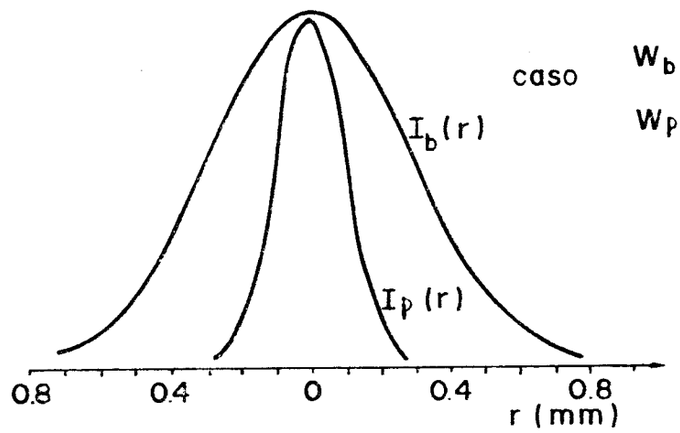


Fig.4.7. Perfil de intensidade do feixe de bombeio Ar $I_b(r)$ e do feixe de prova-HeNe $I_p(r)$.

TABELA IV.2. Os valores de I_{bi} e W_b

foco	W_b (cm)	FL
sem lente	0.11/2	0.98
2m	0.063	0.95
1m	0.040	0.89
60cm	0.022	0.71

$W_p \sim 0.014$cm

Da Tabela IV.2 e de (4.19) vemos como esperado que quando $W_b \gg W_p$ FL~1 .

iv) <u>O sinal do amplificador síncrono</u> : quando comparamos o sinal fotorefrativo com o sinal devido a onda quadrada

no PZT é preciso lembrar que os dois têm uma curva temporal diferente e por isso o sinal de saída do amplificador síncrono é diferente. O sinal do PZT e o sinal fotorefrativo são dados por:

PZT - onda quadrada	1 para $0<t<T/2$	
	0 para $T/2<t<T$	(4.20)
sinal fotorefrativo	$(1-e^{-t/\tau})$	$0<t<T/2$
	$e^{-t/\tau}$	$T/2<t<T$

τ : tempo de vida do estado excitado.
T : período do sinal.

Para um sinal de entrada S(t) e um sinal de referência com período T o sinal de saída A do amplificador síncrono é dado por:

$$A = \frac{1}{T} \int_0^T S(t)\, \mathrm{sen}(\omega t+\varphi)\, dt \qquad (4.21)$$

com $\omega = 2\pi/T$ e φ o ângulo da fase do amplificador síncrono que pode ser ajustado de 0 a 2π . Vemos de (4.21) que A é a amplitude de Fourier de S(t) na frequência $\omega = 2\pi/T$. Por isto as outras componentes de Fourier (devido a ruído) não são consideradas em A, e o amplificador síncrono é utilizado para eliminar o efeito de ruído. Para a onda quadrada de (4.20) e (4.21) temos:

$$A = \int_0^{T/2} \mathrm{sen}(\omega t+\varphi)\, dt = \frac{2}{\pi} \cos\varphi \qquad (4.22)$$

neste caso o sinal é máximo quando $\varphi=0$ logo $A = 2/\pi$. Para o sinal fotorefrativo de (4.20), resolvendo a integral (4.21) temos:

$$A = \frac{2}{\pi}\left[\cos\varphi - \frac{(e^{-\theta\pi}+1)(\theta\, \mathrm{sen}\varphi + \cos\varphi)}{1+\theta^2}\right] \qquad (4.23)$$

neste caso tanto A como o ângulo φ que maximiza a A dependem de $\Theta = 1/\omega\tau$

Fizemos uma experiência para confirmar (4.23) comparando o sinal de luminescência do Rubi e $GdAlO_3:Cr^{+3}$ com uma onda quadrada de mesma amplitude e frequência (usamos $\omega/2\pi = \nu = 13Hz$) . Para o sinal de luminescência ajustamos o ângulo φ para maximizar o sinal A e para a onda quadrada usamos $\varphi=0$. Medimos a relação entre os dois sinais A que em (4.23) é dada pelo termo em colchetes, e os resultados estão na tabela IV.3.

TABELA IV.3

	τ (m seg)	$\Theta = 1/\omega\tau$	teoria	exp
Rubi	3	4.08	0.97	0.94
$GdAlO_3:Cr^{+3}$	10	1.22	0.78	0.73

Na medida de n_2 queremos saber seu valor estacionário (a amplitude máxima) por isso dividimos a tensão Veq (usada para calibração) pelo fator da última coluna na tabela IV.3. Observamos um bom acordo entre a experiência e a expressão (4.23).

