Universidade Estadual de Campinas Instituto de Física "Gleb Wataghin"

Marina Trad Nery

Oscilador paramétrico óptico contínuo e unicamente ressonante no infravermelho próximo

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física da Universidade Estadual de Campinas para obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador:

Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz

Este exemplar corresponde à versão final da dissertação de mestrado defendida pela aluna Marina Trad Nery e orientada pelo Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA POR VALKÍRIA SUCCI VICENTE – CRB8/5398 - BIBLIOTECA DO IFGW UNICAMP

N359o

Nery, Marina Trad, 1987-

Oscilador paramétrico óptico contínuo e unicamente ressonante no infravermelho próximo / Marina Trad Nery. – Campinas, SP: [s.n.], 2012.

Orientador: Flávio Caldas da Cruz. Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

- 1. Oscilador paramétrico ótico. 2. Ótica não-linear.
- 3. Infravermelho próximo. I. Cruz, Flávio Caldas da, 1966-
- II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em inglês: Continuous optical parametric oscillator in the near infrared **Palavras-chave em inglês:**

Optical parametric oscillator

Nonlinear optics Near infrared

Área de Concentração: Física Titulação: Mestra em Física Banca Examinadora:

Flávio Caldas da Cruz [Orientador] Katiúscia Nadyne Cassemiro Gustavo Silva Wiederhecker Data da Defesa: 25-06-2012

Programa de Pós-Graduação em: Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE **MARINA TRAD NERY - R.A. 045291** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 25 / 06 / 2012.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Flávio Caldas Cruz
Orientador da Candidata - DEQ/IFGW/UNICAMP

Kativiscia N. cossemuio

Prof^a. Dr^a. Katiuscia Nadyne Cassemiro DF/UFPE

Prof. Dr. Gustavo Silva Wiederhecker
DFA/IFGW/UNICAMP

Dedicatória

Aos meus pais, por todo apoio e amor incondicional

Agradecimentos

Agradeço primeiramente aos meus pais, por todo suporte em minha vida nos momentos difíceis e por todo carinho. À minha mãe por sempre me acolher tão bem, ser tão compreensiva e fazer comidas tão gostosas em casa! Ao meu pai por estar sempre presente, por ter orgulho das minhas conquistas e pelo bom humor mesmo nos momentos difíceis.

Ao meu orientador prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz pela oportunidade, paciência e atenção. Obrigada por me ensinar a ser persistente, mesmo quando as coisas não vão bem no laboratório!

Aos meus familiares, especialmente aos meus avós Vitória e Hélio, aos meus tios Carmen e Gilberto, e ao meu querido irmão.

Aos meus amigos de laboratório Eduardo, Matheus e especialmente à Silvânia por todo carinho e apoio.

Ao Jean-Jacques por toda contribuição que deu a este trabalho, me ensinando com toda paciência e cautela todos os procedimentos experimentais críticos de um oscilador paramétrico óptico. Além disso, agradeço pela amizade formada e por ele resgatar em mim todo amor que tenho pela física.

Ao Niklaus por toda contribuição ao trabalho.

Um agradecimento a todas as meninas que moram comigo, por fazerem um lar tão gostoso de morar. Em especial um agradecimento à Flávia Maria, por estar presente sempre que preciso, por ser tão engraçada e compreensiva.

À Arline Melo por ter se mostrado uma pessoa tão especial na minha vida, me

apoiando em todos os momentos e sendo uma pessoa fiel, companheira e que me faz sentir melhor.

À minha irmã de coração Juliana Barbosa, por tudo que uma irmã pode ser.

À Priscila Sélos por nossa grande amizade e sintonia.

Aos meus queridos amigos da física Ronaldo, Luis Fernando, Baianóvski, Nayara e especialmente ao Bruno por todo o carinho e boas risadas.

Aos meus colegas de trabalho da INOVA, especialmente à Soraia pelo companheirismo e bondade e à minha líder Patricia por ser uma figura tão inspiradora no meu trabalho e na conduta da minha vida pessoal.

Aos professores da banca pela contribuição ao meu trabalho.

Agradeço por ter na minha vida pessoas tão especiais.

Ao CNPQ pelo apoio financeiro.

À CAPES pelo projeto CAPES-COFECUB que deu início a este trabalho.

À FAPESP pelo apoio financeiro.

Ao CEPOF e FOTONICOM pelo apoio financeiro.

À secretaria do DEQ por toda ajuda.

Algumas palavras

"Não basta abrir a janela para ver os campos e o rio.

Não é o bastante não ser cego para ver as árvores e as flores.

É preciso também não ter filosofia nenhuma.

Com filosofia não há árvores: há idéias apenas.

Há só cada um de nós, como uma cave.

Há só uma janela fechada, e o mundo lá fora;

E um sonho do que se poderia ver se a janela se abrisse,

Que nunca é o que se vê quando se abre a janela."

(Alberto Caeiro)

Resumo

Esta tese reporta o projeto e a construção de um oscilador paramétrico óptico contínuo de frequência única e sintonizável em torno de 846 nm. O cristal responsável pela conversão de frequências é o MgO:PPSLT (Tantalato de Lítio periodicamente polado e dopado com 1% de Óxido de Magnésio), e este é bombeado por até 6 W de um laser contínuo emitindo em 532 nm. Um dos objetivos do experimento é a geração de segundo harmônico, a partir de luz infravermelha, resultando em radiação na região espectral do azul, mais precisamente em 423 nm, necessária para experimentos de aprisionamento e resfriamento de átomos neutros de Cálcio. Para isso foi montada uma cavidade em anel unicamente ressonante para o feixe sinal e foi observada oscilação do dispositivo em uma potência limiar próxima de 5 W, mais alta do que o calculada previamente. Foi possível observar a emissão de 30 mW de radiação do feixe sinal o que representa uma potência de 30 W dentro da cavidade, já que o espelho de saída era 99,9% refletor. Também foi possível observar luz azul devido à geração de segundo harmônico (sem casamento de fase) dentro do cristal PPSLT. Ao longo deste trabalho são apresentados cálculos detalhados da cavidade óptica, das curvas de sintonia do cristal por temperatura e periodicidade da grade e do ganho paramétrico óptico. Acreditamos que o alto limiar de oscilação do dispositivo esteja relacionado a perdas devidas ao efeito fotorefrativo no cristal, produzido pelo laser de bombeio, já que as perdas da cavidade devido aos espelhos e ao cristal eram baixas. Esta hipótese deve ser melhor investigada em futuras implementações de OPOs bombeados por altas potências na região espectral do visível.

Abstract

This thesis reports the design and construction of an continuously tunable and single frequency optical parametric oscillator around 846 nm. The crystal responsible for the frequency conversion is MgO: PPSLT (periodically poled lithium tantalate doped 1% of magnesium oxide), pumped with up to 6 W by a continuous-wave laser emitting at 532 nm. One goal of the experiment is the second harmonic generation from infrared light, resulting in radiation in the blue spectral region, more precisely 423 nm, necessary for experiments of cooling and trapping of neutral calcium atoms. A ring cavity resonant only for the signal beam was mounted and oscillation has been observed with a threshold of 5 W, higher than previously calculated. It was observed 30 mW of radiation from the signal representing an intracavity power of 30 W, given the output coupler reflectivity of 99.9% reflector. We also observed blue light due to second harmonic generation (without phase matching) within the crystal PPSLT. Throughout this work we present detailed calculations of the optical cavity, temperature tuning curves for the crystal period of the poling grate and the optical parametric gain. We believe that the observed high threshold is related to losses due to the photorefractive effect in the crystal produced by the pump laser, since other losses due to the cavity mirrors and the crystal were very low. This hypothesis should be further investigated in future implementations of OPOs pumped by high powers in the visible spectral region.

Conteúdo

| | Ded | icatória | iv | | |
|---|------|--|------------|--|--|
| | Agra | adecimentos | V | | |
| | Resu | umo | viii | | |
| | Abs | tract | ix | | |
| 1 | Intr | ntrodução | | | |
| 2 | Intr | rodução à óptica não linear | 6 | | |
| | 2.1 | Polarização e susceptibilidade não lineares | 6 | | |
| | | 2.1.1 Fenômenos devidos à polarização e susceptibilidade não linear de | | | |
| | | segunda ordem | 8 | | |
| | 2.2 | Equações de onda não linear | 12 | | |
| | 2.3 | Geração de diferença de frequência e conversão paramétrica descendente | | | |
| | | ou amplificação paramétrica óptica | 13 | | |
| | 2.4 | Conservação de momento e casamento de fase | 15 | | |
| | | 2.4.1 Casamento de Fase por Birrefringência | 18 | | |
| | | 2.4.2 Quase casamento de fase | 19 | | |
| 3 | Osc | ciladores paramétricos ópticos | 2 6 | | |
| | 3.1 | Introdução | 26 | | |
| | 3.2 | Aplicações e vantagens | 28 | | |
| | 3.3 | Cristais | 29 | | |

CONTEÚDO xi

| | 3.4 | Fontes | s de laser de bombeio | 30 |
|---|-----|--------|--|----------|
| | 3.5 | Sinton | nização dos feixes | 31 |
| | 3.6 | Ganho | paramétrico óptico | 33 |
| | 3.7 | Tipos | de cavidade | 34 |
| | | 3.7.1 | Cavidade Duplamente Ressonante (DRO) | 35 |
| | | 3.7.2 | Cavidade Unicamente Ressonante (SRO) | 37 |
| | | 3.7.3 | Outros tipos de cavidade | 38 |
| | | 3.7.4 | Influência da cavidade na sintonização dos feixes | 38 |
| | 3.8 | Feixes | Gaussianos e Focalização | 41 |
| 4 | Pro | ieto e | montagem de um oscilador paramétrico óptico contínuo e | 3 |
| | | • | te ressonante | 44 |
| | 4.1 | Crista | l PPSLT | 44 |
| | | 4.1.1 | Propriedades Gerais | 47 |
| | | 4.1.2 | Equação de Sellmeier | 48 |
| | | 4.1.3 | Gráficos de quase casamento de fase | 49 |
| | 4.2 | Ganho | paramétrico óptico e Limiar de oscilação | 53 |
| | 4.3 | Perda | s por difração nas faces de entrada e saída do cristal | 53 |
| | 4.4 | Projet | so da cavidade óptica em anel | 55 |
| | | 4.4.1 | Cálculo das dimensões e parâmetros da cavidade | 55 |
| | 4.5 | Procee | dimento de montagem e alinhamento da cavidade | 59 |
| | | 4.5.1 | Focalização do feixe | 60 |
| | | 4.5.2 | Posicionamento dos espelhos | 62 |
| | | 4.5.3 | Inserção do cristal | 63 |
| | 4.6 | Result | cados experimentais | 65 |
| | 4.7 | Tentat | tivas com outras cavidades | 66 |
| | | 4.7.1 | Cavidade em anel com espelhos planos | 66 |
| | | 4.7.2 | Cavidade linear com espelhos curvos | 68 |

| , | |
|-----------------------------|-----|
| CONTEÚDO | - 1 |
| (:() X H D() | |
| COLLEGE | |
| COLVEDO | _ |

| | 4.8 | Discussão | 69 | | |
|--------------|---|-----------------------|----|--|--|
| Co | onclu | sões e Perspectivas | 71 | | |
| \mathbf{A} | Ger | ação de Supercontínuo | 73 | | |
| | A.1 | Introdução | 73 | | |
| | A.2 | Arranjo experimental | 74 | | |
| | A.3 | Resultados | 74 | | |
| В | B Optimização de um sistema de laser com dobramento de frequência intracavidade | | | | |
| | | | | | |
| | B.1 | Introdução | 79 | | |
| | B.2 | Arranjo experimental | 80 | | |
| | В.3 | Resultados | 81 | | |

Capítulo 1

Introdução

A óptica não linear consiste no estudo de fenômenos que ocorrem em consequência da modificação das propriedades ópticas (polarização) de um material devido à alta intensidade de luz em seu interior. Geralmente, somente luz laser é intensa o suficiente para modificar as propriedades ópticas do meio e por isso, os fenômenos de óptica não linear só foram possíveis de serem observados após o advento do laser na década de 60. Atualmente tem-se um enorme conhecimento de fenômenos de óptica não linear tais como geração de harmônicos, soma de frequência, auto modulação de fase, e diferença de frequência que é o tema deste trabalho. A primeira observação experimental de um fenômeno de óptica não linear ocorreu em 1961 por Franken et al. [1] com a observação do fenômeno de geração de segundo harmônico, usando um cristal de quartzo irradiado com um laser de Rubídio.

