Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Construção de um Oscilador Paramétrico Ótico para uma interface átomo-luz

Rayssa Bruzaca de Andrade

Orientador Prof. Dr. Marcelo Martinelli

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física para a
obtenção do título de Mestre em Ciências

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Marcelo Martinelli Orientador (IF-USP)

Prof. Dr. Niklaus Ursus Wetter (IPEN)

Prof. Dr. Antonio Zelaquett Khoury (IF-UFF)

São Paulo

2013

Resumo

Realizamos neste trabalho a construção de um Oscilador Paramétrico Ótico triplamente ressonante bombeado por um laser de Titânio Safira sintonizável na faixa entre 730 nm e 800 nm com potencial de extensão. Os feixes emitidos possuem comprimento de onda em torno de 1560 nm que estão na janela de transmissão das fibras óticas, com potência de saída máxima em torno de 420 mW e um limiar de oscilação mínimo de 53(3) mW quando bombeado por $\lambda = 780.126(0.030)$ nm. Para os feixes gêmeos a finesse da cavidade vale $F = 155$ e as perdas intracavidade 0.05(0.10)%, permitindo, em tese, uma compressão de ruído próxima a 97(6)%.

Esse OPO foi construído com o propósito de que o utilizemos como fonte geradora de estados triplamente emaranhados em um sistema de armazenamento e transferência de informação quântica quando em interação com um sistema atômico de rubídio. Medimos a potência de limiar e a eficiência de conversão para cada comprimento de onda do feixe de bombeio utilizado para caracterizar o sistema.

Abstract

At the present work we conducted the construction of a triply resonant Optical Parametric Oscillator pumped by a Titanium-Sapphire laser, which is tunable between 730 nm to 800 nm. The emitted beams have wavelength around 1560 nm, in the optical fibers transmission window, maximum output of 420 mW and minimum oscillation threshold of 53(3) mW. For the twin beams, the cavity finesse is $F = 155$ mW and the intracavity losses are 0.05(0.10)%, allowing, in principle, a noise compression close to 97(5)%.

The present OPO was built having the purpose of being used as source of triply entangled states in a system for quantum information storage and transfer, while interacting with an atomic rubidium system. We measured the power threshold and conversion efficiency for each pump beam wavelength that we used to characterize the system.

Agradecimentos

Agradeço ao meu orientador Marcelo Martinelli por toda dedicação durante a realização desse trabalho. Foram longas horas dedicadas ao ensino sobre a arte do experimento e da física envolvida. Agradeço pela imensa paciência durante todos os empecilhos que surgiram nesse período. Gostaria também de agradecer ao professor Paulo Nussenzveig por sua participação e incentivo na minha formação.

Agradeço aos professores membros da banca por todas as sugestões e críticas referentes a esse trabalho.

Aos colegas de laboratório sou imensamente grata por todo o conhecimento que adquiri com vocês. É um prazer estar ao lado de todos, Klara, Carlos, Hans, Igor, Paula, Roberto, Rodrigo, Renato, Ashok e Renné. Em especial, Antonio, Felipe e Renné, muito obrigada por toda paciência e colaboração. Klara e Igor, obrigada por todo o suporte psicológico, pelo ombro amigo e pela amizade que hoje compartilhamos.

Sou muito grata aos funcionários do IF por terem me auxiliado em tudo o que puderam e que foi necessário. Juliane, Edir, Luiz, Eber e Izabel, vocês são ótimos, muito obrigada por tudo. Ao Wilson e Zé Carlos por terem feito possíveis os trabalhos socilitados.

Ao meu orientador de IC professor Sebatião William e aos colegas do laboratório CNANO, parte da minha formação devo à imensa dedicação de vocês. Camila Messias, Fábio Nakagomi e William Cunha, obrigada por todos os ensinamentos e companheirismo.

Aos amigos que são amigos desde um tempo em que já não contamos mais. Não citarei todos os nomes, porém não posso deixar de escrever alguns, que me aguentaram e me amaram em situações que nem eu mesma sabia que conseguiria continuar. Camila Letti, Angélica e Vanessa, obrigada por me oferecerem um lar, um miojo e esfirras de chocolate ao lado dos livros de cálculo e física naqueles dias tão tumultuados da nossa graduação. Vanessa, saber que não poderemos mais nos ver é uma dor que não se mensura, seu sorriso e companhia nos faz falta! Natália e Isabela, vocês foram ótimas companhias nas noites em claro no ICC, estudar e me divertir ao lado de vocês é o que há de bom!

Hermano, obrigada pelo compaheirismo, por me amar e por estar comigo mesmo quando eu fico distante. Obrigada por fazer parte da minha vida. Obrigada pelos amigos que hoje são nossos amigos, Raissa, Leticia, Daniel e Gabriel.

Aos meus familiares, especialmente a minha mãe Elinesia e meus tios Renilson e Maria, fonte de inspiração e motivação. Renilson e Ednólia, obrigada por me acolherem e me oferecerem um lar, muito do que sou hoje provem do incentivo e dos conselhos que recebi, sempre estive em casa ao lado de vocês. Aos meus irmãos, por todos os momentos felizes e dificuldades que enfrentamos juntos, ser irmão é uma arte! Vocês maninhos me deram sobrinhos lindos e gostaria que meus sobrinhos soubessem que é difícil não os acompanhar crescer, porém não os deixo de amar, isso a distância não nos impede de sentir.

Estudar física sempre exigiu uma dedicação que não posso mensurar em termos do tempo que tive que me privar da companhia da minha família e amigos, espero que compreendam o porquê de tanta distância e que saibam que sempre foram lembrados e amados.

Agradeço ao CNPq pelo fomento.

*“Dentro de nós há uma coisa que
não tem nome, essa coisa é o que
somos.”*

Ensaio sobre a Cegueira

Sumário

1	Introdução	3
2	Conceitos básicos	5
2.1	Cavidades Óticas	5
2.2	Cavidade Fabry-Perot	6
2.2.1	Campo Transmitido e Refletido	6
2.2.2	Intensidade dos campos refletido e transmitido	8
2.2.3	Parâmetros de Sintonia de uma Cavidade Fabry-Perot	10
2.3	Matrizes ABCD	12
2.3.1	Condições de estabilidade para uma cavidade formada por espelhos curvos	14
2.4	Feixes Gaussianos	17
2.4.1	Matrizes ABCD e Feixes Gaussianos	21
3	Princípios de Ótica Não-Linear	24
3.1	Propagação em um meio não-linear	24
3.2	Interação entre três ondas de frequências ω_1, ω_2 e ω_3 por meio de processos não-lineares de segunda ordem	25
3.2.1	Amplificação Paramétrica	27
3.2.2	Geração de Segundo Harmônico	29
4	Oscilador Paramétrico Ótico	31
4.1	Equações de acoplamento entre os feixes de bombeio, sinal e complementar . . .	33
4.2	Condições de Oscilação	36

4.3	Intensidade dos campos sinal e complementar acima do limiar	38
5	Construção do Oscilador Paramétrico Ótico Triplamente Ressonante	42
5.1	Aparato Experimental	43
5.2	Cristal não linear	44
5.2.1	Tipos de acordo de fase	44
5.2.2	PPKTP	45
5.2.3	Resfriamento do cristal	47
5.3	Construção da cavidade	48
5.3.1	Laser de bombeio. Ti:Sa.	50
5.3.2	Caracterização dos espelhos da cavidade	51
5.3.3	Acordo de modo	51
5.4	Caracterização do TROPO	52
5.4.1	Relação de Potências	53
5.4.2	Comprimento de onda de saída do OPO para diferentes temperaturas. . .	57
6	Perspectivas e Conclusões	59
A	Dados ATFilms	61
B	Laser centrado em 1560 nm	64

Capítulo 1

Introdução

Diariamente transmitimos e processamos grande quantidade de informação, como ao utilizarmos um computador para enviarmos um correio eletrônico. Esses processos ocorrem por meio de sistemas físicos os quais apresentam características e limitações intrínsecas, sendo natural buscar novos princípios para aperfeiçoá-los. Nesse sentido, a informação codificada por estados quânticos permite novos protocolos de segurança, transporte e armazenamento, como nos estudos em criptografia quântica [1], teletransporte de informação [2] e memórias quânticas [3], utilizando-se de propriedades exclusivas, como o emaranhamento.

O emaranhamento foi elemento central em discussões sobre a completude da descrição da mecânica quântica em meados do século XX, iniciada no famoso artigo escrito por Einstein, Podolsky e Rosen [4] e posteriormente estudado de forma sistemática por diversos cientistas, dos quais podemos citar, Bohr[5], Schrödinger [6], Bell [7]. Porém, somente nos últimos 30 anos o emaranhamento passou a ser visualizado como uma importante ferramenta no desenvolvimento de novas formulações teóricas e experimentais, como trabalhos na área de computação[8], [9] e criptografia[10] quântica, dado que sistemas emaranhados apresentam propriedades como a impossibilidade de se tratar os subsistemas de forma independentemente do todo, de modo que a comunidade científica está em contínua busca pelo aperfeiçoamento dos métodos para geração e controle desses sistemas.

O oscilador paramétrico ótico é uma fonte de luz que pode gerar feixes emaranhados sendo composto por uma cavidade ótica e um cristal que possui susceptibilidade não linear de segunda

ordem. O seu funcionamento é baseado na conversão paramétrica descendente em que um fóton do feixe de bombeio é aniquilado ao interagir com o cristal gerando dois outros fótons, denominados sinal e complementar, processo que ocorre por conservação de energia e momento. Os feixes ressonantes com a cavidade ótica são amplificados a cada interação com o meio não linear, para uma determinada potência de bombeamento, os ganhos superam as perdas intracavidade, e o sistema oscila. Acima desse limiar há a emissão de luz coerente.

O objetivo deste trabalho foi a construção de um oscilador paramétrico ótico triplamente ressonante bombeado por um laser de Titânio Safira sintonizável numa faixa entre 730 e 800 nm [11]. Essa região é compatível com as linhas D1(794.98 nm) e D2(780.24 nm) do ^{87}Rb . Os feixes emitidos pelo OPO possuem comprimento de onda em torno de 1560 nm, região das telecomunicações (*C-band*) [12], o que faz possível a transmissão por meio de fibras óticas. Buscaremos numa próxima etapa caracterizar o emaranhamento entre os feixes emitidos pelo OPO e o feixe de bombeio refletido, fato esse demonstrado experimentalmente no trabalho[13]. A construção desse OPO é um passo intermediário para a realização de um sistema maior que consiste na interação entre os feixes emaranhados emitidos pelo OPO e uma armadilha magneto ótica de rubídio(MOT), já presente no laboratório. O meio atômico seria utilizado como memória quântica, em que armazenaria a informação contida no feixe de bombeio refletido, de modo que o vapor atômico guardaria o emaranhamento gerado entre os feixes do OPO.

Essa dissertação está dividida da seguinte forma, no capítulo 2 faremos uma revisão sobre cavidades óticas e feixes gaussianos, teoria necessária para o estudo da cavidade do OPO. No capítulo 3 estudaremos alguns processos não lineares, tais como a amplificação paramétrica e a geração de segundo harmônico. Conceitos clássicos sobre o Oscilador Paramétrico Ótico são estudados no capítulo 4, estudaremos a potência mínima para o qual o OPO oscila e situações de estabilidade. Os resultados experimentais são expostos no capítulo 5, onde colocaremos os principais resultados e medidas. No último capítulo, apresentaremos as perspectivas e conclusões sobre esse trabalho.

Capítulo 2

Conceitos básicos

Neste capítulo apresentaremos conceitos relacionados à ótica clássica. Em um primeiro momento iremos estudar as propriedades de uma cavidade ótica que não contenha elemento de ganho. Calcularemos quais as amplitudes dos campos transmitidos e refletidos pela cavidade e descreveremos os principais parâmetros de sintonia.

Faremos uma breve revisão sobre matrizes ABCD, ferramenta que facilita o cálculo da propagação da luz por meio dos elementos óticos. Todo o tratamento será feito considerando a propagação do campo elétrico na aproximação paraxial.

Por fim, descreveremos o feixe de luz como um feixe gaussiano e apresentaremos as principais características desses feixes. Relacionaremos os conceitos desenvolvidos sobre cavidade ótica e matrizes ABCD com as propriedades dos feixes gaussianos.

2.1 Cavidades Óticas

Um conjunto de espelhos que confine ondas eletromagnéticas é denominado de cavidade ótica. Nos casos mais gerais, temos a *(i)* cavidade linear, em que o campo percorre o mesmo caminho nos dois sentidos, formada por dois espelhos posicionados um frente ao outro; *(ii)* cavidade em anel ou cavidade de ondas viajantes, em que o campo interno pode circular em duas direções. Na figura 2.1 temos alguns exemplos de cavidades. Podem ser usadas como filtro de frequências, análise espectrométrica, entre outras.

Figura 2.1: Exemplos de cavidades óticas: a) cavidade formada por dois espelhos planos; b) cavidade formada por dois espelhos curvos; c) cavidade em formato de anel.

O nosso interesse no estudo das propriedades das cavidades óticas provém do fato de que para a construção do OPO é necessário que saibamos os principais conceitos associados à construção de cavidades lineares (pois foi o formato de cavidade que usamos para construir o OPO em estudo), tais como, critérios de estabilidade, acordo de modo, assim como as propriedades dos feixes gerados pela cavidade, cuja geometria garante um feixe de saída que tenha perfil gaussiano simétrico e livre de astigmatismo.