É importante observar que o efeito das considerações feitas em i), ii), iii) e iv) muda significativamente o valor de n_2 (até ~50% dependente do cristal). Além disso como o efeito de CFMD4O é quadrático em relação a n_2 estes efeitos serão muito importantes quando compararmos os resultados experimentais com a teoria (a partir do valor de n_2 experimental).

4.2.5. Análise da Origem do Efeito

Nos preocupamos muito em saber se as variações de índice de refração, ou seja o valor de n_2, medidas no interferômetro eram realmente devido ao efeito fotorefrativo ou a outros fatores como efeito térmico. O efeito fotorefrativo deve ocorrer devido ao bombeio dos íons Cr^{+3} para o estado excitado ^2E (nível 2 do diagrama da Fig. 3.1.a) que tem suscetibilidade diferente da do estado fundamental. O efeito térmico, por sua vez, é importante porque a transição entre os níveis 3 e 2 é não radiativa e ~1/3 da energia absorvida pelo cristal é convertida em calor via fonons. A variação de índice de refração devido ao efeito térmico é $\Delta n_T = (\frac{\partial n}{\partial T})\Delta T$, onde o valor $\frac{\partial n}{\partial T}$ para sólidos é $\sim 10^{-5} - 10^{-6}\ {}^oC^{-1}$, isto significa que para uma variação de temperatura $\sim 10^{-1}\ {}^oC$ temos $n_T \sim 10^{-6} - 10^{-7}$ que é da ordem das variações que medimos (veja o exemplo no ítem 4.2.6).

Para investigarmos a origem do efeito que observamos no interferômetro procuramos observar o tempo de resposta do sinal. Quando a intensidade de bombeio é suficientemente alta (com a lente de f=60 cm) devemos ver o sinal do interferômetro diretamente no osciloscópio e observamos o tempo de vida característicos dos cristais, τ = 2 m sec para o Rubi e τ = 10 m sec para o $GdAlO_3:Cr^{+3}$. A resposta temporal do sinal é igual a de luminescência (veja Fig. 4.9). Porém com baixa intensidade o ruído é muito grande e não consegue observar o sinal no osciloscópio. Neste caso foi preciso comparar a dependência dos dois sinais (o de n_2 e o de luminescência) obtidos no lock in em função da frequência da pá girante ("chopper"). Descreverei agora como isto foi feito.

A Fig. 4.8 mostra a montagem experimental para observação da dependência com a frequência do sinal de luminescência obtido no lock in. O laser de Ar passa pela pá girante e incide no cristal; a luminescência passa pelo filtro F (que corta a luz do Ar) e incide no detetor D que é ligado ao lock in e pode ser observada num osciloscópio.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

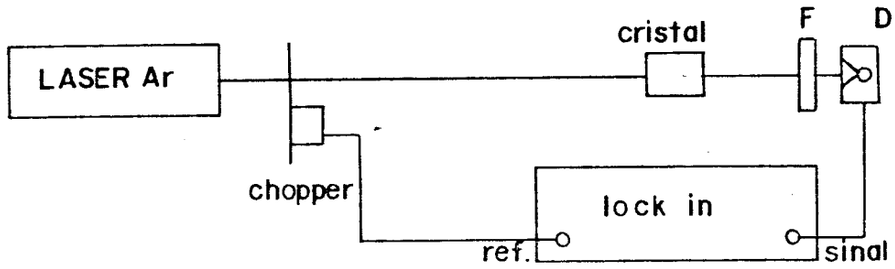


Fig. 4.8 - Montagem experimental para observação do Sinal de luminescência do Rubi e $GdAlO_3:Cr^{+3}$.

Na Fig. 4.9 mostro o sinal de luminescência de $GdAlO_3:Cr^{+3}$ com ~10 m seg para duas frequências distintas da pá girante: 13Hz e 84Hz. Vemos que a amplitude máxima do sinal varia bastante por isso o sinal do amplificador síncrono decresce quando a frequência aumenta. Na Fig. 4.10 temos o gráfico do sinal de luminescência e o sinal da medida de n_2 em função da frquência da pá. Este gráfico mostra as duas curvas em unidades arbitrárias e normalizadas a 1 na frequência mais baixa da pá (13Hz).