Desde então as técnicas de óptica não-linear têm sido amplamente utilizadas para a geração de radiação coerente em regiões espectrais onde há pouca disponibilidade de lasers, como a violeta e ultravioleta, ou infravermelho médio. Uma das técnicas que teve grande destaque foi a geração de diferença de frequências. Neste fenômeno uma frequência nova $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ é gerada a partir da diferença de duas frequências distintas ω_1 e ω_2 . De forma inversa, pode-se gerar dois feixes de frequências distintas

a partir de um feixe de bombeio, num processo de "conversão descendente", que é a base de dispositivos como os amplificadores e osciladores paramétricos ópticos.

O primeiro oscilador paramétrico óptico (OPO) foi demonstrado por Giordmaine et al. [2]. Este dispositivo consiste em um cristal não linear inserido dentro de uma cavidade óptica. Um feixe de bombeio atravessa o cristal e interage, por diferença de frequência, com fótons oriundos de flutuações do vácuo eletromagnético, dando origem a dois feixes de comprimento de onda maior que o feixe de bombeio, chamados de feixe sinal e feixe complementar. Esses feixes são amplificados por ressonância na cavidade e satisfazem condições específicas de conservação de energia e casamento de fase, como será discutido ao longo deste trabalho. A cavidade na qual o cristal não linear está inserido pode ser construída de forma a ser ressonante para qualquer combinação dos três feixes (sinal, complementar e bombeio). Uma das vantagens de um OPO em relação a um laser convencional é que a curva de ganho paramétrico pode ser adaptada para um feixe sinal ou complementar em qualquer região espectral dentro da faixa de transparência do cristal, possibilitando uma ampla faixa de sintonia de comprimentos de onda, enquanto a emissão de um laser convencional é limitada pelo espectro de íons ou átomos ativos.

Diversas aplicações, tais como espectroscopia atômica e molecular, necessitam de fontes de laser que são potentes, sintonizáveis e também com alta pureza espectral, exigindo operação com frequência única. Um exemplo específico envolve a excitação da transição ressonante ${}^{1}S_{0}$ - ${}^{1}P_{0}$ de átomos neutros de cálcio, em 423 nm, usado para resfriamento a laser deste elemento. Este laser em 423 nm deve ser de frequência única (largura de linha da ordem de MHz), sintonizável e deve ter potências de pelo menos 50 mW. Um laser deste tipo foi implementado no grupo usando lasers de Ti:Safira de freqüência dobrada [3].

Sendo assim, este trabalho se refere à construção de um oscilador paramétrico óptico projetado para emitir feixe sinal de frequência única e sintonizável em torno de 846 nm

4 Introdução

utilizando uma cavidade unicamente ressonante para este feixe. O cristal responsável pela conversão de frequências é o MgO:PPSLT (Tantalato de Lítio periodicamente polado e dopado com Óxido de Magnésio), e bombeado externamente por até 6 W de um laser contínuo emitindo em 532 nm. Através de geração de segundo harmônico intracavidade, é possível obter radiação coerente na região desejada de 423 nm.

Além disto, com a construção deste OPO teremos disponível também uma fonte emitindo radiação coerente sintonizável nas regiões espectrais em torno de 846 nm para o feixe sinal e 1433 nm para o feixe complementar. Estes feixes podem ser utilizados para espectroscopia atômica e molecular e para testes em dispositivos fotônicos. Outras aplicações incluem deteção de gases, sensoriamento e monitoramento de gases de aquecimento global, detecção de gases explosivos, monitoramento de processos industriais e estudos de ciências da vida.

Recentemente foi reportado por Samanta et al. [4] um OPO unicamente ressonante, com feixe de bombeio contínuo emitindo em 532 nm e cristal não linear MgO:PPSLT. Este OPO emitiu um feixe sinal sintonizável na faixa de 850 nm a 978 nm. O cristal responsável pela geração de segundo harmônico foi o BIBO e o feixe na região espectral do azul foi sintonizado numa faixa de 425 nm a 489 nm, com potência máxima de 448 mW. Este artigo representou uma motivação inicial para o desenvolvimento do presente trabalho.

O Capítulo 2 trata de uma visão geral e introdutória da óptica não linear. Nele serão abordados a polarização e a susceptibilidade não lineares de segunda ordem, as equações de onda não lineares, os fenômenos de geração de diferença de frequência e por último será feita uma abordagem sobre a teoria e as técnicas de casamento de fase.

O Capítulo 3 trata da abordagem teórica dos osciladores paramétricos ópticos onde são discutidas as principais aplicações e vantagens destes dispositivos, os cristais não lineares mais utilizados, as fontes de laser de bombeio, métodos de sintonia dos feixes sinal e complementar, cálculos do ganho paramétrico óptico e limiar de oscilação, e os

tipos de cavidades e suas influências na sintonização dos feixes e no limiar de oscilação.

O Capítulo 4 descreve o projeto e a montagem do oscilador paramétrico óptico contínuo operando na região do infravermelho 846 nm e na região 1433 nm. Este capítulo apresenta as principais propriedades do cristal não linear utilizado, os cálculos do ganho paramétrico óptico e do limiar de oscilação, cálculo sobre a perda por difração das faces de entrada e saída do cristal, projeto da cavidade óptica, procedimento de montagem e alinhamento da mesma, e os resultados obtidos.

Por fim, na conclusão são discutidos os principais resultados e apresentadas as perspectivas futuras.

Capítulo 2

Introdução à óptica não linear

Neste capítulo vamos introduzir os termos de polarização e susceptibilidade não lineares. Em seguida, iremos discutir os principais fundamentos da conversão paramétrica óptica, especialmente o processo não linear de geração de diferença de frequências, que envolve a mistura de três ondas, e apresentar as equações de onda dos campos acoplados. Por fim, falaremos sobre a condição de casamento de fase e sobre as técnicas mais utilizadas para atingir esta condição.

2.1 Polarização e susceptibilidade não lineares

Em óptica linear, a polarização de um material sem perdas e sem dispersão varia com o campo elétrico aplicado da seguinte forma:

$$\mathbf{P_L} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} \tag{2.1}$$

onde ϵ_0 é a permissividade elétrica do vácuo e $\chi^{(1)}$ é o tensor de susceptibilidade linear. A susceptibilidade linear é relacionada com o índice de refração do meio através de $\chi^{(1)} = n^2 - 1$, e é responsável pelas propriedades ópticas lineares tais como refração, dispersão e absorção.

A óptica não linear compreende os fenômenos que ocorrem em consequência da modificação das propriedades ópticas (polarização) de um meio não linear devido a

interação de um campo elétrico com o material. O modelo de átomos de Lorentz em um meio dielétrico é comumente utilizado para a compreensão dos fenômenos de óptica não linear. Neste modelo, o meio dielétrico consiste em um elétron ligado a um núcleo infinitamente pesado. O elétron é afetado pelo campo elétrico da luz e consequentemente sofre um deslocamento de sua posição. A força de ligação entre o núcleo e o elétron faz com que este volte a sua posição original. Para pequenos deslocamentos, este movimento é análogo ao de um oscilador harmônico simples. Porém, se o elétron é deslocado para posições distantes de sua posição de equilíbrio, como pela aplicação de um campo elétrico intenso, ele sofre oscilações não harmônicas. Como o elétron é uma partícula carregada, este movimento anarmônico leva à geração de frequências eletromagnéticas diferentes da frequência de oscilação original [5]. Neste caso, a polarização responde de forma não linear ao campo elétrico e pode ser expressa em função do campo aplicado como uma série de potências:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 [\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots + \chi^{(N)} \mathbf{E}^N]$$
 (2.2)

onde $\chi^{(n)}$ são os tensores da susceptibilidade não linear, que possuem ordem n+1. A magnitude destes tensores decresce rapidamente com o aumento da ordem de não linearidade $\left[\chi^{(1)}:\chi^{(2)}:\chi^{(3)}\approx 1:10^{-8}:10^{-16}m/V\right]$ [6]. Sendo assim, mesmo conhecendo as propriedades não lineares das constantes dielétrica e da susceptibilidade há muito tempo, os processos ópticos não lineares só começaram a ser observados experimentalmente no início da década de 60, após o advento do laser, já que estes processos necessitam de altas intensidades de campo elétrico para se tornarem relevantes. A observação desses fenômenos permitiu o nascimento da óptica não linear e da indústria opto-eletrônica a ela associada.

2.1.1 Fenômenos devidos à polarização e susceptibilidade não linear de segunda ordem

A susceptibilidade de segunda ordem $\chi^{(2)}$ dá origem a processos ópticos não lineares tais como:

- geração de segundo harmônico: processo no qual os fótons que interagem com o meio não linear geram novos fótons com o dobro da energia e o dobro da frequência dos fótons iniciais;
- geração de soma de frequência: processo no qual dois fótons de frequências diferentes interagem com o meio não linear e geram novos fótons correspondentes à soma da energia e frequência dos fótons originais;
- geração de diferença de frequência: processo no qual dois fótons de frequências diferentes interagem com o meio não linear e geram novos fótons correspondentes à diferença da energia e frequência dos fótons originais;
- efeito eletro-optico linear (Efeito Pockels): mudança das propriedades ópticas do material, em resposta ao campo elétrico aplicado (como por exemplo, mudanças na absorção e índice de refração do material).

Considere a circustância na qual um campo composto por duas frequências distintas incide em um material não linear,

$$E(t) = E_1 e^{-i\omega_1 t} + E_2 e^{-i\omega_2 t} + c.c.$$
 (2.3)

onde c.c. representa o complexo conjugado. De acordo com a Equação 2.2, o termo de segunda ordem da polarização será dado por:

$$P^{(2)}(t) = \epsilon_0 \chi^2 \left[E_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + E_2^2 e^{-2i\omega_2 t} + 2E_1 E_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2) t} + 2E_1 E_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2) t} + c.c. \right]$$

$$+2\epsilon_0 \chi^2 \left[E_1 E_1^* + E_2 E_2^* \right]$$
(2.4)

Como a polarização depende do produto dos campos elétricos aplicados, vemos que aparecem termos com novas frequências que dependem da mistura de frequências aplicadas no material não linear. Um destes termos consiste na geração de uma nova

frequência ω_3 dada pela diferença das frequências ω_1 e ω_2 dos campos aplicados, que é responsável pelo funcionamento do oscilador paramétrico óptico abordado no capítudo seguinte.

O termo $\chi^{(2)}$ é zero em meios centrosimétricos, e portanto só haverá mistura de três ondas se o meio não for isotrópico. A susceptibilidade de segunda ordem $\chi^{(2)}$ é um tensor de ordem 3 e portanto possui $3^3=27$ componentes, e será representada por $\chi^{(2)}_{ijk}$ onde i,j,k=X,Y,Z são as coordenadas cartesianas dos eixos ortogonais principais do material dielétrico.

A componente i (i = X, Y ou Z) da polarização não linear de segunda ordem devido à diferença de frequência é então escrita em função dos campos aplicados no material não linear da seguinte forma:

$$P_i(\omega_m - \omega_n) = \epsilon_0 \sum_{jk} \sum_{mn} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_n - \omega_m, \omega_n, \omega_m) E_j(\omega_n) E_k(\omega_m)$$
 (2.5)

Como os índices j,k,m,n são mudos, há uma simetria de permutação intrínseca na suceptibilidade não linear em relação a esses índices:

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_n + \omega_m, \omega_n, \omega_m) = \chi_{ikj}^{(2)}(\omega_n + \omega_m, \omega_m, \omega_n)$$
(2.6)

Fisicamente, isto representa que não deve haver uma ordem preferencial dos campos elétricos no produto $E_j(\omega_n)E_k(\omega_m)$.