2.2 Cavidade Fabry-Perot

A cavidade Fabry-Perot é amplamente utilizada como um interferômetro de feixes múltiplos e foi primeiramente construída por Charles Fabry e Alfred Perot em 1800 [14]. O campo transmitido para a cavidade sofre múltiplas reflexões em seu interior e se o comprimento da cavidade for um múltiplo inteiro de meio comprimento de onda, o campo transmitido a cada volta se soma. Nesse caso, após uma volta completa, a fase se reproduz [15].

2.2.1 Campo Transmitido e Refletido

Seja uma onda plana incidente no espelho M_1 que forma um ângulo θ' em relação a normal à cavidade, queremos saber qual a forma do campo transmitido e do campo refletido por essa cavidade após múltiplas reflexões:

Figura 2.2: Múltiplas reflexões para duas superfícies refletoras.

Para um meio livre de perdas, o campo total transmitido, E_t , pela cavidade é dado pela soma dos campos transmitidos que são representados pelas amplitudes F_j , onde $j=1,2,3,\dots,n$:

$$E_t = F_1 + F_2 + F_3 + \dots \quad (2.1)$$

em que

$$F_1 = t_1 \cdot t_2 e^{-i\phi/2} A_i, \quad F_2 = t_1 e^{-i\phi/2} \cdot r_2 \cdot r_1 \cdot t_2 \cdot e^{-i\phi} A_i,$$

$$F_3 = t_1 e^{-i\phi/2} \cdot r_2 \cdot r_1 \cdot r_2 \cdot r_1 \cdot t_2 \cdot e^{-i2\phi} A_i, \quad \dots$$

sendo ϕ a fase acumulada a cada ida e volta, t_i o coeficiente de transmissão e r_i o coeficiente de reflexão, onde $i = 1, 2, 3, \dots$; d a distância entre os espelhos M_1 e M_2 , A_i a amplitude do campo incidente e n_1 , n_2 os índices de refração do meio externo e do meio intracavidade, respectivamente. Após a soma de todos os termos, obtemos a amplitude total do campo transmitido:

$$E_t = \frac{t_1 \cdot t_2 \cdot e^{-i\phi/2}}{1 - r_1 \cdot r_2 \cdot e^{-i\phi}} A_i. \quad (2.2)$$

Para o campo refletido, a situação é semelhante:

$$E_r = \left(r_1 - \frac{t_1^2 r_2 e^{-i\phi}}{1 - r_1 r_2 e^{-i\phi}} \right) A_i. \quad (2.3)$$

Podemos calcular a fase ϕ descrita nas amplitudes totais dos campos refletido e transmitido a partir da diferença de caminho ΔS entre duas reflexões sucessivas no meio intracavidade. Na figura 2.3 vemos que $\Delta S = BA + AC = d\left(\frac{\cos 2\theta}{\cos \theta} + \frac{d}{\cos \theta}\right) = 2d \cos \theta$. A fase da onda plana e a diferença de caminho se relacionam da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{2\pi \Delta S n_2}{\lambda}, \\ \phi &= \frac{4\pi n_2 d \cos \theta}{\lambda}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

em que n_2 é o índice de refração intracavidade, θ é o ângulo interno de incidência, λ é o comprimento de onda no vácuo e d a distância entre os dois espelhos.

Figura 2.3: Esquema para cálculo da diferença de fase.

2.2.2 Intensidade dos campos refletido e transmitido

A partir do cálculo dos campos (2.2) e (2.3), podemos determinar qual a intensidade dos campos transmitido e refletido pelo Fabry-Perot:

$$I_r = \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})^2 + 4\sqrt{R_1}\sqrt{R_2} \sin^2 \frac{\phi}{2}}{(1 - \sqrt{R_1}\sqrt{R_2})^2 + 4\sqrt{R_1}\sqrt{R_2} \sin^2 \frac{\phi}{2}} I_i, \quad (2.5)$$

$$I_t = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - \sqrt{R_1}\sqrt{R_2})^2 + 4\sqrt{R_1}\sqrt{R_2} \sin^2 \frac{\phi}{2}} I_i, \quad (2.6)$$

em que $I_j = |E_j|^2$, onde $j = r, t, i$ são subíndices para os campos refletido, transmitido e incidente; $|r_l|^2 = R_l$ e $|t_l|^2 = T_l$ em que T_l e R_l são as amplitudes de transmissão e reflexão, onde $l=1,2$ são os subíndices para os espelhos de entrada e saída, respectivamente. Vamos analisar a fração entre as intensidades transmitida e incidente em função da fase ϕ , para isso reescrevamos a equação 2.6:

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - \sqrt{R_1}\sqrt{R_2})^2 \left(1 + \frac{4\sqrt{R_1R_2}}{(1 - \sqrt{R_1}\sqrt{R_2})^2} \sin^2 \frac{\phi}{2}\right)}. \quad (2.7)$$

Para facilitarmos a análise, consideremos uma cavidade simétrica, ou seja, as reflexões em ambas as superfícies são iguais. Por conservação de energia, $R+T=1$, dessa forma a razão entre a intensidade transmitida e incidente fica dada por:

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{1}{1 + \mathcal{F} \sin^2 \frac{\phi}{2}}, \quad (2.8)$$

chamada função de Airy e $\mathcal{F} = \frac{4R}{(1-R)^2}$ é conhecido como coeficiente de Finesse. Essa função tem um valor máximo para $\phi = 2m\pi$ e um valor mínimo para $\phi = (2m+1)\pi$ em que $m = 0, 1, 2, 3, \dots$. Na ressonância, caso em que $\phi = 2m\pi$, a transmissão é máxima. O gráfico abaixo 2.4 representa a transmissão em função da fase ϕ , para diferentes valores de R .

Figura 2.4: Transmissão característica de uma cavidade Fabry-Perot para diferentes valores de R .

2.2.3 Parâmetros de Sintonia de uma Cavidade Fabry-Perot

Para identificarmos os principais parâmetros de sintonia de uma cavidade Fabry-Perot iremos considerar o seguinte pico de transmissão (uma única curva da figura 2.4):

Figura 2.5: Transmissão característica de uma cavidade Fabry-Perot, onde $\Delta\nu$ é o intervalo espectral livre e $\Delta\phi_{\frac{1}{2}}$ a largura de banda.

A frequência de ressonância, ν_m , ocorre sempre que a fase for um múltiplo inteiro de 2π .

Dessa forma, escrevemos a frequência de ressonância como:

$$\nu_m = \frac{mc}{2dn_2 \cos \theta}, \quad (2.9)$$

em que m é um número inteiro, d a separação entre os espelhos e n_2 o índice de refração do meio (figura 2.2).

A separação em frequência entre dois picos consecutivos é conhecida como intervalo espectral livre (FSR-da sigla em inglês para *free spectral range*) e calculado como segue,

$$\Delta\nu \equiv \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2n_2d \cos \theta}. \quad (2.10)$$

Na situação em que a onda incide normalmente à superfície dos espelhos, ou seja, $\theta = 0$, reescrevemos o FSR como:

$$\Delta\nu \equiv \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2n_2d}. \quad (2.11)$$

Para sabermos qual a largura de banda, $\Delta\phi_{\frac{1}{2}}$, ou largura a meia altura (FWHM, da sigla em inglês - *full width half at maximum*) em termos da fase, devemos saber para qual valor da fase ϕ a intensidade transmitida vale a metade da intensidade máxima, ou seja, quando:

$$\begin{aligned} \mathcal{F} \sin^2 \frac{\phi}{2} &= 1, \\ \phi &= 2 \sin^{-1} \left[\frac{1}{\sqrt{\mathcal{F}}} \right]. \end{aligned} \quad (2.12)$$

lembrando que $\mathcal{F} = \frac{4R}{(1-R)^2}$, temos que a largura de banda é justamente a diferença de fase entre os dois pontos que nos dão metade da transmissão máxima,

$$\Delta\phi_{\frac{1}{2}} = \phi_+ - \phi_- = 4 \sin^{-1} \left[\frac{1-R}{2\sqrt{R}} \right]. \quad (2.13)$$

Em termos da frequência ν , a largura de banda é reescrita como:

$$\Delta\nu_{\frac{1}{2}} = \Delta\nu \frac{2 \sin^{-1} \left[\frac{1-R}{2\sqrt{R}} \right]}{\pi}. \quad (2.14)$$

A razão entre o intervalo espectral livre e a largura de banda nos fornece a finesse da cavidade, parâmetro relacionado somente com as características dos espelhos da cavidade:

$$F = \frac{\pi}{2 \sin^{-1} \left[\frac{1-R}{2\sqrt{R}} \right]}. \quad (2.15)$$

2.3 Matrizes ABCD

Em ótica geométrica podemos representar a propagação da onda através de raios, que são vetores perpendiculares à frente de onda. Um raio é descrito por um ângulo (θ_i) e uma altura (r_i) em relação ao eixo ótico. Para descrevermos o comportamento de um raio de luz através dos diferentes elementos óticos usaremos o conceito de matrizes ABCD, sob a ótica da aproximação paraxial (quando os raios se propagam muito próximos ao eixo ótico, de tal forma que podemos aproximar a $\tan \theta$ e $\sin \theta \approx \theta$, em que θ é o ângulo formado entre o eixo e o raio ótico)[16].

Consideremos a propagação de um feixe por uma distância d do ponto (r_1, θ_1) até o ponto (r_2, θ_2) .

Figura 2.6: Parâmetros de entrada r_1 e θ_1 e parâmetros de saída r_2 e θ_2

Os parâmetros de saída r_2 e θ_2 estão relacionados com os parâmetros de entrada r_1 e θ_1 da seguinte forma:

$$\begin{aligned} r_2 &= r_1 + d\theta_1, \\ \theta_2 &= \theta_1. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Reescrevendo em notação matricial:

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix}, \quad (2.17)$$

ou seja, a matriz que representa uma propagação livre é dada por:

$$\begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.18)$$

De forma geral, a propagação de um feixe através de um meio pode ser descrita através de matrizes ABCD.

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

Conhecendo a matriz de transformação ($M_t = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$) de um dado elemento ótico, podemos descrever qual a propagação através de um sistema que contenha vários elementos óticos pelo processo de multiplicação de matrizes ABCD,

$$M_{Sistema} = M_n \cdot M_{n-1} \cdot M_{n-2} \cdot M_{n-3} \dots M_1, \quad (2.20)$$

em que n representa o elemento ótico. Na figura a seguir temos os tipos mais utilizados de matrizes ABCD.

Figura 2.7: Alguns exemplos de matrizes ABCD. a) Propagação por uma lente delgada de distância focal f , b) propagação através de uma interface dielétrica com índices de refração n_1 e n_2 , c) propagação através de uma interface dielétrica esférica de raio R .

2.3.1 Condições de estabilidade para uma cavidade formada por espelhos curvos

Na seção 2.2 estudamos o comportamento de cavidades óticas formadas por espelhos planos. Esse tipo de configuração é muito sensível a desalinhamentos, pois haverá muitas perdas por difração se os espelhos não estiverem posicionados de forma perfeitamente paralela ou se os raios não estiverem perfeitamente normais às superfícies dos espelhos. Entretanto, as cavidades formadas por espelhos curvos fornecem configurações mais estáveis para o confinamento da luz em seu interior e são menos suscetíveis a desalinhamentos.

Vamos considerar uma cavidade composta por dois espelhos curvos de raios de curvatura R_i , $i = 1, 2$. Esse sistema é equivalente a um conjunto de lentes com distância focal $f_i = \frac{R_i}{2}$, separados por uma distância d .

Figura 2.8: a) Cavidade formada por dois espelhos curvos de raios de curvatura R_1 e R_2 , b) equivalência com um sistema de lentes em que $f_i = \frac{R_i}{2}$.

A matriz ABCD para esse sistema é:

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ \theta_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d}{f_2} & d(2 - \frac{d}{f_2}) \\ \frac{-1}{f_1} - \frac{1}{f_2} + \frac{d}{f_1 f_2} & (1 - \frac{d}{f_1})(1 - \frac{d}{f_2}) - \frac{d}{f_1} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_1 \\ \theta_1 \end{pmatrix}. \quad (2.21)$$

Critérios de estabilidade

Para que uma cavidade seja dita estável, após n voltas, o raio ao sair do espelho de entrada em direção ao espelho de saída deve ficar confinado dentro da cavidade, dessa forma, $r_n < r_0$ e $\theta_n < \theta_0$. Devemos descobrir quais relações de parâmetros nos levam a obter essas condições, para tal, vamos escrever a equação de autovalor para a matriz ABCD, $\mathbf{M}$, considerando que $\mathbf{r}$ seja um autovetor dessa matriz [17].

$$\mathbf{M}\mathbf{r} = \lambda\mathbf{r}. \quad (2.22)$$

Buscamos as soluções não triviais para $\det[\mathbf{M} - \lambda\mathbf{I}]\mathbf{r} = 0$, ou seja,

$$\begin{pmatrix} A - \lambda & B \\ C & D - \lambda \end{pmatrix} = \lambda^2 - (A + D)\lambda + 1 = 0, \quad (2.23)$$

em que usamos o fato de que $\det[\mathbf{M}_{\text{ABCD}}] = 1$ (uma explicação bem detalhada pode ser encontrada em [17]). Vamos denominar $A + D = 2x$, as possíveis soluções para a equação

acima são,

$$\begin{aligned}\lambda = x \pm \sqrt{x^2 - 1} &= e^{\pm\psi} \rightarrow |x| > 1, \\ x \pm i\sqrt{1 - x^2} &= e^{\pm i\psi} \rightarrow |x| < 1,\end{aligned}\tag{2.24}$$

tanto para a solução real, $|x| > 1$, quanto para a solução complexa, $|x| < 1$, o valor de ψ é real. Para que após n voltas a solução da equação (2.22) não divirja, devemos ter:

$$\begin{pmatrix} r_n \\ \theta_n \end{pmatrix} = e^{\pm in\psi} \begin{pmatrix} r_0 \\ \theta_0 \end{pmatrix},\tag{2.25}$$

ou seja, a convergência ocorre para $|x| \leq 1$. Dessa forma, podemos escrever as condições de estabilidade para a cavidade:

$$\lambda = \frac{A+D}{2} \pm i\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2},\tag{2.26}$$

$$\left(\frac{A+D}{2}\right)^2 \leq 1 \rightarrow -1 \leq \frac{A+D}{2} \leq 1.\tag{2.27}$$

Agora que conhecemos os critérios de estabilidade para uma cavidade, apliquemos ao caso da cavidade formada por espelhos curvos. Ao substituírmos os termos da matriz 2.21 na condição dada pela equação 2.27, obtemos as condições de estabilidade para uma cavidade formada por espelhos curvos:

$$\begin{aligned}0 \leq \left(1 - \frac{d}{2f_2}\right)\left(1 - \frac{d}{2f_1}\right) &\leq 1, \quad \text{ou} \\ 0 \leq \left(1 - \frac{d}{R_2}\right)\left(1 - \frac{d}{R_1}\right) &\leq 1.\end{aligned}\tag{2.28}$$

Podemos reescrever essa inequação como:

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1, \quad (2.29)$$

em que $g_i = (1 - \frac{d}{R_i})$ para que fique consistente com a literatura sobre laser ([18], [17], [19]).