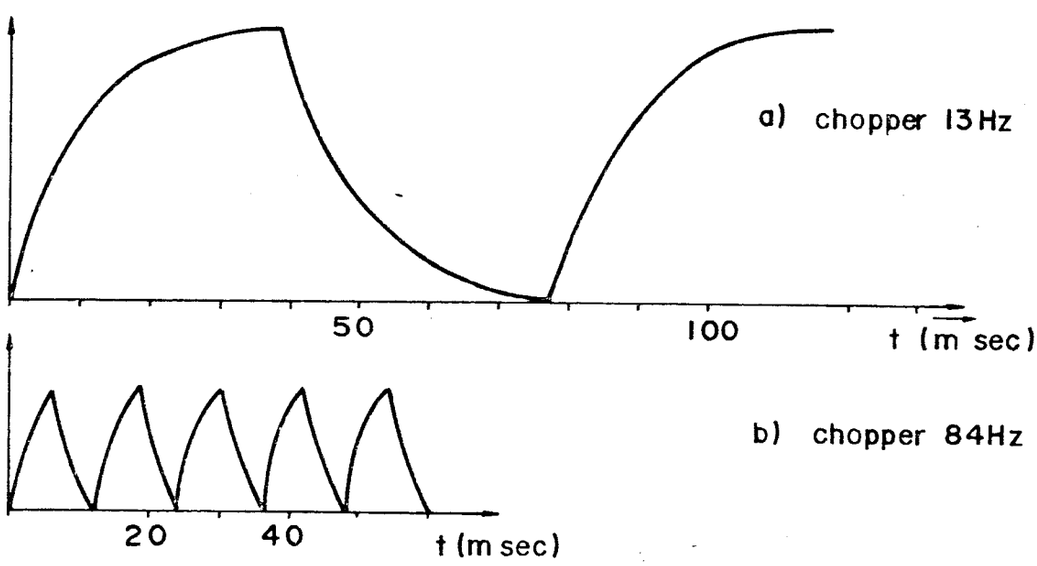


Fig. 4.9. Sinal de luminescência do $GdAlO_3:Cr^{+3}$
a) para frequência da pá de 13Hz
b) para frequência da pá de 84Hz

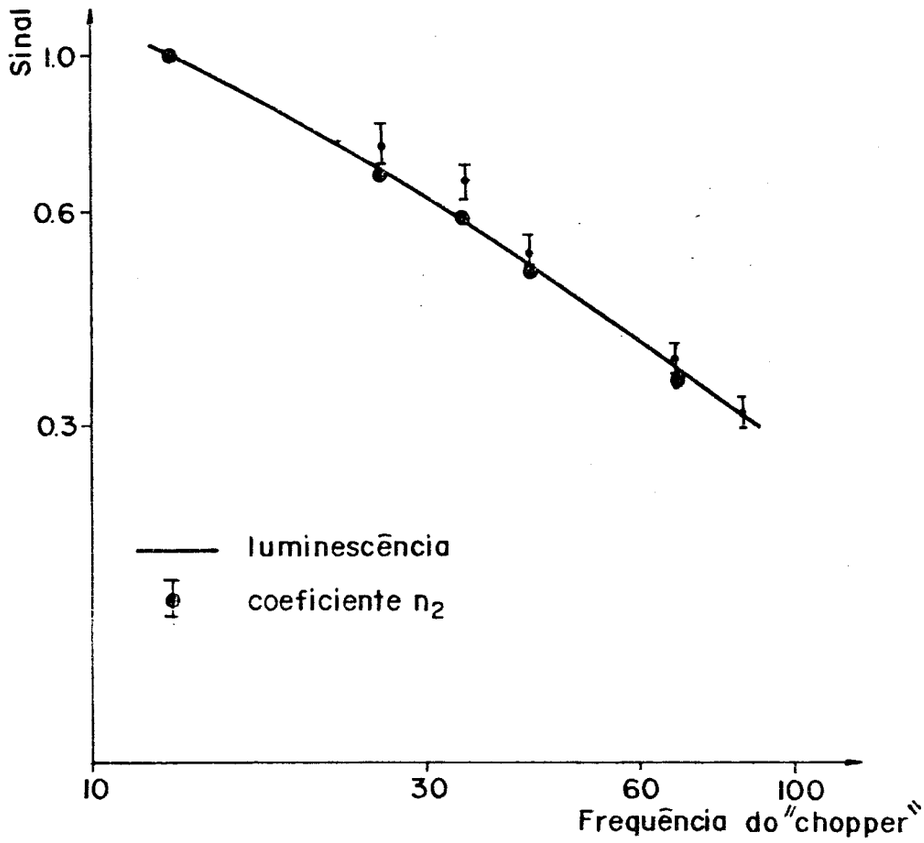


Fig. 4.10. Sinal do amplificador síncrono em função da frequência.

Para cada ponto no gráfico da Fig. 4.10, no sinal de luminescência, varia o ângulo da fase do amplificador síncrono para maximizar o sinal medindo o sinal em função da fase. Os pontos do gráfico da Fig. 4.10 são pontos de sinal máximo e os ângulos de fase correspondentes estão na Tabela IV.3.