Geralmente as interações ópticas não lineares envolvem ondas em meios transparentes, ou seja, cujas frequências ω_i são distantes da menor frequência de ressonância do material. Supondo esta condição, a susceptibilidade é essencialmente independente da frequência. Como o meio deve ser necessariamente sem perdas, os índices podem ser permutados contanto que as frequências sejam permutadas simultaneamente, o que nos leva à conclusão de que:

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) = \chi_{kij}^{(2)}(\omega_2 = \omega_3 - \omega_1)
= \chi_{ikj}^{(2)}(\omega_3 = \omega_2 + \omega_1)
= \chi_{kji}^{(2)}(\omega_2 = -\omega_1 + \omega_3)
= \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_1 = \omega_3 - \omega_2)$$
(2.7)

Porém, $\chi^{(2)}$ não depende das frequências, e então podemos permutar os índices sem permutar as frequências, o que resulta em:

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) = \chi_{kij}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2)
= \chi_{ikj}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2)
= \chi_{kji}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2)
= \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2)
= \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2)$$
(2.8)

Esta condição é chamada de simetria de Kleinman [7], e é sempre válida quando a dispersão da susceptibilidade pode ser desprezada.

Em geral, a susceptibilidade não linear de segunda ordem é representada por um coeficiente d_{ijk} dado por:

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)} \tag{2.9}$$

Supondo a condição de simetria de Kleinman, temos que d_{ijk} é simétrico nos dois últimos índices. Desta forma o tensor de susceptibilidade não linear pode ser representado por uma matriz 3×6 dada por:

$$d_{il} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix}$$

$$(2.10)$$

onde,

$$jk: XX$$
 1
$$YY = 2$$
 $i: X$

$$ZZ = 3$$

$$YZ = ZY = 4$$

$$XZ = ZX = 5$$

$$XY = YX = 6$$

Ainda aplicando a simetria de Kleinman, pode-se reduzir esta matriz a somente 10 elementos independentes:

$$d_{il} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{16} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{14} & d_{12} \\ d_{15} & d_{24} & d_{33} & d_{23} & d_{13} & d_{14} \end{pmatrix}$$

$$(2.11)$$

Sendo assim, podemos representar a polarização não linear dada pela soma ou diferença entre dois campos elétricos monocromáticos através da seguinte equação:

$$\begin{pmatrix} P_X(\omega_3) \\ P_Y(\omega_3) \\ P_Z(\omega_3) \end{pmatrix} = 4\epsilon_0 \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{16} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{14} & d_{12} \\ d_{15} & d_{24} & d_{33} & d_{23} & d_{13} & d_{14} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_X(\omega_1)E_X(\omega_2) \\ E_Z(\omega_1)E_Z(\omega_2) \\ E_Y(\omega_1)E_Z(\omega_2) + E_Z(\omega_1)E_Y(\omega_2) \\ E_X(\omega_1)E_Z(\omega_2) + E_Z(\omega_1)E_X(\omega_2) \\ E_Y(\omega_1)E_Z(\omega_2) + E_Z(\omega_1)E_X(\omega_2) \end{pmatrix}$$

$$(2.12)$$

Quando as direções de propagação e polarização das ondas forem fixas, é possível expressar a polarização não linear por meios de uma relação escalar, que no caso de soma ou diferença de frequência é:

$$P(\omega_3) = 4\epsilon_0 d_{\text{eff}} E(\omega_1) E(\omega_2)$$
 (2.13)

Neste caso, d_{eff} é obtido determinando-se P explicitamente por intermédio da Equação 2.12.

Como exemplo, vamos considerar que os três campos elétricos das ondas estejam oscilando na direção Z do meio não linear, e que este meio possua simetria 3m [7], ou seja:

$$\begin{pmatrix} P_X(\omega_3) \\ P_Y(\omega_3) \\ P_Z(\omega_3) \end{pmatrix} = 4\epsilon_0 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ E_Z(\omega_1)E_Z(\omega_2) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$
(2.14)

Multiplicando as matrizes temos que:

$$P_Z(\omega_3) = 4\epsilon_0 d_{33} E_Z(\omega_1) E_Z(\omega_2) \tag{2.15}$$

Sendo assim, neste caso pode-se determinar que $d_{\text{eff}} = d_{33}$.

2.2 Equações de onda não linear

Supondo que o meio de propagação da onda seja não dispersivo, a equação de onda não linear é dada por [7]:

$$-\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P_{NL}}}{\partial t^2}$$
 (2.16)

Considerando uma onda plana monocromática propagando-se na direção z do sistema de coordenadas do laboratório $(x,\,y,\,z)$ a equação se reduz a:

$$-\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} + \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P_{NL}}}{\partial t^2}$$
 (2.17)

A partir dessa equação é possível descrever como ocorrem as interações ópticas não lineares.

Na próxima seção será discutido o caso da diferença de frequência entre dois campos, devido à relevância deste tema neste trabalho. O caso de interação tipo soma de frequência pode ser obtido de maneira análoga.

2.3 Geração de diferença de frequência e conversão paramétrica descendente ou amplificação paramétrica óptica

A dinâmica da geração paramétrica óptica dada por um processo de três ondas pode ser descrita por uma série de equações diferenciais acopladas não lineares. Nesta seção iremos deduzir as equações de onda para o caso de interação de três ondas com frequências distintas ω_p , ω_s e ω_i , tais que $\omega_p = \omega_s + \omega_i$. Para os cálculos seguintes iremos supor que não há perdas no meio óptico não linear, que os feixes são colimados, monocromáticos e que as ondas são contínuas. A equação de onda não linear (Equação 2.17) deve valer para cada componente em frequência do campo incidente.

Na ausência do termo não linear, uma solução da Equação 2.17 será uma onda plana de frequência ω_p propagando-se na direção z:

$$E_p(z,t) = A_p e^{i(k_p z - \omega_p t)} + cc.$$
 (2.18)

onde A_p é a amplitude de onda. De acordo com a Equação 2.13,

$$P_p^{(2)} = 4\epsilon_0 d_{\text{eff}} E_s E_i = 4\epsilon_0 d_{\text{eff}} A_s A_i e^{i[(k_s + k_i)z - \omega_p t]}$$
(2.19)

Substituindo as equações 2.19 e 2.18 na equação de onda 2.17, temos:

$$\left[\frac{d^{2}A_{p}}{dz^{2}} + 2ik_{p}\frac{dA_{p}}{dz} - k_{p}^{2}A_{p} + \frac{\epsilon\omega_{p}^{2}A_{p}}{c^{2}}\right]e^{i(k_{p}z)-\omega_{p}t} + c.c. = \frac{-4d_{\text{eff}}\omega_{p}^{2}}{c^{2}}A_{i}A_{s}e^{i[(k_{s}+k_{i})z-\omega_{p}t]} + c.c.$$
(2.20)

Esta expressão pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\frac{d^2 A_p}{dz^2} + 2ik_p \frac{dA_p}{dz} = \frac{-4d_{\text{eff}}\omega_p^2}{c^2} A_i A_s e^{-i\Delta kz}$$
 (2.21)

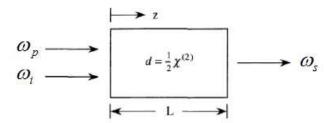


Figura 2.1: Representação esquemática do processo não linear de geração de diferença de frequência, onde duas ondas de frequências ω_p e ω_i incidem em um material não linear gerando uma nova onda de frequência ω_s .

onde $\Delta k = k_p - k_s - k_i$. Supondo a condição aproximada de variação lenta da amplitude, ou seja,

$$\left| \frac{d^2 A_p}{dz^2} \right| << \left| k_p \frac{dA_p}{dz} \right| \tag{2.22}$$

que fisicamente nos diz que uma mudança fracional em A_p numa distância da ordem de um comprimento de onda óptico deve ser muito menor que uma unidade, temos que a equação de onda para a onda de frequência ω_p será:

$$\frac{dA_p}{dz} = \frac{2id_{\text{eff}}\omega_p^2}{k_p c^2} A_i A_s e^{-i\Delta kz}$$
(2.23)

As equações para as ondas sinal e complementar são derivadas de forma análoga, lembrando que devido ao sinal negativo da frequência ω_i na geração da onda sinal $(\omega_s = \omega_p - \omega_i)$, o termo da amplitude complementar que gera a onda sinal será o complexo conjugado, e vice-versa para a onda complementar. Desta forma, temos que:

$$\frac{dA_s}{dz} = \frac{2i\omega_s^2 d_{\text{eff}}}{k_s c^2} A_p A_i^* e^{i\Delta kz}$$
(2.24)

$$\frac{dA_i}{dz} = \frac{2i\omega_i^2 d_{\text{eff}}}{k_i c^2} A_p A_s^* e^{i\Delta kz}$$
(2.25)

A partir destas equações vemos que as amplitudes dos três campos estão acopladas através da suceptibilidade de segunda ordem. Fisicamente, isto significa que há troca de energia entre os campos enquanto eles se propagam pelo meio não linear. Quando a

variação da amplitude de bombeio em função da distância pode ser desprezada, estas equações possuem as seguintes soluções [7]:

$$A_s(z) = \left[A_s(0)(\cosh gz - \frac{-i\Delta k}{2g}\sinh gz) + \frac{\kappa_s}{g}A_i^*(0)\sinh gz\right]e^{i\Delta kz/2}$$
 (2.26)

$$A_i(z) = \left[A_i(0)(\cosh gz - \frac{-i\Delta k}{2g}\sinh gz) + \frac{\kappa_i}{g}A_s^*(0)\sinh gz\right]e^{i\Delta kz/2}$$
(2.27)

onde foram introduzidas as seguintes variáveis:

$$g = [\kappa_s \kappa_i^* - (\Delta k/2)^2]^{1/2} \qquad (2.28) \qquad \kappa_j = \frac{2i\omega_j^2 d_{\text{eff}} A_p}{k_j c^2} \qquad (2.29)$$

Quando há casamento de fase $(\Delta k = 0)$, o coeficiente de ganho g, pode ser reescrito da seguinte forma:

$$g = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2 I_p}{n_s n_i n_p \lambda_s \lambda_i c \epsilon_0}$$
 (2.30)

2.4 Conservação de momento e casamento de fase

Em um processo de conversão não linear, duas condições devem ser satisfeitas: a conservação de energia e a conservação de momento:

$$\omega_p = \omega_i + \omega_s \tag{2.31}$$

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_s \tag{2.32}$$

Para três feixes colineares, a conservação de momento pode ser escrita da seguinte forma:

$$\Delta k = k_p - k_i - k_s = 0 \tag{2.33}$$

Esta equação é chamada de condição de casamento de fase e pode ainda ser reescrita como:

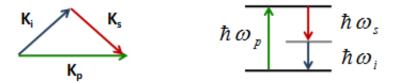


Figura 2.2: Representação esquemática da conservação de momento (esquerda) e da conservação de energia (direita).

$$n_s(\theta, \phi, \lambda_s, T)\omega_s + n_i(\theta, \phi, \lambda_i, T)\omega_i = n_p(\theta, \phi, \lambda_p, T)\omega_p \tag{2.34}$$

onde foi deixado explícito a dependência do índice de refração em relação aos ângulos θ e ϕ (ver Figura 2.3), ao comprimento de onda dos feixes (fenômeno de dispersão) e da temperatura do cristal. Como o índice de refração não será o mesmo para os três feixes, as equações de conservação de momento e de energia não serão satisfeitas simultaneamente.

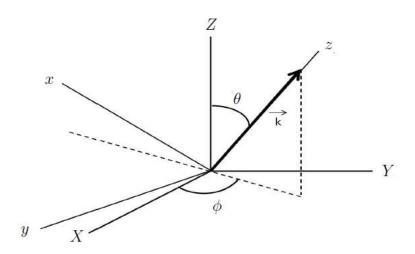


Figura 2.3: Representação esquemática dos eixos do meio não linear (X, Y, Z) e dos eixos do laboratório (x, y, z) onde foi definido que o eixo z corresponde à direção de propagação das ondas.

A fim de deixar mais explícito a importância do casamento de fase, vamos em

seguida calcular a intensidade de uma das ondas geradas em função do parâmetro chamado de descasamento de fase, Δk , ao longo do material. Por simplicidade iremos supor que A_p e A_i são constantes, o que é válido sempre que a conversão dos campos incidentes não for muito grande.

Na condição de casamento de fase, podemos notar que A_s gerada por diferença de frequência (ver Equação 2.24), aumenta linearmente em função da distância z percorrida dentro do meio não linear, e consequentemente a intensidade irá aumentar de forma quadrática em função da distância.