As condições de estabilidade podem ser expressas em um diagrama, como na figura 2.9. Observamos que nas regiões escuras (cinzas) o critério de estabilidade é satisfeito. Na separação entre as regiões claras e escuras, temos o limite da estabilidade e fora desse limite, a cavidade é instável. As regiões limites são casos especiais:

- $g_1 g_2 = 1 \rightarrow L = R_1 + R_2 \rightarrow$ cavidade concêntrica
- $g_1 = 0 = g_2 \rightarrow L = R_1 = R_2 \rightarrow$ cavidade confocal
- $g_1 = 1$ e $g_2 = 1 \rightarrow R_1 = R_2 = \infty \rightarrow$ cavidade plano-paralela

Figura 2.9: Diagrama de estabilidade para uma cavidade ótica formada por espelhos curvos. Figura retirada da referência [20].

2.4 Feixes Gaussianos

Vimos que cavidades formadas por espelhos curvos possuem condições de estabilidade muito bem definidas, agora nos interessa saber qual o perfil do campo ressonante nesta cavidade. É conhecido, [17],[18],[19], que o modo mais fundamental formado nesse tipo de cavidade é o modo

gaussiano TEM_{00} em que o campo que oscila neste modo é uma onda esférica e a distribuição de intensidade é gaussiana. Como exemplo, seja a representação do padrão de ondas formadas no meio intracavidade para uma cavidade confocal:

Figura 2.10: Feixes gaussianos confinados em uma cavidade confocal, as linhas pontilhadas representam as frentes de onda.

Os padrões de ondas estacionárias formados nessa cavidade são exemplos de soluções da equação de onda de Maxwell, onde é requerido que haja um nó do campo elétrico nas superfícies dos espelhos e que ele se anule na área fora dos espelhos [21]. Qualquer seção do feixe gaussiano, por definição, tem uma distribuição transversa do campo elétrico que possui um perfil gaussiano. Quando esse feixe se propaga, a sua frente de onda muda. Sendo z a direção de propagação e ρ a coordenada radial transversa, escrevemos a amplitude como [22]:

$$E(\rho) = E_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp \left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)} \right] \exp \left[ikz + ik \frac{\rho^2}{2R(z)} - i\phi(z) \right]. \quad (2.30)$$

O perfil de intensidade do feixe gaussiano, dado por, $I(\rho, z) = |E(\rho)|^2$ vale:

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)} \right], \quad (2.31)$$

é máximo quando $\rho = 0$ e cai para o valor de $\frac{1}{e^2}$ desse máximo quando $\rho = W(z)$.

Parâmetros de um feixe gaussiano

Vamos analisar alguns parâmetros presentes nas equações (2.30) e (2.31) que representam um feixe gaussiano. Na figura abaixo estão indicados os principais parâmetros com os quais iremos trabalhar.

Figura 2.11: Ilustração do posicionamento dos parâmetros que caracterizam um feixe gaussiano, onde W_0 é a cintura do feixe, θ a divergência, $R(z)$ o raio de curvatura da frente de onda e b o parâmetro confocal.

- Largura

A largura do feixe gaussiano, $W(z)$, caracteriza a extensão transversal do feixe. A forma como evolui ao longo da direção de propagação z está representada na figura 2.11.

$$W^2(z) = W_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0^2} \right)^2 \right]. \quad (2.32)$$

Percebemos que o feixe possui um máximo de intensidade no plano em que $z = 0$ e que a partir desse plano a intensidade do feixe decai com a distância muito rapidamente. No plano, $z = 0$, o feixe gaussiano possui uma cintura, denominada W_0 .

- Raio de curvatura

A curvatura da frente de onda do feixe gaussiano,

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi W_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right]. \quad (2.33)$$

Na região do plano $z = 0$ e $z \rightarrow \infty$, a curvatura tende a infinito e a onda se aproxima de uma onda plana. Na região em que $z \gg \frac{\pi W_0^2}{\lambda}$ a curvatura tende a z , ou seja, a frente de onda se assemelha a uma frente de onda esférica.

- Parâmetro de Rayleigh

Está relacionado com o comportamento do feixe ao longo da direção de propagação.

$$z_R = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}. \quad (2.34)$$

A figura 2.11 mostra a extensão desse parâmetro, vemos que na posição $z = z_R$, a largura do feixe gaussiano vale $\sqrt{2}W_0$ e o raio de curvatura assume o valor $R = 2z_R = b$, conhecido como parâmetro confocal.

- Divergência

O parâmetro de Rayleigh tem como referência a cintura do feixe, se olharmos para uma posição no eixo ótico que se encontra muito distante desse ponto de referência, tal que, $z \gg z_R$, a largura do feixe se comporta como:

$$W(z) = W_0 \frac{z}{z_R} \left(1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \text{ se } z \gg z_R, W(z) \rightarrow W_0 \frac{z}{z_R}, \quad (2.35)$$

assim, obtemos o parâmetro $\theta(z)$ que descreve a divergência do feixe gaussiano.

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi W_0}. \quad (2.36)$$

- Fase de Gouy

$$\phi(z) = \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_R} \right). \quad (2.37)$$

Descreve uma variação de π na fase quando a frente de onda cruza a região da cintura do feixe.

- Raio de curvatura complexo

Para um feixe gaussiano é possível definir um raio de curvatura complexo que descreve

tanto o raio de curvatura da frente de onda quanto o tamanho transversal do feixe[23],

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi W_0^2}, \quad (2.38)$$

se substituírmos as expressões para $R(z)$ e $W(z)$ obtemos uma expressão alternativa para o raio de curvatura complexo,

$$q(z) = z + iz_R. \quad (2.39)$$

2.4.1 Matrizes ABCD e Feixes Gaussianos

Uma cavidade formada por espelhos esféricos pode aprisionar um modo gaussiano. Estudamos qual o formato desse feixe e como ele se propaga no espaço, assim como foi visto como um feixe se comporta ao atravessar um sistema ótico por meio da compreensão de matrizes ABCD e ótica geométrica. Iremos fazer a conexão entre o estudo sobre matrizes ABCD e a propagação de feixes gaussianos.

Propagação de feixes gaussianos em cavidades formadas por espelhos curvos

Para que uma cavidade ótica formada por dois espelhos com raios de curvatura R_1 e R_2 confine um modo gaussiano, o raio de curvatura dos espelhos deve ser igual ao raio de curvatura do modo gaussiano. Vamos considerar a montagem da figura 2.12 em que o feixe possui uma largura W_0 em $z = 0$ dentro da cavidade e os espelhos estão posicionados em z_1 e z_2 .

Figura 2.12: Cavidade formada por espelhos com raios de curvatura R_1 e R_2 , posicionados em z_1 e z_2 , respectivamente. Em $z = 0$, está posicionada a cintura, W_0 , do feixe. Estudaremos as condições de estabilidade para essa configuração.

Em termos do parâmetro de Rayleigh montamos o seguinte sistema de equações em relação

aos raios de curvatura, onde consideramos que o raio de curvatura é positivo para um feixe divergente e negativo para um feixe convergente (que viaje pela direita).

$$\begin{aligned}
R(z_1) &= z_1 + \frac{z_R^2}{z_1} = -R_1, \\
R(z_2) &= z_2 + \frac{z_R^2}{z_2} = R_2, \\
L &= z_2 - z_1.
\end{aligned} \tag{2.40}$$

Resolvendo o sistema de equações (2.40) para z_R e para as localizações dos espelhos, z_1 e z_2 , em termos dos parâmetros g_i provindos de (2.28), obtemos a seguinte relação:

$$\begin{aligned}
z_R^2 &= \frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2} L^2, \\
z_1 &= \frac{g_2 (1 - g_1)}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2} L, \\
z_2 &= \frac{g_1 (1 - g_2)}{g_1 + g_2 - 2g_1 g_2} L.
\end{aligned} \tag{2.41}$$

Com base nessas equações, podemos escrever as larguras do feixe nas posições em que elas são: mínima ($z = 0$) e nas posições dos espelhos z_1 e z_2 .

$$\begin{aligned}
\omega_0^2 &= \frac{L\lambda}{\pi} \left(\frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \\
\omega_1 &= \frac{L\lambda}{\pi} \left(\frac{g_2}{g_1 (1 - g_1 g_2)} \right)^{\frac{1}{2}}, \\
\omega_2 &= \frac{L\lambda}{\pi} \left(\frac{g_1}{g_2 (1 - g_1 g_2)} \right)^{\frac{1}{2}}.
\end{aligned} \tag{2.42}$$

Acordo de modo

O feixe aprisionado pela cavidade ótica, no modo gaussiano, possui propriedades que estão relacionadas com a geometria dessa cavidade, tais como o raio de curvatura, a cintura e a sua posição (z_R). Durante o trabalho realizado em laboratório colocamos em interação vários desses sistemas. Para que haja um casamento entre o modo que sai do primeiro sistema e o modo

esperado pelo sistema final é necessário fazer o acordo de modo entre esses sistemas com o auxílio de um conjunto de lentes.

Figura 2.13: Montagem para cálculo do acordo de modo entre o feixe de entrada que possui cintura W_{01} e uma cavidade com cintura W_{0cav} .

No sistema acima, temos um feixe que possui cintura W_{01} em z_1 , esse feixe servirá de bombeio para uma cavidade posicionada a uma distância x (conhecida) da cintura. Para que seja feito o acordo de modo, calculamos a matriz ABCD do sistema e como são conhecidos os parâmetros do sistema de entrada e o tamanho da cintura, W_{0cav} , que "cabe" na cavidade ótica, através da relação ([19] e [17]),

$$q_{i+1} = \frac{Aq_i + B}{Cq_i + D}, \quad (2.43)$$

encontramos, por métodos iterativos, qual ou quais distâncias focais são necessárias para que ocorra essa transformação. Nessa equação, $q = q(z)$ é o raio de curvatura complexo definido em 2.39.

Estudamos conceitos relacionados à ótica linear que envolvem a propagação de feixes em cavidades óticas vazias. Vimos quais os principais parâmetros de sintonia de uma cavidade e quais as principais características dos feixes gaussianos.

No próximo capítulo, estudaremos qual o efeito da propagação de um feixe em um meio não linear. Veremos que o meio não linear funciona como um meio de ganho quando inserido em uma cavidade ótica e que os feixes ressonantes são amplificados a cada interação com o meio não linear.

Capítulo 3

Princípios de Ótica Não-Linear

A ótica não-linear trata dos efeitos não-lineares que ocorrem quando feixes intensos incidem em um meio material. Após a construção do laser em 1960, foi realizado o primeiro experimento em ótica não-linear por Franken e colaboradores (1961). Radiação emitida por um laser de rubi ($\lambda = 694.2nm$) foi usada como bombeio em um cristal de quartzo com o objetivo de gerar segundo harmônico ($\lambda = 347.1nm$) [24]. Desde então, vários fenômenos relativos à ótica não-linear, tais como soma e diferença de frequências, espalhamento Raman estimulado, conversão paramétrica, são estudados.

3.1 Propagação em um meio não-linear

A equação de onda para o campo elétrico em um meio material, na ausência de cargas e correntes, é obtida a partir das equações de Maxwell e possui a seguinte forma:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (3.1)$$

em que $\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}$ é a polarização dividida como a soma da parte linear ($\mathbf{P}_L$) e a parte não-linear ($\mathbf{P}_{NL}$). Podemos expressar a polarização como uma série de potências do campo elétrico:

$$P_k = \epsilon_0 (\chi_{ik}^{(1)} E_i + \chi_{ijk}^{(2)} E_i E_j + \chi_{ijkl}^{(2)} E_i E_j E_l + \dots). \quad (3.2)$$

O termo $P_i^{(1)}(t) = \epsilon_0 \chi_{ij}^{(1)} E_j$ representa a parte linear da polarização e para um meio livre de perdas $\chi_{ij} = \chi_{ji}$ [19]. Os demais termos representam a parte não-linear, em que $\chi^{(n)}$, para $n \geq 2$, é o tensor de susceptibilidade não-linear de ordem n que obedece as seguintes propriedades de simetria [25],[19]:

$$\begin{aligned}\chi_{ijk} &= \chi_{ikj}, \\ \chi_{ijkl} &= \chi_{i[jkl]}.\end{aligned}\tag{3.3}$$

onde $[jkl]$ é qualquer permutação sobre (jkl) .