TABELA IV.3.

frequência (Hz)	ângulo (graus)
13	-18 ± 2°
26	-32 ± 2°
34	-36 ± 2°
42	-45 ± 2°
68	-48 ± 2°

Para o Rubi repetimos o mesmo procedimento, com a diferença de que mudamos a pá para obter frequência de 26 a 128Hz pois o τ do Rubi é ~3 vezes menor. Obtivemos o mesmo resultado que o mostrado na Fig. 4.10. Este gráfico mostra que as duas curvas (a luminescência e o coeficiente n_2) têm a mesma dependência com a frequência da pá girante e isto implica que os dois sinais tem a mesma dependência temporal. Caso por exemplo o sinal de n_2 fosse mais lento que o de luminescência esperaríamos um decaimento mais rápido de n_2 com a frequência da pá que o apresentado no gráfico e vice-versa.

O tempo de resposta devido ao efeito térmico é o tempo de resposta de difusão do calor no cristal que é dado por:

$$t_Q = \frac{\rho C_p W^2}{4K}$$

ρ : densidade de massa por volume

C_p : calor específico

K : condutividade térmica

W : raio médio quadrático do feixe de bombeio.

Temos então que $t_Q \propto W^2$, ou seja, é proporcional a área focalizada pelo feixe de bombeio. No entanto, na experiência para determinação de n_2 usamos quatro focalizações diferentes e não observamos variação do tempo de resposta do sinal.

Chegamos a conclusão que temos duas razões fundamentais para acreditar que o efeito térmico não influiu em nossas medidas do valor de n_2, dentro do erro experimental ~20%. A primeira é que a resposta temporal do sinal observado é a mesma que a de luminescência, quer para alta ou baixa intensidade de bombeio, conforme ficou demonstrado experimentalmente. A segunda é que se houvesse influência do efeito térmico deveríamos ter obtido uma dependência do tempo de resposta do sinal com a focalização do feixe de bombeio que não foi observada experimentalmente.

4.2.6. Exemplo Numérico

Veremos agora um exemplo de uma medida típica feita no cristal de Rubi com o laser de Ar focalizado com lente de f=1m. Inicialmente liga-se o laser de Ar, a tensão dente de serra no PZT e observa-se a passagem dos picos do sinal de saída do amplificador síncrono no registrador. Observou-se 4 picos de amplitude média 8.4±0.4 (unidades arbitrárias da escala do gráfico). Depois desliga-se o laser de Ar e liga-se uma onda quadrada de 1.04 de amplitude no PZT que se soma a tensão dente de serra, observou-se 3 picos com amplitude média 8.3±0.1. Repetimos com o laser de Ar e depois com a onda quadrada de 1.0V no PZT e obtivemos respectivamente 8.0±0.5 (4 picos) e 8.5±0.5 (3 picos). Tirando a média destes resultados encontramos Veq ~ 0.98V. Pode-se agora calcular n_2:

potência do laser: 680mW

potência que incide no cristal: P = 248mW

intensidade de bombeio: $I_b = (2P/\pi W_b^2) \times FL \times 0.93 \times 0.81 = 65\ W/cm^2$

lente de f=1m, $W_b = 0.057cm$, FL =0.89

No cálculo de I_b os fatores discutidos em i),ii) e iii) foram considerados para o cristal de Rubi. Para o cálculo de n_2 uso (4.15) e o fator iv):

$$n_2 = \frac{\varepsilon V_{eq}}{I_b L} \times \frac{1}{0.94} \longrightarrow n_2 = 1.2\ cm^2/W$$

Como neste exemplo foram feitas ~20 medidas para cada cristal usando diferentes focalizações do laser de Ar. O erro de 15% é estimado da variância destas medidas (os resultados estão na Tabela IV.1).

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

CAPÍTULO V

NOSSOS RESULTADOS NA CFMD4O

5.1. Observação da CFMD4O

Fizemos a experiência de CF-MD4O no esquema convencional tal como foi feito por Liao e Bloom (Fig.3.3a). O laser de Ar (a 2.5m do cristal) passa pela pá girante ("chopper") e é focalizado no cristal através de uma lente L de foco 1m. Este feixe E_1 é refletido pelo espelho M_2 gerando o feixe contra-propagante E_2. O separador de feixe S_1 divide parte do feixe incidente (~6% de sua intensidade) gerando o feixe E_p que incide no cristal através do espelho M_1 fazendo um pequeno ângulo ($\theta \sim 2^o$) com o feixe de bombeio E_1. O feixe conjugado E_c se propaga no sentido contrário de E_p e é observado no detetor D (um fotodiodo) através do separador S_2. Colocamos dois obturadores 0 e 0' no caminho do feixe conjugado para diminuir o espalhamento dos outros feixes que são refletidos no cristal e no espelho M_2.

Dados da experiência:

potência do laser de Ar (λ= 5145Å) = 620mW

potência do feixe E_1 = 480mW

intensidade do feixe E_1 $I = \frac{P}{\pi w^2} = 92 W/cm^2$

raio médio quadrático w = 0.041cm

Os valores obtidos da eficiência R com I_1=92W/cm^2 estão na Tabela V.1. Observamos que $R \propto I^2$ de acordo com a teoria e a experiência de Liao e Bloom.