A intensidade da onda ω_s é calculada em função do descasamento de fase integrandose a Equação 2.24 da amplitude da onda ao longo da distância z percorrida pelo cristal de comprimento ℓ :

$$A_{s}(\ell) = \frac{2id_{\text{eff}}\omega_{s}^{2}A_{p}A_{i}^{*}}{k_{s}c^{2}} \int_{0}^{\ell} e^{-i\Delta kz} dz = \frac{2id_{\text{eff}}\omega_{s}^{2}A_{p}A_{i}^{*}}{k_{s}c^{2}} \left(\frac{e^{-i\Delta k\ell} - 1}{-i\Delta k}\right)$$
(2.35)

A intensidade de qualquer uma das ondas é dada em função da amplitude por:

$$I_i = 2n_i \epsilon_0 c \left| A_i \right|^2 \tag{2.36}$$

Então, a intensidade da onda de frequência ω_s será:

$$I_{s} = \frac{8n_{s}\epsilon_{0}d_{\text{eff}}^{2}\omega_{s}^{4}|A_{p}|^{2}|A_{i}|^{2}}{k_{s}^{2}c^{3}} \left| \frac{e^{i\Delta k\ell} - 1}{\Delta k} \right|^{2} = \frac{8d_{\text{eff}}^{2}\omega_{s}I_{p}I_{i}}{n_{i}n_{s}n_{p}\epsilon_{0}c^{2}} \ell^{2}\operatorname{sinc}^{2}(\frac{\Delta k\ell}{2})$$
(2.37)

A Figura 2.4 mostra o gráfico da intensidade de uma das ondas geradas em função do descasamento de fase. A partir deste gráfico fica evidente que um pequeno descasamento de fase pode resultar em uma redução significativa na eficiência de conversão da onda, o que pode impedir a amplificação macroscópica das ondas geradas. Desta figura podemos perceber que a eficiência do processo de mistura de três ondas decresce a medida que $|\Delta k| \ell$ aumenta, com algumas oscilações ocorrendo no meio do processo. Uma das razões deste comportamento é que se ℓ é maior que $1/\Delta k$, a onda gerada fica fora de fase com a polarização e pode ocorrer que a energia da onda ω_p flua de volta para as ondas ω_s e ω_i . Sendo assim, é importante que Δk seja minimizado, ou seja,

que haja casamento de fase. Existem várias técnicas para se conseguir o casamento de fase, e as duas mais importantes serão discutidas nas seções a seguir.

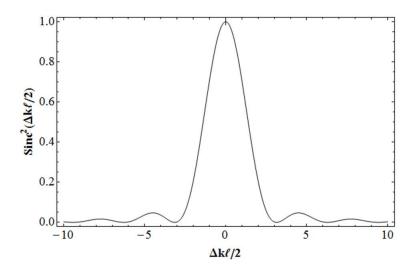


Figura 2.4: Efeito do descasamento de fase na eficiência de geração de soma de frequências [7].

2.4.1 Casamento de Fase por Birrefringência

Uma das maneiras de se contornar o problema do descasamento de fase consiste em ajustar o índice de refração para cada onda através do uso da propriedade de birrefringência do cristal. O casamento de fase por birrefringência faz uso da dependência do índice de refração com a direção de propagação e polarização das ondas que se propagam no cristal. Impondo que as condições de conservação de momento (Equação 2.33) e de energia (Equação 2.31) sejam satisfeitas simultaneamente, os índices de refração devem obedecer à seguinte equação:

$$n_p - n_s = (n_i - n_s) \frac{\omega_i}{\omega_p} \tag{2.38}$$

No caso de materiais com dispersão normal, ou seja, quando índice de refração aumenta monotonicamente em função da frequência, a polarização da onda de bombeio deve ser ajustada de forma que o índice de refração n_p seja o menor possível. Caso

contrário o lado esquerdo da equação terá sinal positivo e o direito terá sinal negativo, e a igualdade não será satisfeita. Desta forma o casamento de fase por birrefringência não pode ser satisfeito em materiais isotrópicos. Há duas escolhas possíveis de polarização para as ondas de frequências menores. No casamento de fase tipo I, as polarizações das ondas geradas são paralelas entre si e ortogonais à onda de bombeio, já no tipo II as polarizações das ondas geradas são ortogonais entre si. O casamento de fase por birrefringência é chamado de crítico quando o mesmo é feito através de ajuste angular, e não crítico quando todas as direções das polarizações estão alinhadas com o eixo do cristal e o ajuste é feito por temperatura. O casamento de fase não crítico possui a vantagem na redução do efeito de walk-off, que ocorre quando a distribuição da intensidade do campo se desloca da direção de propagação da onda, ou seja, o vetor de Poynting não é mais pararelo ao vetor de direção de propagação da onda, causando grandes perdas nos processos de conversão.

O casamento de fase por birrefringência é bastante utilizado em cristais como KTP, LBO, $Ba_2NaNb_5O_{15}$ (BBO) e $KNbO_3$.

2.4.2 Quase casamento de fase

Como foi mostrado na seção anterior, a amplificação dos feixes no processo de conversão não linear depende fortemente do parâmetro de descasamento de fase Δk . Devido ao fenômeno de dispersão do meio, os campos não têm a mesma velocidade de fase e em geral $\Delta k \neq 0$, de forma que os campos interferem periodicamente de forma construtiva ou destrutiva ao longo do meio. Como resultado, as intensidades dos campos gerados sofrem oscilações, como mostra a Figura 2.9.

E chamado de comprimento de coerência, L_{coh} , a distância percorrida pelas ondas na qual a fase acumulada relativa entre as ondas interagentes é π :

$$L_{coh} = \frac{\pi}{\Delta k} \tag{2.39}$$

Sendo assim, o comprimento de coerência é uma medida do comprimento máximo

de interação no qual a amplificação dos campos paramétricos pode ser sustentada na presença de dispersão. Após percorrido o comprimento de coerência (da ordem de μm), as ondas estarão defasadas e haverá diminuição na eficiência do processo de conversão não linear, devido à interferência destrutiva. Na condição perfeita de casamento de fase, $\Delta k = 0$, o comprimento de coerência entre as ondas torna-se infinito. Nesta condição, os feixes gerados através do processo não linear sofrem amplificações macroscópicas.

Uma das técnicas para se conseguir casamento de fase entre os feixes consiste em se corrigir a defasagem entre as ondas alterando o sinal da susceptibilidade não linear periodicamente a cada comprimento de coerência, como mostra a Figura 2.5.



Figura 2.5: Representação dos domínios do cristal periodicamente polado no eixo cristalino z.

Ao mudar o sinal de $\chi^{(2)}$ a cada comprimento de coerência, a fase é mudada por π , o que torna os campos em fase entre si novamente, fazendo com que o fluxo de potência seja monotônico, como ilustrado na Figura 2.9. Esta técnica é conhecida como quasecasamento de fase (QPM, do inglês quasi-phase matching). Na prática, a técnica pode ser aplicada em cristais ferroelétricos cuja célula unitária possui um momento de dipolo permanente, como por exemplo nos cristais LiNbO₃, LiTaO₃, KTP e KTiOPO₄.

A mudança do sinal de $\chi^{(2)}$ é relacionada à mudança de 180° da direção do domínio ferroelétrico do cristal, que é obtida de forma permanente através da aplicação de um forte campo elétrico (tipicamente $> 20 {\rm kV/mm}$) no cristal a temperatura ambiente. O campo elétrico necessário para a reversão do domínio ferroelétrico nos cristais é muito alto e por isso os cristais que utilizam quase-casamento de fase possuem espessura

da ordem de um milímetro. Além disso é importante que as grades correspondentes à mudança do domínio ferroelétrico, sejam o mais uniformes possíveis ao longo do comprimento do cristal. Os cristais que sofrem essa mudança periódica e permanente do domínio ferroelétrico são chamados de cristais periodicamente polados ("periodically poled" em inglês). As Figuras 2.6 e 2.7 mostram fotos de cristais periodicamente polados e suas grades, respectivamente.

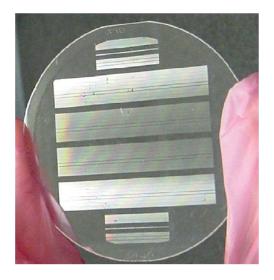


Figura 2.6: Foto mostrando uma máscara contendo vários cristais periodicamente polados [8].

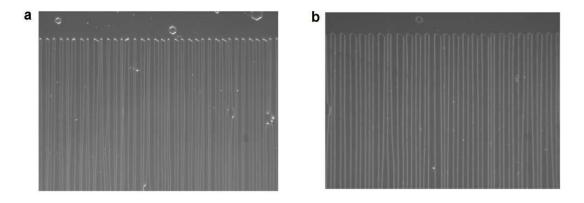


Figura 2.7: Foto mostrando duas grades de dois cristais periodicamente polados a) periodicidade da grade de 7,6 μm e b) periodicidade da grade de 10,8 μm [8].

Estes cristais passaram a se tornar disponíveis comercialmente a partir do final dos

anos 90.

Um cristal periodicamente polado pode ter uma única grade, ou senão diversas grades com periodicidades diferentes para sintonização dos feixes de saída, como mostra a Figura 2.8.

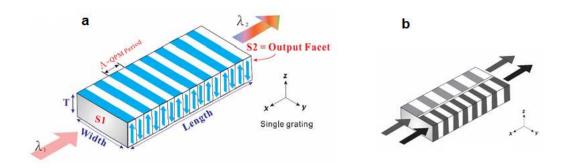


Figura 2.8: Esquema tridimensional de dois cristais periodicamente polados: a) cristal de única grade b) cristal de múltiplas grades [9].

A técnica de quase-casamento de fase foi proposta em 1961 por J.A. Armstrong et al. [10] porém só foi realizada em meados de 1990 com o advento da tecnologia necessária para inversão dos domínios de polarização dos materiais ferroelétricos.

A variação espacial do coeficiente não linear leva a uma modificação nas equações acopladas das amplitudes dos campos que descrevem a interação óptica não linear. Neste caso, a constante d_{eff} deve ser substituída por uma variável periódica d(z). Esta variação pode ser escrita através da função sinal (sign):

$$d(z) = d_{\text{eff}} \operatorname{sign}[\cos(2\pi z/\Lambda)]$$
 (2.40)

Este termo variável pode ser escrito como uma série de Fourier:

$$d(z) = d_{\text{eff}} \sum_{m=\infty}^{-\infty} G_m e^{ik_m z}$$
(2.41)

onde $k_m = 2\pi m/\Lambda$

Sendo assim, de acordo com a modulação inicialmente proposta, temos que os coeficientes G_m podem ser escritos da seguinte forma:

$$G_m = (2/m\pi)\sin(m\pi/2) \tag{2.42}$$

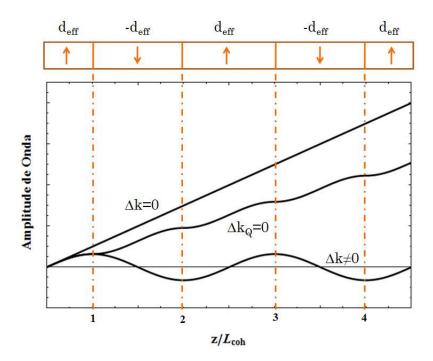


Figura 2.9: Gráfico da variação da amplitude de campo da onda gerada ao longo do material para os casos com casamento de fase perfeito $\Delta k = 0$, b) quase casamento de fase $\Delta k_Q = 0$ e descasamento de fase $\Delta k \neq 0$.

O conjunto das equações acopladas neste caso é dado por [7]:

$$\frac{dA_p}{dz} = \frac{2id_Q\omega_p}{cn_p} A_i A_s e^{-i\Delta k_Q z} \tag{2.43}$$

$$\frac{dA_s}{dz} = \frac{2i\omega_s d_Q}{cn_s} A_p A_i^* e^{i(\Delta k_Q - 2k_m)z}$$
(2.44)

$$\frac{dA_i}{dz} = \frac{2i\omega_i d_Q}{cn_i} A_p A_s^* e^{i(\Delta k_Q - 2k_m)z}$$
(2.45)

onde,

$$d_Q = d_{\text{eff}} G_m \tag{2.46}$$

е

$$\Delta k_Q = k_p - k_i - k_s - k_m \tag{2.47}$$

Para o caso de quase casamento de fase de primeira ordem, ou seja, m=1, temos:

$$\Delta k_Q = k_p - k_i - k_s - 2\pi/\Lambda \tag{2.48}$$

$$d_Q = 2d_{\text{eff}}/\pi \tag{2.49}$$

onde d_{eff} representa o coeficiente efetivo do material homogêneo, definido anteriormente conforme a Equação 2.12.