3.2 Interação entre três ondas de frequências ω_1, ω_2 e ω_3 por meio de processos não-lineares de segunda ordem

A resposta não-linear em segunda ordem é responsável por fenômenos como geração de soma e diferença de frequências, geração de segundo harmônico (GSH), amplificação e oscilação paramétrica. Devemos levar em consideração que a resposta em segunda ordem em cristais somente é obtida em cristais não centrossimétricos. Cristais centrossimétricos possuem coeficiente não linear de segunda ordem nulo, pois uma inversão nos sinais das amplitudes do campo gera uma inversão no sinal da polarização[19],

$$\epsilon_0 \chi_{ijk}(-E_{0j}^{\omega_1})(-E_{0k}^{\omega_2}) = -\epsilon_0 \chi_{ijk}(E_{0j}^{\omega_1})(E_{0k}^{\omega_2}),\tag{3.4}$$

o que implica em $\chi_{ijk} = 0$.

Vamos considerar a interação entre três ondas de frequências ω_1, ω_2 e ω_3 em que $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$. Assumiremos que tanto o campo elétrico quanto a polarização são descritos como uma onda plana com amplitude lentamente variável no espaço e no tempo.

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{i\alpha} &= \frac{1}{2} (\hat{a}_{i\alpha} E_{0\alpha} e^{i(\omega_\alpha t - k_\alpha z)} + c.c.), \\ \mathbf{P}_{i\alpha} &= \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi_{ijk} (\hat{a}_{j\beta} \hat{a}_{k\gamma} E_{0\beta} E_{0\gamma} e^{i(\omega_\alpha t - k_\alpha z)} + c.c.).\end{aligned}\tag{3.5}$$

Os índices gregos ($\alpha, \beta, \gamma=1,2,3$) estão associados ao campo com amplitude $E_{0\alpha}$ e frequência ω_α . Os índices ($i, j, k = x, y, z$) estão associados à i-ésima componente da polarização e do campo elétrico, o versor $\hat{a}_{i\alpha}$ representa a i-ésima direção de polarização dos modos normais de propagação dos três campos no meio não-linear. Na equação escrita para a polarização foi considerado um meio livre de perdas, onde vale $\chi_{ijk}(\omega_\alpha, \omega_\beta) = \chi_{ijk}(\omega_\beta, \omega_\alpha)$.

Nosso objetivo é encontrar as equações de acoplamento entre os três campos, para isso iremos substituir, por exemplo, o campo de frequência ω_1 na equação de onda (3.1) e verificar como este se relaciona com os campos de frequências ω_1 e ω_2 .

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left\{ \left[\hat{a}_{1i} E_{01} (-ik)^2 + \hat{a}_{1i} \frac{d^2 E_{01}}{dz} - 2ik_1 \hat{a}_{1i} \frac{dE_{01}}{dz} \right] e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + c.c \right\} \\ & - \mu_0 \epsilon \frac{1}{2} \left\{ [\hat{a}_{1i} E_1 (i\omega_1)^2] e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + c.c \right\} \\ & = \frac{1}{2} \mu_0 \epsilon_0 \chi_{ijk} \hat{a}_{2j} \hat{a}_{3k} E_2^* E_3 (i\omega_1)^2 e^{i(\omega_1 t - (k_3 - k_2)z)} + c.c, \end{aligned} \quad (3.6)$$

usando a aproximação de envelope lentamente variável, $\frac{d^2 E}{dz^2} \ll k \frac{dE}{dz}$ e lembrando que $k_n = \sqrt{\mu_0 \epsilon_n} \omega_n$, obtemos a seguinte equação:

$$\frac{dE_{01}}{dz} = -i\omega_1 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_1}} \chi_{eff} E_{03} E_{02}^* e^{-i(k_3 - (k_2 - k_1))z}. \quad (3.7)$$

Analogamente:

$$\begin{aligned} \frac{dE_{02}^*}{dz} &= i\omega_2 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_2}} \chi_{eff} E_{01} E_{03}^* e^{i(k_3 - (k_2 + k_1))z}, \\ \frac{dE_{03}}{dz} &= -i\omega_3 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_3}} \chi_{eff} E_{01} E_{02} e^{i(k_3 - (k_2 + k_1))z}, \end{aligned} \quad (3.8)$$

onde $\chi_{eff} = \frac{1}{2} \sum_i \epsilon_0 \chi_{ijk} a_{1i} a_{2j} a_{3k}$.

É simples demonstrar que essas equações estão de acordo com o princípio de conservação de energia,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} [\sqrt{\epsilon_1} |E_{01}|^2 + \sqrt{\epsilon_2} |E_{02}|^2 + \sqrt{\epsilon_3} |E_{03}|^2] &= 0, \\ i(E_{01} E_{02} E_{03}^* e^{i\Delta k z} - E_{01}^* E_{02}^* E_{03} e^{-i\Delta k z}) (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3) &= 0, \end{aligned} \quad (3.9)$$

se $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$.

Nas próximas subseções iremos tratar dos processos de Amplificação Paramétrica e Geração de Segundo Harmônico e utilizaremos a formalização acima.

3.2.1 Amplificação Paramétrica

No processo de amplificação paramétrica o cristal não-linear é iluminado por um feixe intenso (bombeio) de frequência ω_3 e por um feixe (sinal) de menor intensidade de frequência ω_1 . Devido ao processo de interação não-linear, o feixe sinal é amplificado e é gerado um feixe complementar de frequência $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$.

Figura 3.1: Processo de amplificação paramétrica. Amplificação do feixe *sinal* de frequência (ω_1) através do processo de interação não-linear entre o feixe intenso de *bombeio* de frequência ω_3 e o feixe sinal, nesse processo é gerado o feixe *complementar* com frequência $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$.

As equações que descrevem o acoplamento entre as amplitudes desses três campos são similares às obtidas em 3.8. Iremos reescreve-las em termos das variáveis $A_m = \sqrt{\frac{n_m}{\omega_m}} E_m$:

$$\begin{aligned} \frac{dA_1}{dz} &= -i\kappa A_3 A_2^* e^{-i\Delta k z}, \\ \frac{dA_2^*}{dz} &= i\kappa A_1 A_3^* e^{i\Delta k z}, \\ \frac{dA_3}{dz} &= -i\kappa A_1 A_2 e^{i\Delta k z}, \end{aligned} \tag{3.10}$$

onde $\kappa = \sqrt{\left[\frac{\mu}{\epsilon_0} \frac{\omega_1 \omega_2 \omega_3}{n_1 n_2 n_3} \right]} \chi_{eff}$ em que χ_{eff} é o coeficiente não linear efetivo dado por $\chi_{eff} = \frac{1}{2} \sum_{ijk} \chi_{ijk} a_{1i} a_{2j} a_{3k}$.

Por simplicidade, para solucionarmos esse conjunto de equações assumiremos inicialmente que o campo de bombeio não sofre depleção devido à interação não linear, neste caso podemos

considera-lo como constante.

$$\begin{aligned}\frac{dA_1}{dz} &= -i\frac{g}{2}A_2^*e^{-i\Delta kz}, \\ \frac{dA_2^*}{dz} &= i\frac{g^*}{2}A_1e^{i\Delta kz},\end{aligned}\tag{3.11}$$

onde $g = 2\kappa A_3(0)$. Podemos reescrever cada uma como uma equação diferencial de segunda ordem desacoplada:

$$\begin{aligned}\frac{d^2 A_2^*}{dz^2} - i\Delta k \frac{dA_2^*}{dz} - \frac{|g|^2}{4}A_2^* &= 0, \\ \frac{d^2 A_1}{dz^2} + i\Delta k \frac{dA_1}{dz} - \frac{|g|^2}{4}A_1 &= 0.\end{aligned}\tag{3.12}$$

Para solucionarmos essas equações usaremos as condições iniciais $A_i(z=0) = A_i(0)$. Dessa forma escrevemos as amplitudes A_m como:

$$\begin{aligned}A_1(z)e^{i\Delta kz} &= A_1(0)\cosh(kz) - i\frac{g}{2s}A_2^*(0)\sinh(kz) + i\frac{\Delta k}{2s}\sinh(kz), \\ A_2^*(z)e^{-i\Delta kz} &= A_2^*(0)\cosh(kz) + i\frac{g^*}{2s}A_1(0)\sinh(kz) - i\frac{\Delta k}{2s}A_2^*(0)\sinh(kz).\end{aligned}\tag{3.13}$$

Para o caso em que há um perfeito acordo de fase, ou seja, $\Delta k = 0$ (situação em que a intensidade do feixe gerado é máxima):

$$\begin{aligned}A_1(z) &= A_1(0)\cosh(kz) - i\frac{g}{|g|}A_2^*(0)\sinh(kz), \\ A_2^*(z) &= A_2^*(0)\cosh(kz) + i\frac{g^*}{|g|}A_1(0)\sinh(kz).\end{aligned}\tag{3.14}$$

As equações acima descrevem a amplificação do sinal de entrada, na condição de acordo de fase, com ganho cruzado entre as duas entradas.

3.2.2 Geração de Segundo Harmônico

No processo de geração de segundo harmônico (GSH) um feixe de bombeio com frequência ω_3 gera um feixe sinal de frequência $\omega_1 = 2\omega_3$ ao se propagar através de um meio que possui não linearidade de segunda ordem ($\chi^{(2)}$).

Figura 3.2: Processo de geração de segundo harmônico.

As equações de acoplamento entre os campos de frequência ω_3 e ω_1 são obtidos das equações :

$$\begin{aligned}\frac{dE_3}{dz} &= -i\omega_3\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_3}}\chi_{eff}E_1E_3^*e^{-i(k_1-2k_3)z}, \\ \frac{dE_1}{dz} &= -i\omega_1\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_1}}\frac{\chi_{eff}}{2}E_3E_3e^{i(k_1-2k_3)z},\end{aligned}\quad (3.15)$$

em que $\chi_{eff} = \sum_{ijk} a_{3i}a_{3j}a_{1k}$.

Na situação em que não há depleção do bombeio, consideramos que E_3 é constante o que implica $\frac{dE_3}{dz} = 0$ e nos resta solucionar:

$$\frac{dE_1}{dz} = -i(2\omega_3)\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_1}}\frac{\chi_{eff}}{2}E_3^2e^{i\Delta kz}. \quad (3.16)$$

Na posição $z=0$ não há geração do segundo harmônico somente ocorrendo na interação do feixe de bombeio com o meio não linear, consideremos que o meio seja um cristal não linear de comprimento L e susceptibilidade $\chi^{(2)}$. Por integração direta obtemos:

$$E_1 = -i\omega_1\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_1}}\frac{\chi_{eff}}{2}E_3^2(0)e^{i\frac{\Delta kL}{2}}\text{sinc}\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)L. \quad (3.17)$$

A intensidade do feixe gerado é obtida através da relação:

$$I_m = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} n_m |E_m|^2. \quad (3.18)$$

Que nos fornece uma eficiência de conversão:

$$\eta_{GSH} = \frac{I_{2\omega}}{I_\omega} = 2 \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{n_\omega^2 n_{2\omega}} \chi_{eff}^2 L^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) I_\omega. \quad (3.19)$$

O gráfico a seguir ilustra o comportamento da eficiência de conversão em função do desacordo de fase Δk , percebemos que há uma maior eficiência de conversão para quando temos um perfeito acordo de fase, ou seja, $\Delta k = 0$.

Figura 3.3: Ilustração do comportamento da eficiência de conversão em função do desacordo de fase, quando $\Delta k L = 0$ a eficiência de conversão é máxima.

Vimos que a resposta não linear de segunda ordem permite de um lado a geração de segundo harmônico, ou a amplificação paramétrica. Esta última será a ferramenta empregada para, combinada com a realimentação das cavidades vistas no capítulo anterior, levar o sistema à oscilação. Assim, teremos o OPO cujo formalismo descreveremos a seguir.

Capítulo 4

Oscilador Paramétrico Ótico

O oscilador paramétrico ótico é uma fonte de luz que pode ser utilizada para gerar estados não clássicos da luz, como por exemplo, estados emaranhados([26] e [27]) ou comprimidos[28], o que os tornam importantes aliados em pesquisas que envolvam experimentos em ótica quântica. Além dessa aplicação, também podem ser utilizados em espectroscopia, microscopia ótica, biomedicina e metrologia. O primeiro oscilador paramétrico ótico foi proposto em 1962 por Kroll [29] e realizado em 1965 por Giordmaine e Miller([30] e [24]).

Neste trabalho temos como foco a construção de um OPO como fonte de emaranhamento entre os feixes de bombeio, sinal e complementar. Para isso, precisamos conhecer os principais conceitos envolvidos na construção desse dispositivo e o comportamento dos feixes intracavidade. Dessa forma, por exemplo, é interessante conhecer como as perdas intracavidade estão relacionadas com o limiar de oscilação, quais as condições de acordo de fase e quais garantem a ressonância para os feixes de interesse na cavidade.

O oscilador paramétrico ótico (OPO) é um dispositivo formado por uma cavidade ótica, um meio de ganho e uma fonte de bombeio. Tratando o problema do ponto de vista do eletromagnetismo clássico, considerando a polarizabilidade não linear do cristal, temos que o feixe de bombeio é um feixe coerente com frequência ω_p que interage com o meio não linear de segunda ordem onde ocorre a conversão em dois outros feixes de frequências ω_s e ω_i , denominados de sinal e complementar que possuem frequências menores que a do feixe incidente. Quando o ganho supera as perdas intracavidade, tais como perdas por transmissão e perdas espúrias, há

a emissão de luz coerente.