TABELA V.1. Eficiência R obtida com $I_1 = 92W/cm^2$

Cristal		$Rx10^{-2}$
$GdAlO_3:Cr^{+3}$	(1.2mm)	0.58
$GdAlO_3:Cr^{+3}$	(2.4mm)	0.48
Rubi	(5.7mm)	0.15

Tal como a experiência para medida do efeito fotorefrativo com o interferômetro o efeito de Conjugação de Fase é extremamente sensível a vibrações mecânicas, por isso tomamos as medidas para minimizar estes efeitos que já foram descritos no Capítulo IV. Além deste problema o alinhamento é crítico pois deve haver máxima superposição entre incidentes, por isso os espelhos E_1 e E_2 são colocados em suportes rígidos e com ajuste micrométrico.

O sinal do feixe conjugado E_c pode ser observado no osciloscópio e guardado num registrador de sinais, aparelho que registra um determinado número de pulsos ou faz a média dando o sinal médio (veja no apêndice 1 que utilizamos o "Scan Recorder" e o "Averager"). Isto nos permitiu observar a evolução temporal do sinal de Conjugação de Fase da maneira como foi feito por Liao e Bloom[10]. Este sinal é tão sensível que se tocamos na mesa ou em algum dos suportes de E_1 e E_2 ele desaparece.

5.2. Detalhes da Experiência

5.2.1. Região de interação entre os feixes- embora a eficiência R do efeito de CFMD4O não depende explicitamente do ângulo θ de incidência do feixe de prova , θ deve ser

pequeno pois comprimento da região de interação dos dois feixes que se cruzam é $\sim 2W/tg\theta \sim 3cm$, para o diâmetro do feixe $2w = 0.08cm$ e $\theta = 2^{o}$. Este comprimento deve ser maior que o comprimento L do meio para que todo o meio seja utilizado na CFMD4O.

5.2.2. Comprimento de Coerência- Como o efeito de CF - MD4O é coerente, pois o feixe conjugado é gerado pela interferência e difração dos outros feixes, a diferença de caminho ótico entre os três feixes deve ser menor que o comprimento de coerência do laser. A definição de comprimento de coerência é a seguinte: se temos um feixe de laser e tomamos dois pontos 1 e 2 na direção de propagação então só existe uma relação de fase definida, do tipo $e^{ik(Z_1-Z_2)}$, entre a onda nos dois pontos se a distância entre eles é menor que o comprimento de coerência do laser. Para medir o comprimento de coerência basta observarmos as franjas de interferência num interferômetro de Michelson, quando a diferença de caminho ótico entre os dois feixes que se interferem for maior que o comprimento de coerência então as franjas desaparecem. Fizemos esta experiência com nosso laser de Ar e não observamos o desaparecimento das franjas para diferença de caminho ótico de até 40cm, ou seja, o comprimento de coerência é maior que 40cm. Como usamos $\theta \sim 2^{o}$ e o espelho E_2 bem próximo do cristal a diferença de caminho ótico entre os feixes foi ~5cm, bem menor que o comprimento de coerência.

5.2.3. Medida da Eficiência R- Medimos no osciloscópio (ou no registrador de sinal) o valor máximo atingido pelo sinal do feixe E_c, depois usando um espelho e um filtro neutro medimos o sinal do feixe E_p (veja Fig.5.1). Colocamos um espelho na frente do

cristal refletindo o feixe E_p na mesma direção que a incidente , parte deste feixe é refletido pelo separador S_2, passa pelo filtro neutro atenuador (sua transmitância é $T=1.2\ 10^{-2}$) e é focalizado no detetor D. Desta maneira, como este feixe percorre o mesmo caminho que E_c, calculamos R dividindo o sinal de E_c pelo de E_p e multiplicando por T e a refletividade do espelho E que é $r^2 \sim 0.95$. Como ambos os feixes E_p e E_c são refletidos na superfície do cristal este fator se cancela para o cálculo de R .

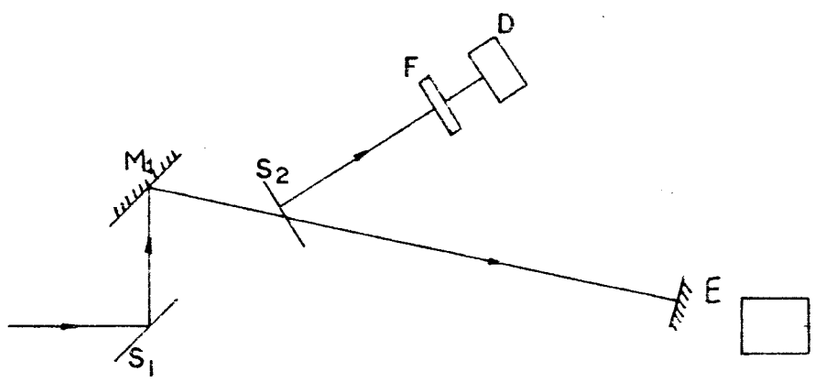


Fig.5.1. Medida da Eficiência

5.2.4. Perdas do Bombeio por Reflexão- Para comparar os resultados experimentais com o modelo teórico (3.18) é preciso considerar a intensidade real dos campos E_1 e E_2 descontando-se as perdas por reflexão nas duas superfícies do cristal e no espelho M_2 (o efeito de absorção ao longo do cristal já foi considerado no modelo teórico). Considerando estes efeitos temos (veja Fig.5.2):