Destas relações é possível notar que a periodicidade ótima para o cristal com estrutura de quase casamento de fase de primeira ordem é dada por:

$$\Lambda = 2L_{coh} = 2\pi/(k_p - k_i - k_s) \tag{2.50}$$

Por exemplo, considerando o cristal PPKTP com $\lambda_p=532$ nm, $\lambda_s=800$ nm e $\lambda_i=1588$ nm cujos índices de refração para uma temperatura de 80°C são, $n_p=1,79$, $n_s=1,76,\,n_i=1,73$ temos que a periodicidade da grade deve ser de:

$$\Lambda = 2\pi 10^{-9}/(0,021 - 0,014 - 0,006) = 6,2\mu m \tag{2.51}$$

Pelo gráfico 2.9 vemos que o quase-casamento de fase é menos eficiente do que o casamento de fase perfeito, porém isto é compensado pelo fato de que com esta técnica é possível acessar coeficientes não lineares mais altos, através da escolha de direção de polarização da onda de bombeio. Por exemplo, o cristal de LiNbO₃ possui coeficiente effetivo de $d_{\rm eff}=d_{31}$ em um casamento de fase não crítico. Porém, com a técnica de quase casamento de fase é possível acessar o coeficiente d_{33} que é seis vezes maior que o coeficiente d_{31} . A facilidade e praticidade da sintonia de dispositivos como oscilador paramétrico óptico, que será discutido no capítulo 3, deu um grande salto após o surgimento de cristais periodicamente polados, que permitem casamento de fase anteriormente impossível e abaixaram o limiar de oscilação destes dispositivos, permitindo fontes de bombeio compactas e simples. Além disso, a técnica de quase casamento de fase possui a vantagem de manter o casamento de fase em toda a faixa de transparência do cristal de forma a evitar efeitos como o walk-off. A técnica também permite escolher a polarização das ondas envolvidas no processo não linear de forma a

acessar os coeficientes não lineares mais altos do tensor $\chi^{(2)}$ não linear do material, o que maximiza o coeficiente não linear efetivo do cristal, diminuindo o limiar de oscilação e aumentando a eficiência de conversão do processo não linear. Uma dessas escolhas é quando se escolhe a polarização das três ondas iguais, anteriormente impossível por casamento de fase por birrefringência. Outra grande vantagem é que se pode utilizar cristais mais longos comparado ao casamento de fase por birrefringência.

Capítulo 3

Osciladores paramétricos ópticos

Neste capítulo será abordado o tópico de oscilador paramétrico óptico e suas principais características, que será o tema central desta dissertação de mestrado. A abordagem inclui uma descrição dos conceitos fundamentais para a otimização dos dispositivos paramétricos, como a seleção do laser de bombeio, material não linear e tipos de cavidades a serem empregadas.

3.1 Introdução

O oscilador paramétrico óptico (OPO) consiste em um dispositivo capaz de gerar radiação coerente em dois comprimentos de onda distintos. O dispositivo faz uso de um cristal não linear como meio de ganho para converter um feixe de bombeio (pump em inglês) em dois feixes de frequência menor, chamados feixe sinal (signal em inglês) e feixe complementar (idler em inglês) tal que as frequências dos três feixes obedeçam a conservação de energia:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \tag{3.1}$$

onde ω_p , ω_s e ω_i são as frequências do feixe de bombeio, feixe sinal e feixe complementar, respectivamente. Por convenção, o feixe sinal é aquele que possui a maior frequência

3.1 Introdução 27

dentre os feixes gerados. Ao inserir o meio de ganho (cristal não linear) em uma cavidade óptica ressonante, os feixes sinal e/ou complementar podem ser amplificados.

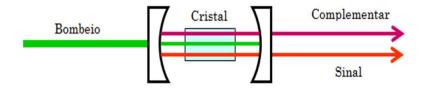


Figura 3.1: Esquema de um oscilador paramétrico óptico de cavidade linear

O primeiro dispositivo baseado em geração paramétrica óptica foi desenvolvido em 1965, alguns anos após a primeira demonstração do laser, por Giordmaine et al [2]. Para esta demonstração, foi utilizado como laser de bombeio um laser Q-switched de Nd:CaWO₄ com frequência dobrada ($\lambda_p = 529$ nm) e como meio não linear um cristal de Niobato de Lítio (LiNbO₃). A faixa de sintonização dos feixes sinal e complementar foi de 0,96 a 1,16 μ m e a sintonia foi realizada variando-se a temperatura do cristal. A potência de saída no pico foi somente de 15 W, baixa para um laser Q-switched

Após esta concepção, foi reconhecido o potencial da geração paramétrica óptica para a geração de luz sintonizável e coerente em novas regiões espectrais. Houve uma extensiva pesquisa em dispositivos paramétricos e na busca de cristais não lineares e lasers de bombeio apropriados. Porém, a falta de fontes laser com alta coerência espectral e potências altas nas regiões espectrais desejadas, aliado à insuficiência de cristais não lineares, impediu maiores avanços na área. O interesse em OPO ressurgiu por volta de 1980 devido à disponibilidade de fontes laser para bombeio com maior estabilidade, largura de linha menor e potências maiores. Além disso, novas técnicas de crescimento de cristais permitiram que estes tivessem maior limiar de dano, altos coeficientes não lineares e ampla faixa de transparência.

Desde então houve grandes avanços na área e os dispositivos paramétricos ópticos se mostraram como fonte viáveis de luz coerente para diversas aplicações práticas. O domínio espectral de operação destes dispositivos se estende por uma ampla faixa es-

pectral desde ultra-violeta até infravermelho médio, operando tanto em regime contínuo quanto em regimes pulsados, como os de femtosegundos.

Como no caso do OPO só há um feixe de entrada no cristal, que é o feixe de bombeio, o processo de geração de diferença de frequência ocorre a partir da interação dos fótons do feixe de bombeio com os fótons gerados por flutuações do vácuo eletromagnético, fenômeno que é chamado de fluorescência paramétrica óptica. Este efeito puramente quântico foi proposto e estudado por Louisell et al. [11] em 1961.

3.2 Aplicações e vantagens

Uma das grandes vantagens do OPO reside no fato de que basicamente qualquer comprimento de onda maior que o comprimento de onda de bombeio pode ser atingido, desde que este esteja na região de transparência do cristal não linear e cumpra as condições de casamento de fase. Sendo assim, estes dispositivos permitem gerar luz coerente em faixas espectrais de difícil obtenção ou não disponíveis em lasers convencionais, já que estes dependem de transições ópticas específicas de um material.

Em uma fonte laser convencional os níveis de energia são estabelecidos pelo sistema atômico ou molecular, enquanto os níveis de energia no processo paramétrico são ditados pela energia do fóton de bombeio e condições de casamento de fase. Isto permite que os comprimentos de onda dos feixes de saída dos OPOs sejam sintonizáveis em amplas regiões espectrais.

Devido ao caráter sintonizável dos feixes de saída, as altas potências (maior que centenas de mW), e largura de linha pequena (da ordem de MHz), os OPOs são muito úteis em experimentos de espectroscopia [12]. Além disso, a sintonização e as altas potências de saída colocam o OPO como uma fonte atrativa para diversas aplicações tais como monitoramento ambiental, áreas médicas e medidas precisas de frequências.

Do ponto de vista quântico, um fóton de frequência ω_p é aniquilado dentro da

3.3 Cristais

cavidade, acompanhado pela criação de dois fótons de frequência mais baixa ω_s e ω_i . Desta forma o OPO gera feixes com fortes correlações quânticas entre si, o que permite o estudo de emaranhamentos quânticos [13, 14], criptografia quântica e teletransporte.

3.3 Cristais

A seleção dos cristais não lineares para OPO envolve algumas características principais como uma ampla faixa de transparência, que possa englobar os comprimentos de onda do feixe de bombeio, complementar e sinal. Como a eficiência dos dispositivos depende da densidade de potência incidente no material não linear, estes devem apresentar também um alto limiar de dano. Se o casamento de fase for controlado por temperatura, espera-se que haja uma boa estabilidade térmica destes materiais. Como o processo de diferença de frequências não envolve absorção de fótons, espera-se que o material seja altamente transparente e bem homogêneo, para evitar perdas no processo óptico não linear. Outro parâmetro extremamente importante a ser levado em consideração são os coeficientes não lineares do cristal, pois, como veremos nos cálculos a seguir, o ganho do OPO depende fortemente do coeficiente não linear efetivo. Estes parâmetros devem ser otimizados principalmente quando a fonte do laser de bombeio opera com potências limitadas. Outro fator que deve ser levado em consideração é o efeito fotorefrativo, muito comuns nos cristais utilizados em OPO. O efeito fotorefrativo é uma mudança no índice de refração de um material óptico resultante da redistribuição dos elétrons e buracos dentro do material. Sendo assim, é importante escolher cristais que apresentem resistência a este efeito, como cristais dopados com MgO por exemplo.

| Cristal | Transparência | Limiar de dano | d_{ij} | |
|------------------------|----------------------------------|---------------------------|----------------------------------|--|
| LBO | 0.155 - $3.200 \mu \mathrm{m}$ | $900 \; \mathrm{MW/cm^2}$ | $d_{31} = \mp 0.67 \text{ pm/V}$ | |
| | | | $d_{32} = \pm 0.85 \text{ pm/V}$ | |
| | | | $d_{33} = \pm 0.04 \text{ pm/V}$ | |
| BBO | $0.189 - 3.5 \ \mu \mathrm{m}$ | - | $d_{31} = \mp 0.67 \text{ pm/V}$ | |
| | | | $d_{22} = \pm 2.3 \text{ pm/V}$ | |
| ${ m LiIO_3}$ | $0,28\text{-}6,00\mu\mathrm{m}$ | $120~\mathrm{MW/cm^2}$ | d_{31} =4,4 pm/V | |
| | | | $d_{33} = 4.5 \text{pm/V}$ | |
| KTP | $0,35-4,50 \ \mu {\rm m}$ | $150~\mathrm{MW/cm^2}$ | $d_{31} = 1.4 \text{ pm/V}$ | |
| (KTiOPO ₄) | | | d_{32} =2,65 pm/V | |
| | | | $d_{33} = 10.7 \text{ pm/V}$ | |
| ${ m LiNbO_3}$ | 0.4 - $5.5 \mu { m m}$ | $300 \; \mathrm{MW/cm^2}$ | $d_{22} = 2.1 \text{ pm/V}$ | |
| | | | d_{31} =-4,35 pm/V | |
| | | | d_{33} =-27,2 pm/V | |
| LiTaO ₃ | 0.4 - $5.0~\mu{ m m}$ | $>300~\mathrm{MW/cm^2}$ | $d_{22} = 2.0 \text{ pm/V}$ | |
| | | | d_{31} =-1 pm/V | |
| | | | d_{33} =-21 pm/V | |

Tabela 3.1: Tabela com os cristais mais comuns utilizados em OPO e suas características [15,16]. Os coeficientes não lineares são todos para o comprimento de onda de 1064 nm.

3.4 Fontes de laser de bombeio

A escolha do laser de bombeio deve ser baseada principalmente pelas condições de casamento de fase de forma que o dispositivo acesse as regiões espectrais de interesse. Além disso, o comprimento de onda do laser de bombeio deve estar necessariamente dentro da faixa de transparência do material não linear utilizado. Outro fator limitante na fonte de bombeio, é que esta deve emitir potência suficiente para vencer o limiar de

oscilação e prover ganho suficiente para a aplicação desejada. Outro fator consiste em ter uma baixa divergência do feixe garantindo que este ficará focalizado a altas intensidades ao longo do material não linear. As condições de casamento de fase também impõem que o laser de bombeio deve ter uma boa coerência espacial e espectral. Ou seja, para se manter um ganho alto no dispositivo é importante empregar fontes de laser com largura de linha pequena e baixa divergência de feixes.