Figura 4.1: Representação de um oscilador paramétrico óptico composto por uma fonte de bombeio, um meio não linear e uma cavidade ótica.

O processo que ocorre pode ser entendido como a destruição de um fóton do feixe de bombeio para a geração de dois fótons, um no modo sinal e outro no complementar, que obedecem ao princípio de conservação de energia e momento.

$$\begin{aligned}\omega_p &= \omega_s + \omega_i, \\ \mathbf{k}_0 &= \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2.\end{aligned}\tag{4.1}$$

Como a geração de fótons ocorre sempre aos pares, os feixes sinal e complementar gerados quando o OPO opera acima do limiar possuem fortes correlações de intensidade[31] e coerência.

Existem várias configurações possíveis para um OPO que variam de acordo com a quantidade de feixes que são ressonantes com a cavidade ótica. Caso a cavidade seja ressonante com o feixe sinal ou complementar, denominamos de SROPO, do inglês *single resonant OPO*. Nessa situação, temos um alto limiar de oscilação, maior que 1W de potência e é uma fonte de luz altamente sintonizável. No caso do DROPO, *doubly resonant OPO*, temos que a cavidade é ressonante para sinal e complementar ou para sinal ou complementar e o bombeio. O limiar de oscilação é mais baixo quando comparado ao SROPO, na ordem de 100mW. Se a cavidade for ressonante tanto para o bombeio quanto para sinal e complementar, temos o TROPOP *triplly resonant OPO*. Essa configuração possui menor limiar de oscilação.

Nesse capítulo faremos uma revisão sobre o funcionamento do OPO triplamente ressonante, foco de estudo dessa dissertação. Seguiremos o tratamento realizado no artigo do T. Debuisschert [32].

4.1 Equações de acoplamento entre os feixes de bombeio, sinal e complementar

No capítulo anterior vimos o processo de amplificação paramétrica, que consiste na amplificação do feixe sinal através do processo de interação do bombeio com um meio não linear de segunda ordem. Ao inserirmos o cristal em uma cavidade, realizamos a amplificação dos feixes que são ressonantes com os modos da cavidade. Para estudarmos o TROPO iremos considerar uma cavidade em anel, tal como a adotada na referência [32].

Figura 4.2: O TRO nessa configuração possui dois espelhos altamente refletivos (\$M_1\$ e \$M_2\$) e um espelho parcialmente transmissor (\$M_c\$) para os campos de bombeio, sinal e complementar. Inserido na cavidade temos um cristal de comprimento \$l\$ e susceptibilidade não linear \$\chi^{(2)}\$. A amplitude \$\alpha_0^{in}\$ é referente a campo de bombeio incidente, as amplitudes \$\alpha_i^{out}\$ em que \$i = 0, 1, 2\$ são referentes aos campos de saída: bombeio, sinal e complementar, respectivamente.

Queremos encontrar a equação de acoplamento entre os três campos, para isso seguiremos o mesmo tratamento adotado no capítulo 3. Por simplicidade, consideraremos que os espelhos \$M_1\$ e \$M_2\$ da cavidade são perfeitamente refletivos e que o espelho de acoplamento \$M_c\$ possui os coeficientes de reflexão e transmissão \$r_i\$ e \$t_i\$, respectivamente, onde \$i = 0, 1, 2\$ fará referências aos feixes de bombeio, sinal e complementar. Se considerarmos que o espelho de acoplamento possui pequena transmissividade, podemos escrever a amplitude de reflexão e transmissão em termos de um coeficiente \$\gamma_j\$:

$$\begin{aligned} r_j &= 1 - \gamma_j, \\ t_j &= \sqrt{2\gamma_j}. \end{aligned} \tag{4.2}$$

Para escrevermos as equações de acoplamento, iremos considerar a aproximação de envelope lentamente variável e que os feixes propagantes são gaussianos. Quando tratamos de feixes gaussianos são necessárias algumas modificações no formato das equações de propagação, uma boa descrição de como proceder para passar do tratamento de ondas planas para feixes gaussianos pode ser vista na referência[33]. As equações de acoplamento são determinadas no regime estacionário e assumiremos que o OPO trabalha num regime de baixo ganho, para expandirmos os campos em potências de z . De forma geral, a equação que descreve o feixe gaussiano propagante é escrita como em 2.30, as amplitudes $\alpha_i(z)$ são amplitudes normalizadas tal que o $|\alpha_i(z)|^2$ representa o fluxo de fótons, ou seja, o número de fótons relacionados ao campo i que atravessam o plano perpendicular à direção de propagação localizado no eixo z durante o intervalo de tempo Δt . Após integração das equações para propagação do campo através do cristal, tal como em 3.10, obtemos a seguinte relação entre os campos:

$$\begin{aligned}\alpha_0(l) &= \alpha_0(0) - 2\chi^* \alpha_2(0) \alpha_1(0), \\ \alpha_1(l) &= \alpha_1(0) - 2\chi \alpha_0(0) \alpha_2^*(0), \\ \alpha_2(l) &= \alpha_2(0) - 2\chi \alpha_0(0) \alpha_1^*(0).\end{aligned}\tag{4.3}$$

O termo χ é o coeficiente de acoplamento relacionado com as características dos feixes:

$$\chi = \chi^{(2)} \frac{W_0 W_1 W_2}{W_0^2 W_1^2 + W_0^2 W_2^2 + W_1^2 W_2^2} \left(\frac{\hbar \omega_0 \omega_1 \omega_2}{\pi \epsilon_0 c^3 n_0 n_1 n_2} \right)^{\frac{1}{2}} \text{sinc} \left(\frac{\Delta k l}{2} \right) l e^{i \frac{\Delta k l}{2}}, \tag{4.4}$$

onde $\chi^{(2)}$ é a susceptibilidade de segunda ordem, ω_i e W_i são as frequências e cinturas dos feixes de bombeio, sinal e complementar, n_i o índice de refração, l é o tamanho do cristal e Δk representa o desacordo de fase:

$$\Delta k = k_0 - k_1 - k_2, \tag{4.5}$$

em que k_i é o vetor de onda referente ao campo i cujo módulo vale $\frac{\omega_i n_i}{c}$.

Após cada volta completa na cavidade, os campos ganham uma diferença de fase linear:

$$\phi_i = \frac{\omega_i}{c} (n_i l + L). \tag{4.6}$$

Ao equacionarmos os ganhos e as perdas para cada volta completa, obtemos as equações que governam os três campos no regime estacionário.

$$\begin{aligned}\alpha_0[1 - r_0 e^{i\phi_0}] &= -2\chi^* \alpha_1 \alpha_2 r_0 e^{i\phi_0} + t_0 \alpha_0^{in}, \\ \alpha_1[1 - r_1 e^{i\phi_1}] &= 2\chi \alpha_0 \alpha_2^* r_1 e^{i\phi_1}, \\ \alpha_2[1 - r_2 e^{i\phi_2}] &= 2\chi \alpha_0 \alpha_1^* r_2 e^{i\phi_2}.\end{aligned}\tag{4.7}$$

As perdas totais são dadas pela soma das perdas pela transmissão dos espelhos(γ_i) mais as perdas espúrias(μ_i), onde as perdas espúrias são quaisquer perdas a mais, como por exemplo, perdas por difração, perdas devido às imperfeições nos espelhos e nas faces dos cristais, pela absorção linear no cristal. Dessa forma, escrevemos as perdas totais.

$$\gamma_i' = \gamma_i + \mu_i.\tag{4.8}$$

A dessintonia é definida a partir da fase e a reescreveremos como $\phi_i = 2p_i\pi + \delta\phi_i$, na aproximação quasirressonante, $|\delta\phi_i| \ll 2\pi$. Definindo a quantidade $\Delta_i = \frac{\delta\phi_i}{\gamma_i}$. Obtemos:

$$\alpha_0 \gamma_0' (1 - i\Delta_0) = -2\chi^* \alpha_1 \alpha_2 + \sqrt{2\gamma_0} \alpha_0^{in},\tag{4.9}$$

$$\alpha_1 \gamma_1' (1 - i\Delta_1) = 2\chi \alpha_0 \alpha_2^*,\tag{4.10}$$

$$\alpha_2 \gamma_2' (1 - i\Delta_2) = 2\chi \alpha_0 \alpha_1^*,\tag{4.11}$$

que são um sistema de equações acopladas para as amplitudes dos campos de bombeio, sinal e complementar.

4.2 Condições de Oscilação

Para determinarmos as condições de oscilação iremos inicialmente supor que há somente campo de bombeio, dessa forma, trataremos da solução trivial em que $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$, assim:

$$\alpha_0 = \frac{\sqrt{2\gamma_0}}{(1 - \Delta_0)} \alpha_0^{in}, \quad (4.12)$$

temos a amplitude do campo de bombeio na situação abaixo do limiar de oscilação, nessa situação não há geração dos campos sinal e complementar.

Uma outra solução que será estudada é aquela na qual, $\alpha_0 \neq 0$ e $\alpha_1 \neq 0 \neq \alpha_2$, multiplicando a equação 4.21 pelo complexo conjugado da equação 4.22 obtemos que:

$$\gamma'_1 \gamma'_2 (1 - i(\Delta_1 - \Delta_2) + \Delta_1 \Delta_2) = 4|\chi|^2 |\alpha_0|^2. \quad (4.13)$$

Iremos estudar a parte real e a imaginária da equação acima, para sabermos as relações entre as amplitudes do campo. Da parte imaginária temos que $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$, condição imposta devido ao regime estacionário do sistema que implica em:

$$\gamma'_1 |\alpha_1|^2 = \gamma'_2 |\alpha_2|^2, \quad (4.14)$$

lembrando que $\gamma' = \gamma + \mu$ são as perdas totais, vemos que o fluxo médio de fótons que saem da cavidade para o modo sinal é igual ao fluxo médio de fótons do complementar, o implica em uma forte correlação entre as intensidades dos dois campos de saída.

Ao observarmos a parte real teremos:

$$|\alpha_0|^2 = \frac{\gamma'_1 \gamma'_2}{4|\chi|^2} (1 + \Delta^2), \quad (4.15)$$

como $\alpha_0 = \alpha_0(\gamma'_i, \Delta, \chi)$ isto implica que a potência do bombeio intracavidade na condição de oscilação está limitada a um valor que depende desses parâmetros. Como consequência de termos $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$ podemos escrever que a intensidade do campo que é transmitido pelo

espelho de acoplamento nos modos $j = 1, 2$ são:

$$I_i = 2\gamma_i' |\alpha_i|^2, \quad (4.16)$$

que nos fornece a seguinte proporção:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\gamma_1 |\alpha_1|^2}{\gamma_2 |\alpha_2|^2} = \frac{\gamma_1 \gamma_2'}{\gamma_2 \gamma_1'}. \quad (4.17)$$

Isso significa que se as perdas espúrias dos modos não forem iguais, os feixes transmitidos pela cavidades estarão desbalanceados. Ao multiplicarmos as equações 4.21 por α_1^* e a 4.22 por α_2^* , obtemos:

$$|\alpha_1'^{out}|^2 (1 - i\Delta_1) = |\alpha_2'^{out}|^2 (1 - i\Delta_2). \quad (4.18)$$

Se a condição de dessintonias iguais for satisfeita e o sistema operar no estado estacionário isso implica que a quantidade de fótons que saem da cavidade para os dois campos é a mesma.

Para calcularmos o limiar de oscilação do OPO, usaremos a equação 4.15. O limiar de oscilação é a potência a partir da qual há a emissão de feixes coerentes, e o ganho intracavidade supera as perdas intracavidade. Consideremos que no limiar de oscilação $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$. Após algumas manipulações algébricas teremos:

$$|\alpha_0|_{in}^2 = \frac{\gamma_0' \gamma_1' \gamma_2' (1 + \Delta^2)(1 + \Delta_0^2)}{8\gamma_0 |\chi|^2}, \quad (4.19)$$

caso a cavidade seja ressonante para todos os feixes, situação na qual $\Delta = \Delta_0 = 0$, obtemos o limiar mínimo de oscilação:

$$|\alpha_0|_{th}^2 = \frac{\gamma_0'^2 \gamma_1' \gamma_2'}{8|\chi|^2 \gamma_0}, \quad (4.20)$$

dessa forma, vemos que o efeito da dessintonia é o de aumentar o valor do limiar de oscilação.