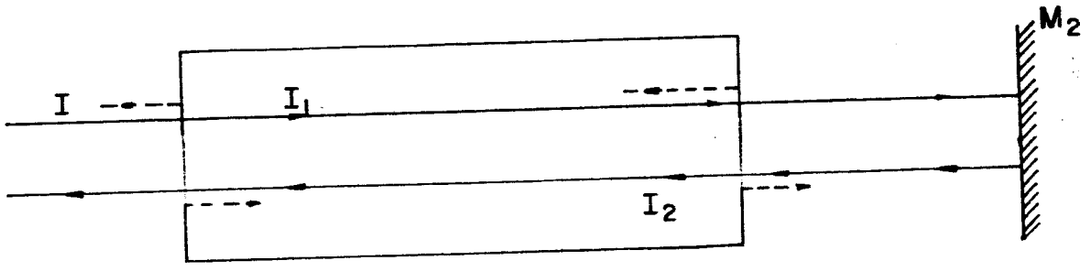


Fig.5.2. Efeitos de Reflexão nas Superfícies do Cristal. A linha cheia representa o feixe e a pontilhada as reflexões na superfície. Os dois feixes na figura estão superpostos (foram desenhados separados para visualização).

I : intensidade incidente do laser de Ar ($I = P/\pi w^2$)

$I_{1,2}$: intensidade real no cristal dos feixes E_1 e E_2

$I_1 = I(1-r^2)$

$I_2 = I_1.(1-r^2).r^2_{esp}.(1-r^2) = I(1-r^2)^3$

r_2 : reflectância da superfície do cristal

r^2_{esp}: reflectância do espelho M_2

Para I_1 consideramos as perdas na primeira superfície do cristal e para I_2 as perdas na segunda superfície, no espelho E_2 e novamente na segunda superfície após a reflexão por M_2. Para considerar estes fatores na expressão teórica é preciso fazer a substituição em (3.18):

$$I^2 \rightarrow I_1 I_2 = I(1-r^2)^4 \qquad (5.1)$$

5.3. Comparação dos Resultados Experimentais com a Teoria

No modelo teórico (3.18) temos $R \propto I^2$ e este comportamen-

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

to foi observado na experiência. Escrevendo $R = \Upsilon I^2$ obtemos de (3.18) o valor teórico Υ_o:

Errada

$$\Upsilon_o = \underbrace{\left(\frac{n_2 \omega}{\alpha c}\right)^2}_{G} \underbrace{\left[4 \cdot e^{-\alpha L} \frac{\tanh^2(\alpha L/2)}{1 + \tanh^2(\alpha L/2)} \right]}_{F} \tag{5.2}$$

Para comparar com valor experimental Υ_{exp} é preciso considerar as perdas por reflexão (5.1), assim obtemos

$$\Upsilon_1 = \Upsilon_o (1 - r^2)^4 \tag{5.3}$$

Na Tabela V.2 temos os valores de αL, F, G, o fator $(1-r^2)$, o fator teórico Υ_1 (calculado de (5.2), (5.3) e Tab.IV.1,C), fator experimental Υ_o (calculado com os valores da Tabela V.1). A Fig.5.3 mostra a função $F(\alpha L) \times \alpha L$.

TABELA V.2. Resultados Experimentais e Teóricos de CFMD40

	$F.10^{-1}$	$G.10^{-6}$ (cm^4/W^2)	$(1-r^2)^4$	Υ_1 (cm^4/W^2)	Υ_{exp} (cm^4/W^2)
$GdAlO_3:Cr^{+3}$ (L = 0.12 cm)	0.22	21.5	0.63	3.0	6.8
$GdAlO_3:Cr^{+3}$ (L = 0.24 cm)	0.95	21.5	0.63	13.0	5.7
Rubi (L = 0.57 cm)	0.72	4.15	0.75	2.2	1.8

lor de $F(\alpha L)$ deveríamos obter eficiência R~5 vezes maior para o $GdAlO_3:Cr^{+3}$ que no Rubi (devido ao fator G). Para o Rubi a concordância entre os resultados teórico e experimental é muito boa (o desvio é de ± 10%). O mesmo não ocorre para os dois cristais de