3.5 Sintonização dos feixes

Uma das grandes vantagens de um OPO é que o comprimento de onda dos feixes sinal e complementar são sintonizáveis. Esta sintonia é feita ao se mudar a condição do casamento de fase no cristal não linear que pode ser feita através do ajuste em temperatura do cristal, da orientação do cristal, da mudança da periodicidade da grade do cristal periodicamente polado, e pela variação do comprimento de onda do laser de bombeio. A curva da sintonia dos feixes de saída do OPO é calculada a partir das duas equações abaixo:

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{\lambda_s} \tag{3.2}$$

$$\frac{n(\lambda_p, T)}{\lambda_p} - \frac{n(\lambda_i, T)}{\lambda_i} - \frac{n(\lambda_s, T)}{\lambda_s} - \frac{1}{\Lambda(T)} = 0$$
(3.3)

que representam as condições de conservação de energia e de momento, com a adição do termo referente à periodicidade da grade no caso em que se utiliza quase-casamento de fase.

Para o cálculo da curva de sintonia é necessário saber a equação de Sellmeier do cristal utilizado, e a equação da mudança da periodicidade da grade do cristal polado em função da temperatura.

A Figura 3.2 mostra um exemplo de curva teórica de sintonia do comprimento de onda dos feixes sinal e complementar pelo ajuste da periodicidade da grade para

dois cristais periodicamente polados: MgO:PPSLT (Tantalato de Lítio estequiométrico dopado com 1% de MgO) e PPKTP mantidos a uma temperatura fixa de 100°C e 22°C respectivamente. As curvas foram feitas considerando feixe de bombeio contínuo emitindo em 1040 nm [17].

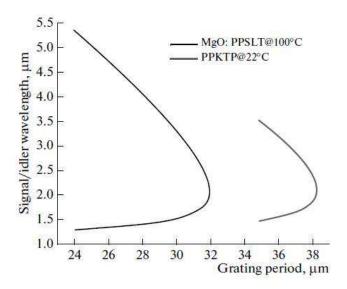


Figura 3.2: Curvas de sintonia para os comprimentos de onda sinal e complementar em função do período da grade para os cristais MgO:PPSLT e PPKTP bombeados em 1040 nm [17].

Já a Figura 3.3 mostra exemplos de curvas teóricas para sintonia do comprimento de onda do feixe sinal em função da temperatura para um cristal de MgO:PPSLT considerando também feixe de bombeio contínuo emitindo em 1040 nm [17].

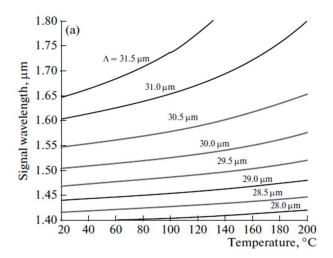


Figura 3.3: Curva da sintonia do feixe sinal em função da temperatura para diferentes períodos de grade do cristal MgO:PPSLT, considerando feixe de bombeio emitindo em 1040 nm [17].

3.6 Ganho paramétrico óptico

Nesta seção será calculado o ganho paramétrico óptico considerando um OPO em regime contínuo. Supondo que o campo inicial da onda complementar é nulo, ou seja, $A_i(0) = 0$, o ganho paramétrico da onda sinal por definição é calculado a partir de:

$$G_s(\ell) = \frac{I_s(\ell)}{I_s(0)} = \frac{\kappa_i \kappa_s^*}{g} \sinh^2(g\ell)$$
(3.4)

onde $I_s = 2n_s\epsilon_0 c\,|A_s^2|$. Pode-se observar que a magnitude do ganho não linear dependerá de parâmetros do material como índice de refração, comprimento de interação e coeficiente não linear efetivo. Porém, a condição principal para uma amplificação paramétrica eficiente é a condição de casamento de fase. O ganho é máximo quando $\Delta k = 0$ e diminui simetricamente para zero quando $|\Delta k \ell| = \pi$.

Como exemplo, vamos considerar que o meio de ganho seja um cristal de PPLN e tenha comprimento $\ell=3$ cm e $d_{\rm eff}=6,25$ pm/V. Além disso, vamos considerar um feixe de bombeio emitindo em $\lambda=1064$ nm (n=2,16), um feixe sinal emitindo em $\lambda=1647$ nm (n=2,24) e um feixe complementar emitindo em $\lambda=3000$ nm (n=2,24)

e intensidade do laser de bombeio de $I=7\times 10^8~{\rm W/m^2}$, que corresponde a uma potência de 4 W focalizada em uma cintura de feixe de $\omega_0=43~\mu{\rm m}$ (ω_0 definido por $E=E_0e^{-r^2/\omega_0}$).

De acordo com a Equação 3.4 o ganho será de G=1,0014, o que corresponde a um ganho fracional de 0,14%.

3.7 Tipos de cavidade

Para que um OPO comece a oscilar é necessário ganho suficiente nas ondas paramétricas, de forma a superar as perdas da cavidade. Isto pode ser alcançado provendo uma alimentação das ondas geradas de volta ao cristal, utilizando diferentes tipos de cavidades ópticas ressonantes. Além disso, existem diversas geometrias que podem ser exploradas de acordo com o interesse particular de cada aplicação.

Considerando a ressonância da cavidade óptica há diversas possibilidades, sendo que as três principais configurações estão ilustradas na Figura 3.4.

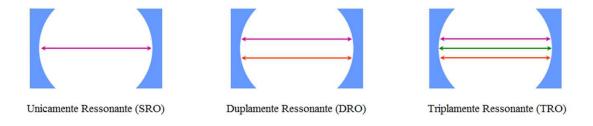


Figura 3.4: Esquema de três tipos de cavidades ressonantes para OPO

| Cristal | Cavidade | Bombeio | Sintonia | \mathbf{P}_{saida} | $\mathbf{d}_{	ext{eff}}$ | \mathbf{P}_{th} |
|-------------|----------|---------|---------------------------------|----------------------|--------------------------|-------------------|
| KTP [18] | SRO | 532 nm | 1090 | 1,07 W | 3 pm/V | 1,4 W |
| | | | 1005 | | | |
| MgO:LN [19] | DRO | 532 nm | 788-1640 nm | 10 mW | - | 150 mW |
| PPSLT [20] | SRO | 532 nm | 850-1404 nm | 1,5 W | 10 pm/V | 2,6 W |
| PPSLT [4] | SRO | 532 nm | 425-489 nm | 0,45 W | 10 pm/V | 4 W |
| PPLN [21] | SRO | 808 nm | $3,026-4,485~\mu{\rm m}$ | 2,00 W | 10 pm/V | 1,86 W |
| | | | $1,395$ -1,641 $\mu \mathrm{m}$ | | | |

Tabela 3.2: Tabela com alguns exemplos de OPOs contínuos com diferentes tipos de cavidades ópticas ressonantes.

3.7.1 Cavidade Duplamente Ressonante (DRO)

No caso da cavidade DRO, a cavidade é ressonante tanto para o feixe sinal quanto para o feixe complementar. Na prática isso significa que os espelhos devem ser altamente refletores nos comprimentos de onda sinal e complementar e altamente transmissores para o comprimento de onda do feixe de bombeio. Enquanto a amplificação paramétrica ocorre em qualquer nível do laser de bombeio, a oscilação paramétrica exibe um efeito de limiar de oscilação, que pode ser derivado tanto para lasers contínuos quanto para lasers pulsados. Em qualquer caso o limiar é definido como a quantidade de potência de bombeio necessária para que o ganho exceda as perdas da cavidade óptica.

Em seguida será feito o cálculo do limiar de oscilação da cavidade DRO considerando um OPO operando em regime contínuo. Neste cálculo será suposto que a diminuição da intensidade do feixe de bombeio não é significativa (o que nos permite desprezar a variação longitudinal do feixe de bombeio $dA_p/dz=0$), que as três ondas sejam ondas planas e estejam na condição de casamento de fase ($\Delta k=0$).

A condição do limiar de oscilação segue como consequência de que os campos dentro da cavidade devem se replicar a cada volta, ou seja, o campo que entra na face do cristal deve ser o campo que sai da face do cristal multiplicado pela perda que o feixe sofre ao passar na cavidade. Como o ganho esta embutido na definição de $A(\ell)$, o limiar de oscilação é obtido através das seguintes equações:

$$A_i(0) = A_i(\ell)(1 - \alpha_i) \tag{3.5}$$

$$A_s(0) = A_s(\ell)(1 - \alpha_s) \tag{3.6}$$

onde α_s e α_i representam as perdas fracionais da onda sinal e complementar respectivamente, devido à transmissão dos espelhos, difração e reflexões na face do cristal, absorção dos feixes pelo cristal e eventualmente devido a elementos intracavidade como os seletores de frequência. Substituindo $A_i(l)$ e $A_s(l)$, das Equações 2.26 e 2.27, e requerendo que ambas as equações sejam satisfeitas simultaneamente, chega-se em:

$$A_s^*(0) \left[\frac{1}{1 - \alpha_s} - \cosh(g\ell) \right] = \frac{\kappa_s^* A_i(0) \sinh(g\ell)}{g}$$
 (3.7)

Substituindo na equação de $A_i(0)$ temos:

$$\left[\frac{1}{1-\alpha_s} - \cosh(g\ell)\right] \left[\frac{1}{1-\alpha_i} - \cosh(g\ell)\right] = \sinh^2(g\ell)$$
(3.8)

O que finalmente nos leva à condição:

$$\cosh(g\ell) = 1 + \frac{\alpha_i \alpha_s}{2 - \alpha_i - \alpha_s} \tag{3.9}$$

Como o sistema é ressonante para ambas as ondas, $\alpha_i, \alpha_s << 1$, e o ganho paramétrico é pequeno, então $\cosh(g\ell) \approx 1 + g^2\ell^2/2$ e a condição do limitar de oscilação fica:

$$g^2 \ell^2 = \alpha_i \alpha_s \tag{3.10}$$

que pode ser reescrita como:

$$I_{th} = \alpha_i \alpha_s \frac{c^2 n_p n_s n_i}{8Z_0 \omega_s \omega_i \ell^2 d_{\text{eff}}^2}$$
(3.11)

onde $Z_0 = (\mu_0/\epsilon_0)$ é a impedância do espaço livre ($\approx 377\Omega$) e I_{th} é a intensidade do feixe de bombeio requerida para o sistema atingir o limiar de oscilação.

3.7.2 Cavidade Unicamente Ressonante (SRO)

Neste caso a cavidade é ressonante para somente uma das ondas geradas. O primeiro OPO contínuo e com cavidade unicamente ressonante foi reportado por Yang et al. [18] em 1993. Se a cavidade for ressonante somente para o feixe sinal, por exemplo, os feixes complementar e bombeio irão interagir com o cristal somente uma vez. Desta forma, o ganho paramétrico irá ocorrer somente na direção do feixe de bombeio. Sendo assim, $\alpha_i = 1$ e o limiar de oscilação é dado por:

$$I_{th} = 2\alpha_s \frac{c^2 n_p n_s n_i}{8Z_0 \omega_s \omega_i \ell^2 d_{\text{off}}^2}$$
(3.12)

Comparando a Equação 3.11 com a Equação 3.12, é possível notar que o limiar de oscilação da cavidade SRO é maior em relação ao DRO pelo fator $(2/\alpha_i)$, podendo chegar a alguns watts de potência, sendo necessário o uso de lasers de alta potência para o funcionamento destes dispositivos. Nas duas expressões obtidas para o limiar de oscilação das cavidades, nota-se que o limiar é inversamente proporcional ao comprimento do cristal e ao coeficiente não linear efetivo ao quadrado. É muito importante levar estes parâmetros em consideração na escolha do cristal, principalmente se a fonte de laser de bombeio apresentar potências limitadas.

Considerando o mesmo exemplo de OPO dado na seção do ganho paramétrico, iremos calcular o limiar de oscilação deste OPO para uma cavidade unicamente ressonante no feixe sinal. O limiar dependerá da perda α_s , de acordo com a Equação 3.12,da seguinte forma: $P_{th} = 297,5 \text{ W} \times \alpha_s$, considerando que a cintura mínima de feixe tenha valor 43 μ m. Considerando uma perda de $\alpha_s = 2\%$ no processo, $P_{th} = 5,9$ W, ou seja, é um valor relativamente alto para uma fonte de laser contínua. Porém, se considerarmos uma cavidade duplamente ressonante, a perda total pode chegar a 0,1%, o que implica uma potência de limiar de somente $P_{th} = 0,29$ W.