A relação entre as fases dos feixes de bombeio, sinal e complementar é obtida reescrevendo

as equações 4.21 e 4.22 como:

$$e^{i\theta_1}|\alpha_1|\gamma'_1(1-i\Delta_1) = 2\chi e^{i\theta_0}|\alpha_0|e^{-i\theta_2}|\alpha_2|, \quad (4.21)$$

$$e^{i\theta_2}|\alpha_2|\gamma'_2(1-i\Delta_2) = 2\chi e^{i\theta_0}|\alpha_0|e^{-i\theta_1}|\alpha_1|, \quad (4.22)$$

em que usamos o fato de que $\alpha_i = e^{i\theta_i}|\alpha_i|$, para $i = 1, 2$. Reecrevendo, por exemplo, a primeira equação:

$$e^{i(\theta_0-\theta_1-\theta_2)} = \frac{1}{2\chi|\alpha_0|} \frac{|\alpha_1|}{|\alpha_2|} \gamma'_1(1-i\Delta). \quad (4.23)$$

Substiutindo a equação 4.15 que fornece uma relação entre a amplitude do campo de bombeio e a dessintonia e a equação 4.17 em que temos uma relação para a razão entre as amplitudes dos campos sinal e complementar em 4.23:

$$e^{i(\theta_0-\theta_1-\theta_2)} = \frac{1-i\Delta}{\sqrt{1+\Delta^2}}. \quad (4.24)$$

Vemos que no caso em que a dessintonia é nula, ou seja, quando a cavidade está em ressonância, as fases dos feixes sinal e complementar estão perfeitamente correlacionadas com a do feixe de bombeio:

$$\theta_0 = \theta_1 + \theta_2. \quad (4.25)$$

4.3 Intensidade dos campos sinal e complementar acima do limiar

Para calcularmos a intensidade dos campos α_1 e α_2 acima do limiar de oscilação devemos manipular as equações 4.9, 4.22, 4.15. Dessa forma obtemos a seguinte relação:

$$|\alpha_i|^2 = \frac{\gamma'_k \gamma'_0}{4|\chi|^2} (\Delta\Delta_0 - 1 \pm \sqrt{\sigma - (\Delta + \Delta_0)^2}), \quad (4.26)$$

em que $\sigma = \frac{P_{in}}{P_{th}}$ é uma taxa de bombeio definida como a razão entre a potência de bombeio e a potência de limiar.

Analisaremos as soluções em que $|\alpha_i|^2$ possua valor real, pois é o caso em que temos significado físico. Para que $|\alpha_i|^2$ seja real, devemos ter que $\sigma > (\Delta + \Delta_0)^2$, denominaremos esse limite de σ_a . A condição de limiar de oscilação implica que a intensidade dos campos de saída seja nula, a taxa de bombeio para essa situação será $\sigma_b = (1 + \Delta^2)(1 + \Delta_0^2)$. Seja o termo $\Delta\Delta_0 - 1$, analisemos as situações em que esse termo seja maior ou menor que zero, a partir de uma análise geral das possíveis soluções encontraremos as regiões de estabilidade e instabilidade do OPO.

Para o caso em que $\Delta\Delta_0 \leq 1$ existe uma solução não nula para o caso em que a taxa de bombeio seja maior que a do limiar de oscilação. Nesse caso,

$$|\alpha_i|^2 = \frac{\gamma'_k \gamma'_0}{4|\chi|^2} (\Delta\Delta_0 - 1 + \sqrt{\sigma - (\Delta + \Delta_0)^2}), \quad (4.27)$$

e quando todos os campos são ressonantes, obtemos:

$$|\alpha_i|^2 = \frac{\gamma'_k \gamma'_0}{4|\chi|^2} (\sqrt{\sigma} - 1), \quad (4.28)$$

onde percebemos que o fluxo de fótons para cada feixe depende das perdas intracavidade e da raiz quadrada do fluxo de fótons do campo incidente. Caso tenhamos que $\Delta\Delta_0 \geq 1$, no intervalo entre $\sigma_a < \sigma < \sigma_b$ temos três soluções, duas positivas, definidas nesse intervalo e a solução trivial quando $\sigma = \sigma_b$. Sendo que o ramo com raiz negativa é instável [34]. O gráfico abaixo representa as regiões de estabilidade e instabilidade do TROPO.

Figura 4.3: Regiões de estabilidade.

Para condições práticas, o travamento eletrônico realizado no OPO é feito na ressonância, ou seja, com $\Delta = 0$, de forma a minimizar o limiar de oscilação. A dessintonia Δ_0 é controlada, jogando com a temperatura do cristal e ajustando a ressonância dos modos sinal e complementar em relação ao modo de bombeio. Portanto a região biestável é raramente usada. A potência dos feixes emitidos pelo espelho de acoplamento é calculada a partir da equação 4.29 e a potência total de saída é dada pela soma das potências dos feixes emitidos (sinal e complementar). Caso consideremos que os feixes emitidos sejam degenerados e com perdas iguais para sinal e complementar, escrevemos a potência máxima de saída como:

$$P_{out} = 4\eta_{max}(\sqrt{P_{in}P_{th}} - P_{th}), \quad (4.29)$$

em que $\eta_{max} = \frac{\gamma}{\gamma'} \frac{\gamma_0}{\gamma'_0}$ é a eficiência máxima de conversão dos fótons do feixe de bombeio em sinal e complementar. Observamos que a eficiência de conversão depende somente das perdas do sistema, dessa forma esperamos que a maior parte das perdas seja devido às transmissões dos espelhos. No caso ideal, para um sistema livre de perdas espúrias, espera-se uma eficiência de 100%. O acoplamento não linear é absorvido na potência de limiar e portanto a eficiência

não depende desse termo, o que implica que a eficiência máxima ocorre para quando a potência de entrada for igual a 4 vezes o limiar de oscilação.

Empregaremos agora a teoria aqui apresentada no desenvolvimento de uma nova fonte de luz em nosso laboratório, um OPO bombeado por luz ressonante com um meio atômico.

Capítulo 5

Construção do Oscilador Paramétrico Ótico Triplamente Ressonante

O OPO triplamente ressonante é aquele no qual a cavidade é ressonante para os feixes de bombeio, sinal e complementar [13]. Buscamos a construção de um OPO com essa configuração, pois o feixe de bombeio, refletido pelo OPO, carrega informações dos feixes emitidos pela cavidade [35]. Essa característica nos é interessante, pois pretendemos utiliza-lo como fonte de luz emaranhada para interação com a armadilha magneto ótica de rubídio presente em nosso laboratório. Como primeiro passo, é necessário a construção e caracterização do OPO.

No capítulo anterior realizamos um estudo teórico, no regime semiclássico, sobre as principais características de um oscilador paramétrico ótico. Vimos que para que ocorra oscilação é necessário que os ganhos superem as perdas intracavidade e que essa situação ocorre para uma determinada potência de bombeio, denominada potência de limiar. A potência de limiar está relacionada com as perdas por transmissão pelos espelhos que compõem a cavidade do OPO, com as perdas espúrias geradas pelo sistema e com a potência de entrada.

Nesse capítulo, descreveremos o OPO construído. Parte deste trabalho consistiu na elaboração das peças que estruturam o OPO. À medida que se fizer necessário, explicaremos os principais conceitos físicos relacionados aos elementos que compõem o OPO. Inicialmente, dissertamos sobre a montagem do aparato experimental, em seguida, sobre os elementos que compõem a cavidade, os espelhos e o cristal. Com todas as peças necessárias para sua constru-

ção, precisamos realizar o acordo de modo e após alinhar esse sistema, espera-se que ele oscile para uma determinada potência de bombeio. Por fim, obtemos as curvas de caracterização do TROPO e a eficiência de conversão do sistema.

5.1 Aparato Experimental

A figura 5.5 é um diagrama do aparato experimental. O laser de bombeio é um Titânio Safira (Ti:Sa) sintonizável de 730 a 800 nm com operação monomodo através do uso combinado do filtro de Lyot e etalon e potência de saída em torno de 832 mW quando bombeado por 5 W de luz verde (532 nm) produzidas por um laser de estado sólido Verdi-V18 da Coherent. Ao sair da cavidade o feixe atravessa dois isoladores óticos (IO), que impedem que o feixe retrorefletido pelo OPO retorne à cavidade laser. A lâmina de meia onda (LMO1) e o cubo polarizador (CP1) formam um conjunto de controle de intensidade, a LMO2 ajusta a polarização do feixe que irá incidir na cavidade do OPO.

Figura 5.1: Montagem do oscilador paramétrico ótico.

Os espelhos E1 e E2 auxiliam no alinhamento da cavidade. O conjunto formado pelas lentes L1 e L2 fazem o acordo de modo entre o feixe de bombeio e o modo da cavidade. A lente L2 está montada em um translador XYZ da Thorlabs, o que facilita o melhor posicionamento da mesma para realização do acordo de modo.

A cavidade do OPO é formada pelos espelhos M1 e M2 que possuem raio de curvatura $R = 25$ mm, o espelho de saída está acoplado a um PZT (a sigla é uma abreviação para sua fórmula química $Pb[Zr_{(x)}Ti_{(1-x)}]O_3$). O PZT é um material cerâmico perovskito caracterizado

pelo efeito piezoelétrico, que tem como função controlar o tamanho da cavidade. Os espelhos estão inseridos em suportes Polaris de 1/2" fabricados pela Thorlabs escolhidos pela estabilidade mecânica que esses suportes fornecem. Os suportes estão montados em cilindros que ficam fixos à mesa ótica de modo que a cavidade tenha o mínimo de graus de liberdade, o que garante uma montagem robusta, reduzindo a sua sensibilidade a vibrações mecânicas. Para ajustar o tamanho da cavidade temos que mover o suporte cilíndrico e o objetivo é após esse ajuste manter o tamanho da cavidade fixo.

No interior da cavidade temos um cristal PPKTP (*Periodically Poled Potassium Titanyl Phosphate*) tipo I fabricado pela empresa Raicol, que possui 15 mm de comprimento, índice de refração médio de 1,75 para 780nm e 1,81 para 1560 nm¹ e tratamento antirrefletor para ambos os comprimentos de onda (1560 e 780 nm). O cristal está fixo em um translador XYZ e em um com variação angular, o que permite o metuculoso posicionamento do cristal.

5.2 Cristal não linear

Para o experimento desenvolvido, o meio não linear utilizado foi um cristal do tipo PPKTP, que possui susceptibilidade não-linear de ordem 2. Nessa seção descreveremos as principais características desse tipo de cristal. Primeiro faremos uma breve descrição sobre cristais em acordo de fase tipo I e tipo II e na subseção seguinte, discorreremos sobre as propriedades e características técnicas relacionadas ao PPKTP.

5.2.1 Tipos de acordo de fase

O processo de conversão que ocorre no OPO é denominado de conversão paramétrica descendente e está submetido a duas condições:

$$\begin{aligned}\hbar\omega_0 &= \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2, \\ \mathbf{k}_0 &= \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2,\end{aligned}\tag{5.1}$$

¹Valores obtidos no site <http://refractiveindex.info>, mais detalhes podem ser encontrados na referência [36].

que são a conservação de energia e momento. A conservação do momento também é conhecida como acordo de fase em que $\mathbf{k}_i$, $i = 0, 1, 2$ são os momentos do bombeio, sinal e complementar. Podemos, quanto às polarizações de saída dos feixes gêmeos classificar o cristal como em acordo de fase tipo I ou tipo II.

Quando dizemos que um cristal está em acordo de fase do tipo I, os feixes de frequências mais baixas estão polarizados paralelamente. Para um acordo de fase do tipo II, os feixes de saída são polarizados de forma ortogonal.

Para esse experimento, pedimos ao fabricante um cristal do tipo II devido à facilidade para separação dos feixes emitidos, pois precisaríamos somente de um cubo polarizador na saída do OPO. Porém, ao tentarmos realizar a medida do comprimento de onda dos feixes emitidos pelo OPO descobrimos que ele possui um acordo de fase do tipo I.

5.2.2 PPKTP

Cristais do tipo KTP (*Potassium Titanyl Phosphate*) são ferroelétricos à temperatura ambiente, ortorrômbicos e não centrossimétricos, fazem parte do grupo pontual $mm-2$ e possuem uma região de alta transparência entre $0,35\mu m$ e $4,5\mu m$ [37]. São conhecidos por sua grande birrefringência e por possuírem altos valores de coeficientes não lineares e eletro-óticos. Essas propriedades os fazem especialmente úteis para aplicações como na geração de segundo harmônico e osciladores paramétricos óticos.

O PPKTP é um cristal polarizado periodicamente. Esses cristais são fabricados de tal forma que a orientação de um dos seus eixos cristalinos é invertida periodicamente como função da posição com o material. Uma inversão na direção desse eixo tem como consequência a inversão no sinal do coeficiente de acoplamento não linear o que gera uma compensação no desacordo de fase e permite que a intensidade na geração do segundo harmônico aumente.

Figura 5.2: Ilustração da inversão dos domínios ferroelétricos para cada camada do cristal. Cada duas inversões tem um período denominado de Λ .

Esse tipo de material é utilizado para obtermos o desacordo de fase conhecido como *Quasi-Phase-Matching* (QPM), processo esse utilizado quando não se consegue alcançar um perfeito acordo de fase. O efeito de QPM pode ser ilustrado na figura (5.3), onde a curva a) é obtida a partir de um perfeito acordo de fase, ou seja, quando $\Delta k = 0$ na equação 3.19, que está relacionada com a intensidade máxima do segundo harmônico. Na curva c) temos que o desacordo de fase é $\frac{2\pi}{\Lambda}$, ou seja, a amplitude do segundo harmônico oscila com a distância de propagação. Já na curva b) temos a ilustração do QPM, onde percebemos que a intensidade do segundo harmônico aumenta ao longo do cristal, onde observa-se que esse crescimento oscila a cada período. Então, cada vez que a amplitude do campo começa a diminuir como consequência do desacordo de fase ocorre uma inversão no sinal do coeficiente não linear, o que permite que a amplitude do campo continue crescendo.

Figura 5.3: Ilustração dos diferentes desacordos de fase em função da razão $\frac{z}{\Lambda}$. Figura extraída da referência [38].

A técnica de QPM foi pimeiramente implementada por Bloember et al. [39] e por Franken

e Ward [40], como forma de obter uma melhor eficiência de acordo de fase entre as ondas propagantes, otimizando os termos de acoplamento não linear do tensor de susceptibilidade.