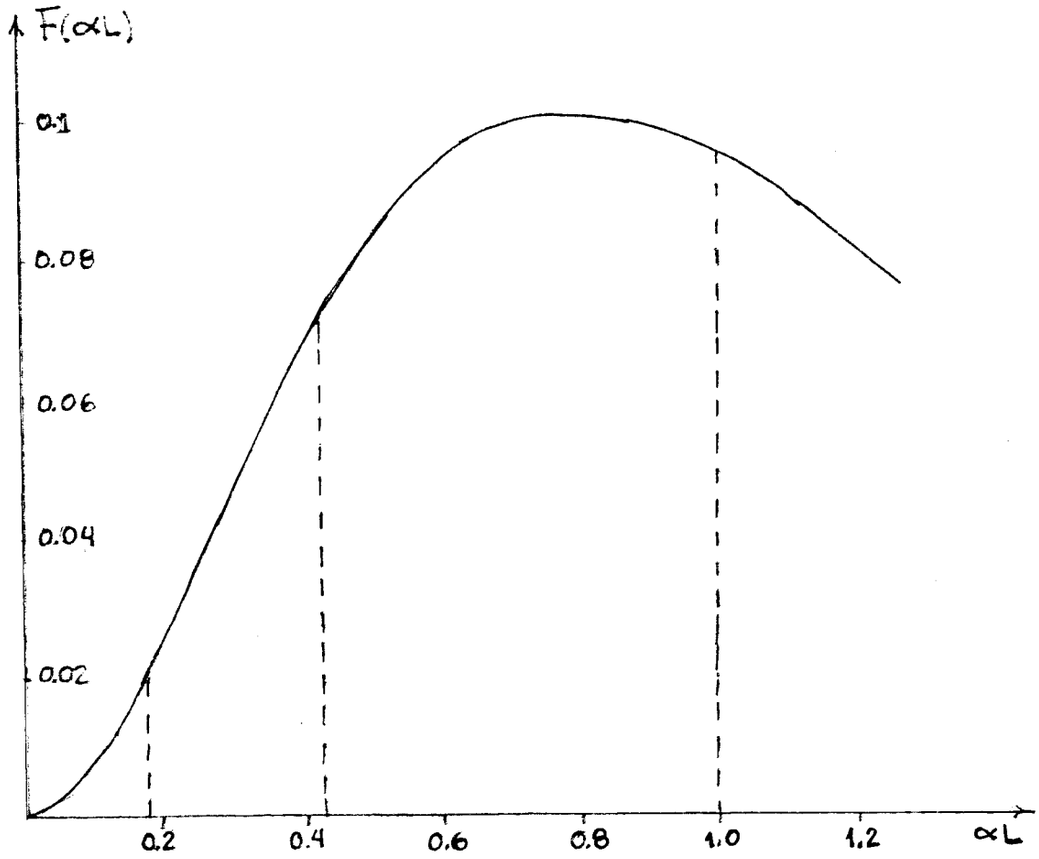


Fig.5.3. O gráfico de $F(\alpha L) \times \alpha L$

$GdAlO_3:Cr^{+3}$ onde obtivemos para um cristal (L=1.2mm) $\tau_{exp} \sim 2\,\tau_1$ e para o outro $\tau_{exp} \sim \tau_1/2$, ou sejam ainda assim o resultado experimental está em torno do valor teórico. O fato de obtermos eficiência menor para o cristal de L=2.4mm provavelmente ocorreu devido a má qualidade ótica do cristal. É preciso lembrar que como $G\,(n_2/\alpha)^2$ e os valores experimentais de n_2 e tem um erro estimado de 15% e 5%, respectivamente, o fator G tem um erro de ~40%. Pode-se notar também a grande importância das perdas por reflexão no fator $(1-r^2)^4$ que reduz a eficiência de ~37% e 25% para o Rubi e $GdAlO_3:Cr^{+3}$, respectivamente.

CAPÍTULO VI

6.1. Conclusão

Desenvolvemos um método para medida do coeficiente não linear do índice de refração n_2 que nos permitiu medir valores de $n_2 \sim 10^{-8}$ (cm^2/W) usando um laser contínuo com relativamente baixa intensidade (no cristal $P < 300mW$). Os valores de n_2 medidos para o Rubi e $GdAlO_3:Cr^{+3}$ são resultados originais deste trabalho.

Obtivemos a eficiência do efeito de CFMD40 ~ 4 vezes maior para o $GdAlO_3:Cr^{+3}$ (onde este trabalho é original) que no Rubi. Com os valores de n_2 conseguimos justificar os resultados da experiência de CFMD40 através de um modelo teórico já estabelecido (o que não se conseguiu no trabalho anterior em Rubi). Para o Rubi obtivemos $n_2' = 1,2x10^{-8}$ cm^2/W que é 11 vezes maior que o valor já conhecido de $n_2'' = 0,11x10^{-8}$ cm^2/W (calculado a partir de (3.12)), isto significa que para o fenômeno de CFMD40 o efeito da rede holográfica de absorção é totalmente desprezível ($11^2 = 121$ vezes menor) que o efeito da rede holográfica de dispersão, contrariando as conjecturas dos trabalhos anteriores.