3.7.3 Outros tipos de cavidade

Foi discutido com maiores detalhes na seção anterior as cavidades unicamente e duplamente ressonante, devido a relevância destas cavidades neste trabalho. Porém, há outros tipos de cavidade que servem para diversas aplicações que serão discutidas a seguir.

Existe uma cavidade que é duplamente ressonante, porém é ressonante para o feixe de bombeio juntamente com o feixe sinal ou complementar, dependendo do interesse. Esta cavidade é chamada de *pump enhanced* [22], e os dispositivos compostos por estas cavidade são interessantes, pois permitem a operação com baixo limiar de oscilação, como qualquer cavidade duplamente ressonante, e uma ampla e fina sintonia, como quando a cavidade é unicamente ressonante. É importante que o comprimento desta cavidade seja cuidadosamente travado ao laser de bombeio de frequência estabilizada.

Os osciladores triplamente ressonantes (TRO) são aqueles nos quais a cavidade é ressonante para os três feixes propagantes: bombeio, sinal e complementar. Estas cavidades possuem maiores problemas relacionados à sintonização do que as outras cavidades devido ao casamento de modos que o três feixes devem ter. Porém esta cavidade possui o limiar de oscilação muito baixo (poucos mW de potência). Elas são amplamente utilizadas em experimentos de óptica quântica para estudar correlação quântica ou emanharamento quântico. Como o limiar de oscilação é mais baixo, são evitados efeitos térmicos e problemas de saturação de detectores [23].

3.7.4 Influência da cavidade na sintonização dos feixes

Na seção anterior vimos que o oscilador DRO apresenta uma grande vantagem em relação ao SRO por ter seu limiar de oscilação reduzido. Porém, a estabilização e sintonia dos feixes, particularmente para sintonia suave de frequência única, também devem ser levadas em consideração. A condição de ressonância de uma cavidade de comprimento L é $2L=N\lambda$, onde N representa um número inteiro. Em termos da

frequência e levando em consideração uma volta completa pela cavidade contendo um cristal de índice de refração $n(\lambda)$, as condições de ressonância para o feixe sinal e feixe complementar são:

$$\nu_s = \frac{N_1 c}{[2L + 2(n_s - 1)\ell]} \tag{3.13}$$

$$\nu_i = \frac{N_2 c}{[2L + 2(n_i - 1)\ell]} \tag{3.14}$$

onde N_1 e N_2 são um par de inteiros definindo um modo particular do feixe sinal e complementar, respectivamente, da cavidade de comprimento comum L, e ℓ é o comprimento do cristal. Como o índice de refração muda de acordo com o comprimento de onda, o caminho óptico efetivo da cavidade será diferente para os dois feixes. Como resultado, o intervalo espectral livre da cavidade experimentado por cada onda será diferente.

Sendo assim os tipos de cavidade exercem grande influência na sintonização dos feixes de saída, como exemplificado na Figura 3.5 que mostra um diagrama dos modos de uma cavidade SRO e de uma DRO. O ponto crucial no diagrama DRO reside no fato que as onda sinal e complementar devem ser simultaneamente ressonantes na cavidade. Além disso, deve-se levar em consideração que há mais duas restrições na oscilação que já foram citadas: a conservação de momento e a conservação de energia.

No diagrama os modos dos feixes sinais e complementar são representados pelas linhas verticais, porém o espaçamento entre as linhas é diferente para cada um devido ao diferente intervalo espectral livre das cavidades. Para manter a conservação de energia, a frequência do feixe sinal aumenta da esquerda para a direita e a frequência do feixe complementar aumenta da direia para a esquerda, de forma que em qualquer ponto da cavidade a soma das duas frequências sempre resulta na frequência de bombeio.

Como $\nu = c/2L$, então $d\nu/dL = -c/2L^2 = -\nu/L$ o que implica que $d\nu/\nu = -dL/L$, ou seja, se o comprimento da cavidade muda, então as ressonâncias da cavidade também

irão mudar. Esta mudança é dada por uma diferenciação das Equações 3.13 e 3.14:

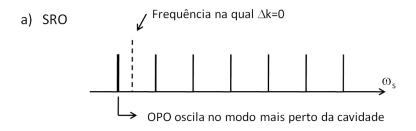
$$\partial \nu_s = -\frac{\nu_s \partial L}{[2L + 2(n_s - 1)\ell]} \tag{3.15}$$

$$\partial \nu_i = -\frac{\nu_i \partial L}{[2L + 2(n_i - 1)\ell]} \tag{3.16}$$

O critério de oscilação para uma cavidade duplamente ressonante é que as frequências dos modos da cavidade devem ser iguais tanto para o feixe sinal, tanto para o feixe complementar, o que não implica que a cavidade vai oscilar no pico da curva de ganho do OPO definido pelo casamento de fase. Neste caso, uma sintonização de feixes mais precisa deve ser feita ajustando o comprimento de onda do laser de bombeio ou então com um controle ativo do tamanho da cavidade.

No caso de uma cavidade unicamente ressonante, a oscilação irá ocorrer no modo da cavidade mais próximo ao pico da curva de ganho, ou seja, mais próximo da condição $\Delta k = 0$, de forma similar a um laser convencional, e permite uma sintonização dos feixes de uma forma muito mais suave do que a cavidade duplamente ressonante.

A referência [24] mostra um exemplo de um OPO unicamente ressonante com controle ativo da cavidade feito através de um cristal piezoelétrico. O OPO foi bombeado continuamente em 1064 nm e foi realizada sintonia contínua ao redor de 3,3 μ m em uma faixa de 500 GHz sem saltos de modos da cavidade.



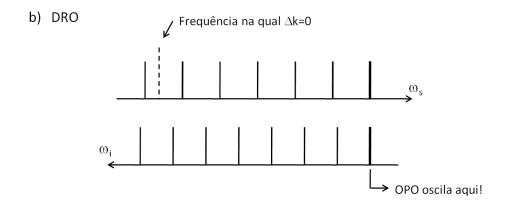


Figura 3.5: a) Representação dos modos da cavidade de um OPO unicamente ressonante, b) representação dos modos da cavidade para um OPO duplamente ressonante. As frequências do feixe sinal e complementar crescem em direções opostas mantendo o valor fixo de sua soma.

3.8 Feixes Gaussianos e Focalização

As discussões feitas sobre amplificação paramétrica óptica foram baseadas em um modelo simples supondo que as ondas são ondas planas uniformes e infinitas. Porém, na prática os feixes de bombeio são feixes gaussianos e são focalizados afim de aumentar a intensidade de bombeio e portanto o ganho paramétrico óptico das ondas geradas.

Para otimizar a interação paramétrica entre o feixe de bombeio e os feixes sinal e complementar, estas três ondas devem se sobrepor de forma ótima ao longo de todo o comprimento do cristal. Um dos critérios adotados para que a sobreposição seja ótima é de que as ondas interagentes devem possuir parâmetros confocais b iguais, ou seja:

$$b = \frac{2\pi n_p w_p^2}{\lambda_p} = \frac{2\pi n_s w_s^2}{\lambda_s} \tag{3.17}$$

para o caso onde a cavidade é ressonante somente para o feixe sinal.

O diâmetro do feixe gaussiano na face do cristal é determinado pela lei de propagação de feixes gaussianos:

$$\omega_z = \omega_0 \sqrt{1 + (\frac{z}{z_R})^2} \tag{3.18}$$

onde $z_R = \frac{n\pi\omega_0^2}{\lambda}$ é o parâmetro de Rayleigh, que corresponde à distância na qual a cintura do feixe aumenta por um fator $\sqrt{2}$.

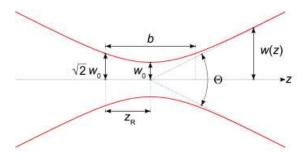


Figura 3.6: Diagrama de um feixe gaussiano e seus parâmetros, cintura w_0 , parâmetro de Rayleigh z_R , e parâmetro confocal b [25].

Embora estejamos trabalhando com um material periodicamente polado, para quase casamento de fase, e não sofremos com efeito walkoff pois as três ondas estão polarizadas na mesma direção, há o efeito de difração pura que estará presente em um processo de geração paramétrica óptica, mais especificamente no processo de diferença de frequência.

Para levarmos em conta este efeito, devemos considerar a função de focalização h de Boyd-Kleinman [26]:

$$h(\xi,\mu) = Re\left(\frac{1}{4\xi} \times \int_{-\xi}^{\xi} d\tau \times \int_{-\xi}^{\xi} d\tau' \frac{1}{1 + \tau\tau' - i(\frac{1+\mu^2}{1-\mu^2})(\tau - \tau')}\right)$$
(3.19)

onde $\xi = \ell/b$ e $\mu = k_s/k_p$. Supondo que o cristal é completamente transparente e que há casamento de fase, a intensidade da onda gerada quando o feixe é gaussiano, será proporcional à função de focalização:

$$I_s \propto I_i I_p h(\mu, \xi)$$
 (3.20)

Sendo assim, é importante trabalhar com o parâmetro confocal tal que este maximize a função de focalização.

Capítulo 4

Projeto e montagem de um oscilador paramétrico óptico contínuo e unicamente ressonante

No presente capítulo, abordaremos o projeto e a montagem de um oscilador paramétrico óptico unicamente ressonante para o feixe sinal, que deverá emitir em 846 nm e depois por geração de segundo harmônico deverá emitir na região espectral do azul (423 nm), bombeado por um laser contínuo emitindo em 532 nm. O oscilador consiste em uma cavidade óptica em anel e o meio de ganho não linear é o cristal de MgO:PPSLT. É reportado um estudo prévio sobre o cristal que inclui as curvas de sintonia por temperatura e periodicidade das grades que serão utilizadas, o ganho paramétrico óptico e limiar de oscilação. Também é feita uma análise das caracteristicas da cavidade óptica, como sua curva de estabilidade e as cinturas de feixe por ela gerada.

4.1 Cristal PPSLT

O cristal escolhido para este trabalho foi o MgO:PPSLT, ou seja, um cristal estequiométrico de Tantalato de Lítio (LiTaO₃) dopado com 1% de Óxido de Magnésio 4.1 Cristal PPSLT 45

e periodicamente polado. Este cristal foi encomendado do fabricante HCPhotonics e apresenta quatro grades com períodos de 8,2, 8,3, 8,4 e 8,5 μ m. O cristal possui dimensões de 30 x 4,3 x 0,5 mm³, sendo que cada grade possui 1 mm de largura e são separadas por 0,1 mm. Afim de diminuir as perdas por reflexão na face do cristal, foi encomendado o cristal com uma película antirefletora em suas faces para os comprimentos de onda dos feixes de interesse: feixe bombeio em 532nm (R<1%), feixe sinal em 846 nm (R<0,5%), e feixe complementar em 1433 nm (R<1%). Estas películas consideram incidência dos feixes normal ao cristal. A Figura 4.1 mostra as curvas da refletância do revestimento anti-refletor do cristal.

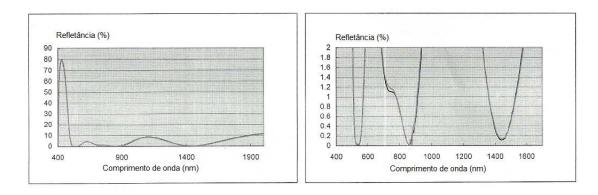


Figura 4.1: Gráfico experimental fornecido pelo fabricante que mostra a refletância das faces do cristal com revestimento atirefletor.

O cristal foi encomendado junto com um forno que pode aquecer o cristal até 200°C, permitindo variação da temperatura em intervalos de 0,1°C. O forno possui uma cobertura de Teflon para isolamento térmico e proteção do cristal, como mostra a Figura 4.2.

O forno é inserido em um posicionador de 4 eixos que nos permite fazer ajustes em ângulos com o cristal. Este posicionador por sua vez é fixado a um estágio de translação micrométrico x,y,z. Esta montagem é fundamental para o funcionamento do dispositivo pois como o cristal é muito fino, o alinhamento se torna mais crítico. É importante que o feixe de bombeio entre no cristal de forma normal e não sofra nenhum desvio dentro

do cristal para evitar perdas por difração ou reflexão, que podem aumentar o limiar de oscilação e comprometer o funcionamento do dispositivo.



Figura 4.2: Foto do cristal PPSLT inserido no forno.