5.2.3 Resfriamento do cristal

A previsão teórica do emaranhamento entre os feixes de bombeio, sinal e complementar produzidos por um oscilador paramétrico ótico ocorreu no ano de 2006 no trabalho [35] realizado pelo nosso grupo. Porém, a comprovação experimental desse efeito foi dificultada pela presença de um excesso de ruído presente na fase dos feixes gêmeos inserido pelo cristal não linear. No trabalho [41] foi apresentado e testado um modelo para correção do excesso de ruído. Em uma breve descrição, o modelo propõe que o excesso de ruído gerado na fase do campo pode ser descrito como proporcional ao número médio de fônons na rede cristalina $\langle n \rangle$ vezes a intensidade I , dessa forma obtemos uma relação de direta proporcionalidade com a temperatura. Assim, ao diminuirmos a temperatura do sistema o excesso de ruído seria reduzido. Esse resultado pode ser visto no gráfico abaixo, onde representamos o parâmetro η_{ij} presente nos elementos da matriz de covariância $\langle \delta Q_j(\Omega) \delta Q_k(-\Omega) \rangle = \eta_{jk} \sqrt{P_j P_k}$ em que $i, j = 0, 1, 2$, como descrito na referência[41] em função da temperatura do cristal.

Figura 5.4: Dependência da temperatura com o ruído de acoplamento. Gráfico extraído da referência [41]

Descrições detalhadas sobre esse assunto podem ser encontradas nas seguintes referências[41],[42] e [43].

Para o OPO em estudo, quando formos caracterizar o emaranhamento tripartite entre os feixes gêmeos e o bombeio refletido, iremos resfriá-lo a uma temperatura de -50°C (temperatura para a qual os feixes gêmeos são degenerados em frequência caso o cristal fosse tipo II). Para isso, usaremos um elemento peltier (SP2402-01AB, Marlow Industries) e o OPO será resfriado no interior de uma câmara de vácuo para impedir o condensamento da água no aparato experimental.

Figura 5.5: a) Câmara de vácuo que será utilizada nos experimentos; b) Vista de dentro da câmara de vácuo. Pela base de cobre circula água que é mantida resfriada por um chiller a 5°C , em cima dessa base temos o peltier e o cristal que está inserido na base de alumínio.

Até o momento descrevemos a forma geral do sistema e o meio não linear utilizado. Explicamos o porquê de pretendemos resfriar a cavidade do OPO e como esse processo será realizado. Nesta seção, trataremos da construção da cavidade do OPO, da escolha dos espelhos, do acordo de modo utilizado e detalhes sobre o feixe que usamos como fonte de bombeio.

5.3 Construção da cavidade

A cavidade do OPO é formada por dois espelhos de raios de curvatura iguais a 25 mm fabricados pela *ATFilms*². O espelho de entrada é altamente refletor, $R = 99,9\%$ para 1560 nm e parcialmente transmissor para 780 nm , $R = 70\% \pm 3\%$. O espelho de saída é altamente refletor para 780 nm , $R = 99,9\%$ e para 1560 nm , $R = 96\% \pm 1\%$.

Para minimizar quaisquer interferências no processo de medida devido a vibrações mecânicas ou variações de temperatura, procuramos construir uma cavidade que pudesse ser mecanica-

²Em anexo no apêndice A encontram-se as curvas com as características técnicas dos espelhos.

mente estável. Dessa forma, os suportes para os espelhos foram montados em bases que ficam fixas à mesa ótica após o tamanho da cavidade ser ajustado.

Figura 5.6: Montagem da cavidade do OPO. Suportes dos espelhos fixos em uma estrutura rígida de metal de modo a garantir estabilidade mecânica.

Para o cálculo do tamanho da cavidade, propagaremos o feixe, partindo do centro do cristal até o espelho de saída. Para minimizarmos as perdas por difração, consideraremos que o raio de curvatura da frente de onda do feixe dentro da cavidade deve ter o tamanho do raio de curvatura do espelho(R_E). Supondo a origem no centro da cavidade:

$$\begin{aligned}
 R(z) &= z \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right], \\
 R\left(\frac{L_{cav}}{2}\right) &= \frac{L}{2} \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda \frac{L_{cav}}{2}} \right)^2 \right] = R_E, \\
 z_R &= \frac{\sqrt{(2R_E - L_{cav})L_{cav}}}{2}.
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

Observamos nessa relação, por exemplo, que para um dado raio de curvatura do espelho temos um conjunto de opções que relacionam o comprimento de Rayleigh com o tamanho da cavidade. Buscamos parâmetros que nos gere uma maior taxa de conversão paramétrica, para

isso usamos a seguinte relação[33]:

$$l = 5,6z_R, \quad (5.3)$$

em que l é comprimento do cristal e z_R o comprimento de Rayleigh dentro do cristal que vale 2,68 mm. O comprimento da cavidade sem o cristal deve medir em torno de $L = 49,9$ mm. Nos interessa saber qual o comprimento ótico de difração(L_{od}) dessa cavidade, ou seja, qual comprimento que ela deve ter após inserirmos o cristal de comprimento $l = 15$ mm. Calculamos da seguinte forma:

$$L_{od} = L_{cav} - l \left(\frac{1}{n} - 1 \right). \quad (5.4)$$

Ao relacionarmos as equações 5.2 e 5.4, obtemos que a cavidade do OPO deve medir em torno de 56,5mm.

5.3.1 Laser de bombeio. Ti:Sa.

O laser de Ti:Sa foi montado pelo colega Flavio C. D. de Moraes no seu trabalho de mestrado [11]. Esse laser gera um campo com ruído de amplitude e fase igual ao *shot-noise* para frequências de análise superiores a 10MHz. Ele é bombeado por um Verdi-V18 da Coherent e opera entre 730 nm e 800 nm, podendo ser extendido através da troca dos espelhos da cavidade que contém o meio de ganho. Operando em 780 nm sua potência de saída chega a 832 mW para um bombeio de 5 W e sua largura de linha inferior a 0,6 MHz. Foi verificado que o perfil transversal do laser corresponde a um perfil gaussiano livre de astigmatismo e que ele sofre uma variação média de frequência de $10,35(81)MHz/minuto$.

Um dos objetivos da construção do laser foi para que esse servisse como bombeio para o OPO que está em construção, visto que esse laser gera um estado coerente, sem excesso de ruído quântico. O motivo de querermos o bombeio nesse comprimento de onda é que dessa forma podemos trabalhar em conjunto com o sistema atômico de rubídio já presente no laboratório que possui as linhas de transição, D1 e D2, nos comprimentos de onda de 795 nm e 780 nm.

Para maiores detalhes sobre a construção e caracterização desse laser ver trabalho [11].

5.3.2 Caracterização dos espelhos da cavidade

Com as medidas dos dados técnicos fornecidos pela ATFilms buscamos confirmar as transmissões dos espelhos para os comprimentos de onda utilizados. As curvas fornecidas pela ATFilms encontram-se no apêndice A, para o cristal não temos curvas de caracterização. Medimos a intensidade do feixe antes e depois de cada espelho para 780 nm e 1560 nm. Para 780 nm medimos 29,6(0,4)% para a transmissão do espelho de entrada. Para o espelho de saída obtivemos 3,84(0,04)% de transmissão para 1560 nm.

5.3.3 Acordo de modo

Para fazermos o acordo entre o modo do feixe de bombeio e o da cavidade do OPO, precisamos encontrar um conjunto de lentes que satisfaça as condições de transformação da cintura do feixe de bombeio à cintura da cavidade do OPO.

A cintura no centro da cavidade do OPO vale $19\mu m$, calculada a partir do parâmetro de Rayleigh em 5.3 e a cavidade possui 56,5mm de comprimento. A cavidade do feixe de bombeio consiste de 4 espelhos, sendo 2 curvos e dois planos, e um cristal, a cintura do laser de bombeio vale $300\mu m$ e a separação entre os espelhos planos vale 120 mm.

Figura 5.7: Representação da cavidade do laser Titânio Safira.

O espelho de entrada da cavidade do OPO se comporta como uma lente divergente de distância focal $F3 = -48,54$ mm (calculada pela equação do fabricante de lentes). Usemos a figura 5.8 como guia para nos referirmos ao processo adotado para realização do acordo de modo.

nm. Medimos as perdas, a finesse, a eficiência de conversão do sistema e a potência de saída em relação à potência de entrada.

Como primeira medida, após alinhamento do TROPO, obtivemos o limiar de oscilação do OPO em torno de 50(2) mW para o comprimento de onda de 780,230(0,030) nm, comprimento de onda compatível com a linha D2 do rubídio. A seguir, apresentaremos os dados das medidas realizadas para diferentes comprimentos de onda do feixe de bombeio.

5.4.1 Relação de Potências

Para caracterizarmos o OPO, usaremos algumas relações obtidas nos capítulos 3 e 4. Lembremos que somente há oscilação, quando o ganho se iguala às perdas na cavidade. Reescreveremos a equação 4.29 que nos fornece a relação entre a potência de entrada e a potência de saída do OPO:

$$P_{out} = \eta_{max}(\sqrt{P \cdot P_{th}} - P_{th}), \quad (5.5)$$

a quantidade $\eta_{max} = \frac{\gamma\gamma_0}{\gamma'\gamma'_0}$ é a eficiência de conversão em que γ_i representa as perdas devido às transmissões dos espelhos para cada feixe e γ'_i as perdas totais do sistema, ou seja, a soma das perdas por transmissão mais as perdas espúrias. Podemos reescrever a eficiência de conversão como $\eta_{max} = \epsilon\epsilon_0$ em que ϵ_j é a razão entre as perdas.

Caracterização da cavidade para os feixes gêmeos

Buscamos conhecer quais as características técnicas da cavidade para os feixes sinal e complementar. Esses dados são importantes, pois ao gerarmos as curvas para o TROPO precisamos saber quais as perdas relacionadas aos feixes emitidos para o cálculo da eficiência de conversão. Como ainda não construímos uma forma de analisar os feixes que saem da cavidade, utilizamos um laser³ que emite em 1560 nm como fonte de bombeio na cavidade já construída e refizemos o acordo de modo para esse comprimento de onda. Obtivemos que a finesse vale $F = 155$, as perdas espúrias valem 0,05(0,10)% e a transmissão para o espelho de saída 3,84(0,04)%⁴.

³No apêndice B curva de caracterização do laser.

⁴Em anexo, no apêndice A, curva de caracterização fornecida pelo fabricante.

Curvas de caracterização do TROPO

Figura 5.9: $\lambda_{\text{bombeio}} = 780.024 \text{ nm}$. A curva vermelha tem como parâmetros livres η e P_{th} , nesse caso, obtemos $\gamma' = 6,19(0,38)\%$. Em azul temos o comportamento da curva para o valor de $P_{th} = 54,6(2,7) \text{ mW}$ obtido experimentalmente.

Para esse caso obtivemos uma eficiência de conversão de $55,3(0,8)\%$, a razão entre as perdas para os feixes gêmeos foi de $62(4)\%$ e para o bombeio de $87(5)\%$ medidas através das perdas intracavidade, da finesse e das transmissões pelos espelhos.

Figura 5.10: Na curva vermelha temos os parâmetros livres η e P_{th} , nesse caso, obtemos $\gamma' = 5,43(0,35)\%$. Na curva azul utilizamos o valor de $P_{th} = 40,3(2,0)$ mW obtido experimentalmente.

Para $\lambda_{bombeio} = 780.126$ nm, a eficiência de conversão obtida foi de $69,7(1,1)\%$, a razão entre as perdas para os feixes gêmeos foi de $97(6)\%$ e para o bombeio de $74(4)\%$.

As curvas características obtidas para os comprimentos de onda condizem com o esperado para um TROPO, as perdas espúrias medidas para o sistema foram $0,05(0,1)\%$. As perdas calculadas, geraram perdas espúrias maiores que esse valor, dessa forma, estamos superestimando as perdas no sistema. Além das curvas para os comprimentos de onda acima, caracterizamos o sistema para $\lambda = 780,070(0,030)$ nm e $\lambda = 780,850(0,030)$ nm. Obtivemos um menor limiar de oscilação para $\lambda = 780,850(0,030)$ nm, cujo valor foi de $19,8(1,5)$ mW.

Abaixo segue um gráfico que relaciona os diferentes comprimentos de onda do bombeio com o valor de potência de limiar obtido.

Figura 5.11: Variação da potência de limiar em relação ao comprimento de onda do bombeio. Os pontos representados pela cor lilás representam medidas do comprimento de onda em função da potência de bombeio, para esses dados não levantamos as curvas de caracterização. Os pontos azul e vermelho representam a relação entre o comprimento de onda do bombeio e a potência de limiar, tal como nas figuras 5.9 e 5.10. Os dados em azul são aqueles em que fixamos a P_{th} como sendo aquela medida com o medidor de potência e os dados em vermelhos são os resultados obtidos por método gráfico. A curva pontilhada serve como guia para os olhos.

Na tabela abaixo estão os valores obtidos para os parâmetros de interesse para todos os comprimentos de onda que caracterizamos.

Além de determinarmos como o sistema se comporta a partir da potência de limiar e conhecermos os valores das perdas presentes no sistema, medimos para qual temperatura os feixes sinal e complementar são degenerados. Dessa forma, conhecemos o comportamento do OPO com a temperatura e a curva que confirma que o cristal utilizado no experimento é um cristal do tipo I.