6.2 Sugestões para Trabalhos Futuros

- Extensão do método para medida de n_2 usando Lasers pulsados. A medida do coeficiente n_2 é de grande interesse, particularmente nos materiais para meio ativo em lasers onde n_2 deve ser pequeno $\sim 10^{-13}$ e.s.u. $\sim 10^{-15}$ cm^2/W. Estas medidas só podem ser feitas com lasers pulsados de alta potência para que a variação de fase seja mensurável.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

- Com um laser de Ar de mais alta potência tentar observar a saturação do efeito de CFMD4O.

- Medida da saturação do Efeito de CFMD4O. Liao e Bloom observaram a saturação do efeito para Ieff~700W/cm^2 (para o cristal desta experiência isto equivale a I~10^{4}W/cm^2). Esta experiência pode ser feita com um laser de Ar de 5W com focalização adequada. Poderemos então observar se este valor de intensidade varia e como varia entre dois cristais diferentes de $GdAlO_3:Cr^{+3}$, entre o $GdAlO_3:Cr^{+3}$ e o Rubi e tentar inferir uma relação com fatores tais como I_s,N, ,n_2, etc.

- Observação do Efeito de Biestabilidade Ótica. Este efeito já foi observado no Rubi[14] em 1977. Poderemos fazer esta experiência em nossos cristais e relacionar os resultados com o valor de n_2 tal como foi feito neste trabalho com CFMD4O.

APÊNDICE 1

RELAÇÃO DOS APARELHOS UTILIZADOS NAS NOSSAS EXPERIÊNCIAS :

Laser de Argônio - Spectra Physics modelo 165 (1 W de potência).

Laser de HeNe - Carlzeiss Jena modelo HNA30.

Osciloscópio- Tectronix modelo 5440.

Osciloscópio- Tectronix 547 (este foi usado como fonte da onda dente de serra 0-104V).

Registradores- 7004B X-4 Recorder, Hewlet Packard
- Rikadenki.

Registradores de sinal- Scan Recorder modelo 4101, Princeton Applied Research.
- Averager Memory/ Display modelo 54808 , Hewlet Packard.

Amplificador diferencial- Hewlet Packard modelo 8875A.

Amplificador síncrono - lock in amplifier, modelo 128A, Princeton Applied Research.

Detetores de luz- fotodiodo de silício, modelo 22BH18P, Optical Coating Laboratory Inc.

Medidor de potência - Scientch modelo 362.

Transdutor piezoelétrico PZT- modelo MS-44, Jodan.

BIBLIOTECA DO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS - USP
FÍSICA

REFERÊNCIAS

(1) Giuliano, C.R. Phys. Today, April (1981), 27.
Giuliano, C.R. et al. Laser Focus, 19, nº 2 (1983), 55.

(2) Yariv, A. IEE J. Quantum Electronics, QE14 (1978), 650.

(3) Yariv, A. Introduction to Optical Electronics. 2nd edition Holt, Rinehart and Winston, 1976.

(4) Fisher, R.A. Optical Phase Conjugation, Academic Press, 1983.

(5) Hellwarth, R.W. J. Opt. Soc. Am., 67 (1977), 1.

(6) Yariv, A. & Pepper, D.M. Opt. Lett., 1 (1977), 16.

(7) Bloom, D.M. & Bjorklund, G.E. Appl. Phys. Lett., 31 (1977), 592.

(8) Bloom, D.M. et al. Opt. Lett., 2 (1978), 58.

(9) Liao, P.F. et al. Appl. Phys. Lett., 32 (1978), 813.

(10) Liao, P.F. & Bloom, D.M. Opt. Lett., 3 (1978), 4.

(11) Basso, H.C. Tese de Mestrado, Instituto de Física e Química de São Carlos, da USP, 1980.
Aegerter, M.A.; Basso, H.C. & Scheel, H.J. IBM Research Report, Solid State Physics RZ 1061 (≠≠ 38229), 1981.
Aegerter, M.A.; Basso, H.C. & Scheel, H.J. International Conference on Laser's 80, New Orleans, Dec. 15-19, 1980.

(12) Cronemeyer, D.C. J. Opt. Soc. Am., 56 (1960), 1564.

(13) Venturini & Zimmerman. Ciência e Cultura, 25 (1973), 79.

(14) Venkatesan, T.W.C.; McCall, S.L. Appl. Phys. Lett., 30 (1977), 282.