$\lambda(nm)$	$P_{th}^{exp}(mW)$	$P_{th}(mW)$	η_{max}	ϵ
780,024(0,030)	54,6(2,7)	73(2)	55,3(0,8)	70,8(1,1)
780,070(0,030)	49,3(2,5)	61,7(1,2)	56,5(0,8)	72,3(1,1)
780,126(0,030)	40,3(2,0)	53(3)	69,7(1,1)	89,3(1,1)
780,850(0,030)	16,6(0,8)	19,8(1,5)	71,4(1,8)	91,5(1,3)

Tabela 5.1: A coluna P_{th}^{exp} corresponde aos valores medidos no laboratório com o medidor de potência. Os valores descritos na coluna P_{th} e na η_{max} são referentes aos obtidos pelo ajuste da curva correspondente a equação 4.29. A finesse da cavidade para o bombeio vale 13(1) que nos fornece uma razão para as perdas do bombeio, $\epsilon_0 = 78(4)\%$ e dessa forma estimamos a razão entre as perdas para os feixes gêmeos.

5.4.2 Comprimento de onda de saída do OPO para diferentes temperaturas.

Para medida do comprimento de onda de saída do OPO usamos um monocromador, fixamos o comprimento do feixe de bombeio em 780.000(0.030)nm e variamos a temperatura do sistema. Segue abaixo o conjunto de dados obtidos.

<i>Temperatura</i> ($^{\circ}C$)	20	18	15	14
$\Delta\lambda$ (nm)	174	108	61	36

(5.6)

em que $\Delta\lambda$ é a diferença entre os comprimentos de onda dos feixes sinal e complementar. Nos gráficos abaixo temos as curvas experimental e teórica que relacionam a temperatura com os comprimentos de onda dos feixes sinal e complementar.

Figura 5.12: Curva de temperatura para um OPO tipo I. O *poling period* do cristal vale $25.4\mu m$.

Figura 5.13: Simulação teórica do valor da temperatura para o qual os feixes são degenerados em frequências.

Na figura 5.12 percebemos que em torno de $14^{\circ}C$ é provável que os feixes gêmeos estejam degenerados. A simulação 5.13 foi feita no programa SNLO (*Select Non-Linear Optics*, software livre desenvolvido pelo Dr. Arlee Smith)⁵. Nela temos para qual temperatura os feixes possuem mesmo comprimento de onda. Para essa simulação o *poling period* utilizado foi de $25.990\mu m$ (dado fornecido pelo programa).

Construímos e caracterizamos um oscilador paramétrico ótico triplamente ressonante, esse trabalho se faz necessário como passo intermediário na realização de um sistema maior. O próximo passo mais imediato será a medida do emaranhamento entre os feixes emitidos pelo OPO e em seguida a interação entre esse sistema e a MOT presente no laboratório.

⁵Esse programa foi desenvolvido com o objetivo de ajudar na seleção de cristais não lineares e modelar os processos de conversão não lineares que ocorrem nesses cristais. Na referência [44] há mais informações sobre o programa, como baixar e instruções de uso.

Capítulo 6

Perspectivas e Conclusões

No período de realização deste trabalho, contruímos um oscilador paramétrico ótico em que os feixes de bombeio, sinal e complementar são ressonantes com a cavidade. O feixe de bombeio é um laser de Titânio Safira que opera numa faixa de comprimento de onda entre 730 nm e 800 nm, com potencial de extensão. Os feixes emitidos possuem comprimento de onda na ordem de 1560 nm.

Medimos a potência de limiar do OPO para diversos comprimentos de onda entre 780 nm e 781 nm, pois foi a região em que obtivemos oscilação. O menor limiar de oscilação, $P_{th} = 19,8(1,5)$ mW, foi alcançado para $\lambda = 780.850$ nm assim como a melhor eficiência de conversão, $71,4(1,8)\%$. O sistema possui perdas espúrias de $0,05(0,10)\%$.

A faixa de comprimento de onda do bombeio nos é interessante devido ao objetivo para o qual construímos esse OPO. O ^{87}Rb possui as linhas D1 e D2 nos comprimentos de onda 794,980 nm e 780,240 nm, no laboratório possuímos uma armadilha magneto ótica que contem vapor de rubídio. Pretendemos interligar esses dois sistemas, o OPO e a MOT. Para isso, precisamos que o OPO seja bombeado por um feixe que possua comprimento de onda nas linhas do rubídio.

Pretendemos gerar emaranhamento entre os feixes gêmeos emitidos pelo OPO e o bombeio refletido para que o bombeio refletido possa ser enviado aos átomos e esse carregaria a informação presente nos feixes gêmeos. Poderíamos assim utilizar o sistema atômico como um ambiente capaz de armazenar informação, como uma memória quântica. Os feixes emitidos em 1560 nm estão na janela das telecomunicações (1530-1565 nm) [12] e podem ser transmitidos por fibras

ólicas. Dessa forma, permitiríamos a comunicação entre a nuvem de vapor atômico e um outro sistema físico que fosse submetido ao mesmo processo de emaranhamento.

A construção desse OPO abre espaço para novos estudos que relacionam dois sistemas presentes em nosso laboratório. Um sistema atômico, a MOT e o OPO. Desde a construção do primeiro OPO em nosso grupo [38], pesquisamos sobre as novas possibilidades que esse equipamento tem a oferecer. Como exemplos, foram feitas as primeiras medidas que atestavam o emaranhamento entre três feixes de cores distintas [13], está em desenvolvimento um oscilador paramétrico ótico duplamente ressonante para realização de teletransporte entre feixes de cores distintas [45] e nesse contexto, a construção do OPO desenvolvida nessa dissertação abre espaço para novos caminhos, empregando enfim o emaranhamento do OPO para protocolos de comunicação quântica.

Apêndice A

Dados ATFilms

Espelho de entrada

Espelho de saída

Figura A.2: Dados referentes a transmissão pelo espelho de saída dos feixes ressonantes com a cavidade do OPO.

Apêndice B

Laser centrado em 1560 nm

O laser utilizado como fonte de bombeio em 1560 nm foi o laser RIO-Orion, possui potência de saída em torno de 20 mW, baixo ruído de fase, mais informações podem ser obtidas no manual [46] do laser. Realizamos a medida para confirmar o comprimento de onda de emissão do laser em um espectômetro de alta resolução da Agilent¹ e obtivemos $\lambda = 1560.59$ nm, ou em termos da frequência, $f = 192.10$ THz.

Figura B.1: Comprimento de onda de saída do laser RIO em torno de 1560 nm.

¹Gentilmente cedido pelo professor Hugo Fragnito coordenador do laboratório CePOF-Unicamp.

Figura B.2: Frequência de emissão central do laser, 192.10 THz.

Referências Bibliográficas

- [1] Hoi-Kwong Lo, Sandu Popescu, and Tim Spiller. *Introduction to Quantum Computation and Information*. World Scientific Pub Co Inc, 2001.
- [2] A. Furusawa, J.L Sorensen, S. L. Braunstein, C. A. Fuchs, H. J. Kimble, and E. S. Polzik. Unconditional quantum teleportation. *Science*, 282:706, 1998.
- [3] A. I. Lvovsky, B.C. Sanders, and W. Tittel. Optical quantum memory. *Nat. Phot.*, 3:706–714, 2009.
- [4] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev.*, 47:777, 1935.
- [5] N. Bohr. Can quantum mechanical description of physical reality be considered complete? *Phys. Rev.*, 48:696, 1935.
- [6] E. Schrödinger. Discussion of probability relations between separated systems. *Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 31:555, 1935.
- [7] J. S. Bell. On the einstei-podolsky-rosen paradox. *Physics*, 1:195, 1964.
- [8] M. A. Nielsen and I. L. Chuang. *Quantum Computation and Quantum Information*. Cambridge Univ. Press, 2000.
- [9] J. H. Kimble. The quantum internet. *Nature*, 453:1023–1030, 2008.
- [10] P.K.Lam and T. C. Ralph. Quantum cryptography: Continuous improvement. *Nat. Phot.*, 7:350–352, 2013.

- [11] Flávio Campopiano Dias de Moraes. Construção e caracterização de um laser contínuo de titânio-safira. Master's thesis, Universidade de São Paulo, 2013.
- [12] www.rp-photonics.com/optical_fiber_communications.html.
- [13] A. S. Coelho, F. A. S. Barbosa, J. E. S. Cesar, A. S. Villar, K. N. Cassemiro, M. Martinelli, and P. Nussenzeig. Three color entanglement. *Science*, 326:823–826, 2009.
- [14] C. Fabry and A. Perot. Theorie et applications d'une nouvelle methode de spectroscopies interferentielle. *Ann. Chim. Phys*, 16:115, 1899.
- [15] Norman Hodgson and Horst Weber. *Laser Resonators and Beam Propagation: Fundamentals: Advanced Concepts and Applications*. Springer, second edition, 2005.
- [16] H. Kogelnik and T. Li. Laser beams and resonators. *Applied Optics*, 5:10, 1966.
- [17] Anthony E. Siegman. *Lasers*. University Science Books, second edition, 1989.
- [18] William T. Silfvast. *Laser Fundamentals*. Cambridge, second edition, 2004.
- [19] Amnon Yariv and Pochi Yeh. *Photonics: optical electronics in modern communications*. Oxford University Press, sixth edition, 2006.
- [20] Alessandro Villar. Estudo de emaranhamento no oscilador paramétrico Ótico não-degenerado acima do limiar. Master's thesis, Unversidade de São Paulo, 2004.
- [21] Ian R. Kenyon. *The Light Fantastic: A Modern Introduction to Classical and Quantum Optics*. Oxford University Press, 2008.
- [22] Advanced Optics Laboratory. Optical resonators and mode matching.
- [23] Javier Alda. Laser and gaussian beam propagation and transformation. DOI:10.1081/E-EOE 120009751, Oct 2009.
- [24] Richard L. Sutherland. *Handbook of Nonlinear Optics*. Marcel Dekker, second edition, 2003.

- [25] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, third edition, 2008.
- [26] Z. Y. Ou, S. F. Pereira, H. J. Kimble, and K. C. Peng. Realization of the einstein-podolsky-rosen paradox for continuous variables. *Phys. Rev. Lett.*, 68:3663, 1992.
- [27] A. S. Villar, L. S. Cruz, K. N. Cassemiro, M. Martinelli, and P. Nussenzveig. Generation of bright two-color continuous variable entanglement. *Phys. Rev. Lett.*, 95:243603, 2005.
- [28] L. Wu, H. J. kimble, J. Hall, and H. Wu. Generation of squeezed states of light by parametric down conversion. *Phys. Rev. Lett.*, 57:2520, 1986.
- [29] N.M. Kroll. Parametric amplification and oscillation at optical frequencies. *Phys. Rev.*, 127:1207, 1962.
- [30] J. A. Giordmaine and R. C. Miller. Tunable coherent parametric oscillation in linbo_3 at optical frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, 14:973, 1965.
- [31] P.H.S. Ribeiro, C. Schwob, A. Maître, and C. Fabre. Sub-shot-noise high-sensitivity spectroscopy with optical parametric oscillator twin beams. *Opt. Lett.*, 22:1893, 1997.
- [32] T. Debuisschert, A. Sizmann, E. Giacobino, and C. Fabre. Type-ii continuous-wave optical parametric oscillators: oscillation and frequency-tuning characteristics. *J. Opt. Soc. Am. B*, 10:1668, 1993.
- [33] G. D. Boyd and D. A. Kleinman. Parametric interaction of focused gaussian light beams. *J. Appl. Phys.*, 39:3597, 1968.
- [34] L. Lugiato, C. Oldano, C. Fabre, and E. GiaE. Giacobino. Horowicz. Bistability, self-pulsing and chaos in optical parametric oscillators. *Nuovo Cimento*, 10:959, 1988.
- [35] A.S. Villar, M. Martinelli, C. Fabre, and P. Nussenzveig. Direct production of tripartite pump-signal-idler entanglement in the above-threshold optical parametric oscillator. *Phys. Rev. Lett.*, 97:140504, 2006.

- [36] Michael Bass, Casimer DeCusatis, Jay Enoch, Vasudevan Lakshminarayanan, Guifang Li, Carolyn MacDonald, Virendra Mahajan, and Eric Van Stryland. *Handbook of Optics, Third Edition Volume IV: Optical Properties of Materials, Nonlinear Optics, Quantum Optics (set)*. McGraw Hill Professional, 2009.
- [37] V.G. Dmitriev, G.G. Gurzadyan, and D.N. Nikogosyan. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer-Verlag, 1991.
- [38] Marcelo Martinelli. *Compressão de Ruído Quântico e Efeitos Transversos em Osciladores Paramétricos Óticos*. PhD thesis, Universidade de São Paulo, 2002.
- [39] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan. Interaction between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, 127:1918–1939, 1962.
- [40] P. A. Franken and J.F. Ward. Optical harmonics and nonlinear phenomena. *Rev. Mod. Phys.*, 35:23–39, 1963.
- [41] J. E. S. Cesar, A.S. Coelho, K.N. Cassemiro, A.S. Villar, M. Lassen, P. Nussenzveig, and M. Martinelli. Extra phase noise from thermal fluctuations in nonlinear optical crystals. *Physical Review A*, 79:063816, 2009.
- [42] Jônatas Eduardo da Silva César. Excesso de ruído no oscilador paramétrico Ótico. Master’s thesis, Universidade de São Paulo, 2008.
- [43] Antonio Sales Oliveira Coelho. Emaranhamento tripartite no oscilador paramétrico Ótico. Master’s thesis, Universidade de São Paulo, 2009.
- [44] <http://www.as-photonics.com>.
- [45] Igor Konieczniak. Teletransporte de informação quântica entre campos de cores distintas. Master’s thesis, Universidade de São Paulo, 2013.
- [46] www.rio-inc.com/_products/orion-laser-source.html.