O cristal PPSLT mostrou ser um material óptico não linear atrativo devido a sua grande resistência a danos ópticos comparado, por exemplo, com o cristal PPLN [27], ampla faixa de transparência (0,4 - 5,0 μ m) e altos coeficientes não lineares (particularmente, $d_{33}=13,8$ pm/V). O PPSLT é um dos cristais que apresenta a melhor transparência na região do ultravioleta, o que permite o alcance de comprimentos de ondas menores. A Figura 4.3 mostra a curva de transmissão do cristal PPSLT em função do comprimento de onda.

O PPSLT tem se mostrado eficiente em diversos dispositivos sintonizáveis como mostra a Tabela 3.2.

O Tantalato de Lítio estequiométrico (SLT) consiste em uma alternativa promissora ao Tantalato de Lítio congruente como material para conversão óptica não linear utilizando a técnica de quase-casamento de fase. Uma das vantagens é que o campo elétrico coercivo (campo necessário para reverter por 180° os domínios do cristal ferroelétrico) do SLT é cerca de 1,7 - 4,5 kV/mm, o que é aproximadamente uma ordem de magnitude menor que o Tantalato de Lítio congruente (≈ 21 kV/mm), devido a efeitos

4.1 Cristal PPSLT

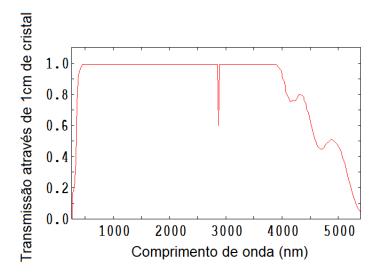


Figura 4.3: Gráfico da transmissão através de 1 cm do cristal PPSLT em função do comprimento de onda [28].

de densidade não-estequiométricas [29], o que facilita a fabricação de cristais periodicamente polados com espessuras maiores. Além disso, o SLT mostra uma redução significativa de dano óptico na região espectral do visível e um aprimoramento do efeito fotorefrativo na região do ultravioleta próximo.

O limiar de dano devido ao efeito fotorefrativo no cristal PPSLT possui um aumento significativo com a dopagem no cristal com óxido de magnésio (MgO) [30]. O efeito fotorefrativo deve ser levado em consideração pois é um efeito que existe em cristais ferroelétricos e pode comprometer a conversão de frequências no cristal.

4.1.1 Propriedades Gerais

Os cristais ferroelétricos como o Tantalato de Lítio, possuem simetria 3m e sua matriz de susceptibilidade se reduz a:

$$d_{il} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

No caso do cristal PPSLT utilizado, $d_{31} = 0.85$ pm/V e $d_{33} = 13.8$ pm/V, segundo informações do fabricante. Este cristal foi especificado para ter quase casamento de fase com as três ondas polarizadas no sentido do eixo do cristal de forma a termos acesso ao maior coeficiente não linear que é o d_{33} . Portanto, a interação utilizada é e-ee, ou seja, quando um feixe de polarização extraordinária induz duas ondas de polarizações extraordinárias. Como o cristal deve ser periodicamente polado para este tipo de interação, o índice efetivo para o caso de casamento de fase de primeira ordem, ou seja, m=1, neste caso será $d_{\text{eff}} = (2d_{33}/\pi) = 8,79$ pm/V.

4.1.2 Equação de Sellmeier

A equação de Sellmeier do cristal MgO:PPSLT com dopagem de 1% utilizada nos cálculos de casamento de fase neste trabalho foi obtida da referência [31] e é dada por:

$$n_e^2(\lambda, T) = A + \frac{B + b(T)}{\lambda^2 - [C + c(T)]^2} + \frac{E}{\lambda^2 - F^2} + \frac{G}{\lambda^2 - H^2} + D\lambda^2$$
 (4.1)

onde A-H são constantes, b(T) e c(T) são coeficientes que dependem da temperatura, λ é o comprimento de onda em micrometros e n_e é o índice de refração para uma onda com polarização extraordinária.

De acordo com a referência [31], os coeficientes da equação de Sellmeier foram obtidos experimentalmente através de medidas de geração de segundo harmônico e de um OPO, fazendo um ajuste das curvas obtidas experimentalmente com a Equação 4.1 de Sellmeier proposta. O laser de bombeio operou em 1064nm e os coeficientes foram obtidos para a faixa espectral de 0,5 μ m a 4,0 μ m e para temperaturas na faixa de 30°C a 170°C.

A Tabela 4.1 mostra os valores das constantes e dos coeficientes que dependem da temperatura obtidos experimentalmente na referência [31].

| Parâmetro | Valor | | |
|-----------|--------------------------------|--|--|
| A | 4,524925 | | |
| В | 0,007687 | | |
| С | 0,266361 | | |
| D | -0,022721 | | |
| E | 0,070618 | | |
| F | 0,19041 | | |
| G | 1,434624 | | |
| Н | 6,90558 | | |
| b(T) | $3,814896.10^{-8}(T+273,15)^2$ | | |
| c(T) | $1,605983.10^{-8}(T+273,15)^2$ | | |

49

Tabela 4.1: Valores dos coeficientes de Sellmeier para Tantalato de Lítio Estequiométrico dopado com 1% de MgO [31].

Além da equação de Sellmeier, deve-se também levar em consideração a expansão térmica do cristal e a mudança da periodicidade da grade devido a esta expansão:

$$\Lambda(T) = \Lambda(25^{\circ}C) \left[1 + \alpha(T - 25^{\circ}C) + \beta(T + 25^{\circ}C) \right]$$
 (4.2)

onde $\alpha=1,6.10^{-5}$ e $\beta=7.10^{-9}$ são os coeficientes da expansão térmica do cristal, T é a temperatura do cristal, e Λ é a periodicidade do cristal. Esta equação também se encontra na referência [31].

4.1.3 Gráficos de quase casamento de fase

Já que temos a equação de Sellmeier e a equação de expansão do cristal, os gráficos do quase casamento de fase são obtidos através da seguinte equação:

$$\frac{1}{\Lambda(T)} - \frac{n_e(\lambda_p)}{\lambda_p} + \frac{n_e(\lambda_s)}{\lambda_s} + \frac{n_e(\lambda_i)}{\lambda_i} = 0$$
(4.3)

A Figura 4.4 mostra a curva, dada pelo fabricante, da sintonia para o feixe sinal em função da temperatura do cristal para as quatro grades escolhidas para este trabalho em torno do comprimento de onda de interesse que é 846 nm. Já as Figuras 4.5 e 4.6 mostram os gráficos calculados através da equação de Sellmeier fornecida pela referência [31] da sintonia para o feixe sinal e complementar em função da temperatura para as quatro grades em questão e da sintonia somente para o feixe sinal em torno da faixa de interesse de 830 a 860 nm, respectivamente.



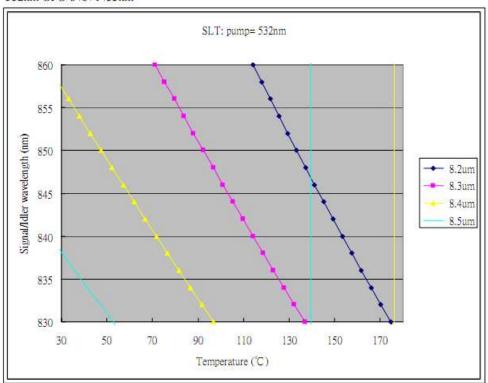


Figura 4.4: Curva de sintonia para o feixe sinal em função da temperatura do cristal MgO:PPSLT, fornecida pelo fabricante do cristal.

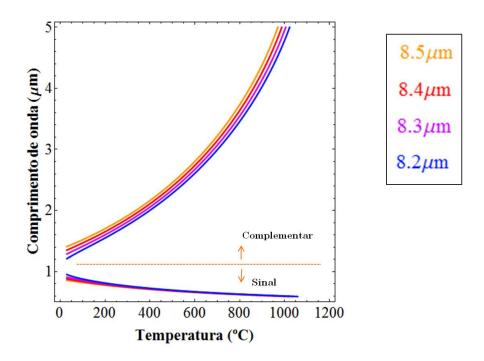


Figura 4.5: Curva de sintonia dos comprimentos de onda sinal e complementar em função da temperatura calculada através das equações fornecidas pela referência [31].

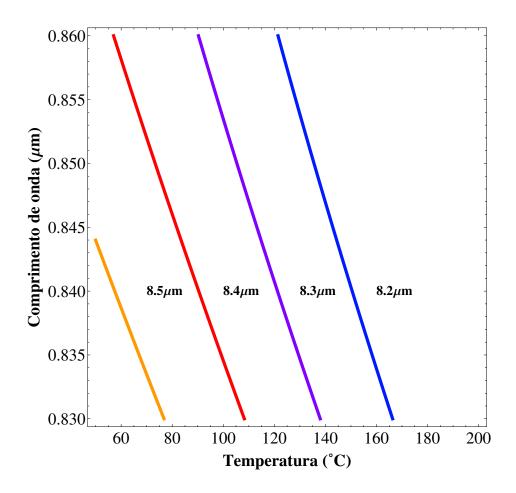


Figura 4.6: Curva de sintonia do comprimento de onda sinal em função da temperatura calculada através das equações fornecidas pela referência [31].

4.2 Ganho paramétrico óptico e Limiar de oscilação

Nesta seção, vamos calcular o ganho paramétrico óptico e o limiar de oscilação do OPO tema deste trabalho. Nos cálculos será suposto que há casamento de fase entre os feixes.

O feixe de bombeio emite em $\lambda=532$ nm (n=2,20), o feixe sinal emite em $\lambda=846$ nm (n=2,15) e o feixe complementar emite em $\lambda=1433$ nm (n=2,12), onde os índices de refração referem-se ao cristal PPSLT. O cristal possui comprimento $\ell=3$ cm, $d_{\rm eff}=8,79$ pm/V e vamos supor uma intensidade do laser de bombeio de $I=7\times10^8$ W/m², que corresponde a uma potência de 4 W focalizada em uma cintura de feixe $\omega_0=43~\mu{\rm m}$.

De acordo com a Equação 3.4 o ganho será de G=0,96, o que corresponde a um ganho fracional de 4%.

Já a potência do limiar de oscilação dependerá da perda α_s do feixe sinal, de acordo com a Equação 3.12. Ou seja, $P_{th} = 34,1 \text{W} \times \alpha$, considerando que a cintura mínima do feixe tenha valor 43 μ m. Considerando uma perda de 4% teremos, $P_{th} = 1,36 \text{ W}$, ou seja, é um valor factível para uma fonte de laser contínua, e pode ser facilmente superado com o laser de bombeio disponível que emite até 6 W de potência.

4.3 Perdas por difração nas faces de entrada e saída do cristal

Afim de diminuir o limiar de oscilação do OPO, devemos focalizar o feixe de bombeio no cristal, pois quanto maior o valor da intensidade de bombeio I_p maior será o ganho. Porém, deve-se tomar cuidado para que o feixe não esbarre nas bordas do cristal já que a abertura do cristal corresponde a um retângulo de dimensões $0.5 \times 1 \text{ mm}^2$. Sendo assim devemos estabelecer um limite superior para o diâmetro do feixe nas faces do

cristal, lembrando que o feixe possui distribuição espacial gaussiana.

A distribuição gaussiana de intensidade é expressa por [32]:

$$I(x,y,z) = I_0 \frac{w_0^2}{w(z)^2} e^{-2\frac{x^2+y^2}{w(z)^2}}$$
(4.4)

onde I_0 é a intensidade máxima localizada no centro do feixe e w(z) é a cintura do feixe a uma distância z da cintura de feixe mínima w_0 . A potência total pode ser calculada por:

$$P_{tot} = I_0 \frac{w_0^2}{w(z)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\frac{x^2}{w(z)^2}} dx \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2\frac{y^2}{w(z)^2}} dy$$
 (4.5)

Como $\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-at^2}dt=\sqrt{\frac{\pi}{a}},$ temos que a potência total será:

$$P_{tot} = I_0 \frac{\pi}{2} w_0^2 \tag{4.6}$$

Vamos calcular agora a potência P_L transmitida através de uma seção $L \times L$ na face de entrada do cristal, ou seja, em $z = -\ell/2$, onde ℓ é o comprimento do cristal.

$$P_L = I_0 \frac{w_0^2}{w(\ell/2)^2} \int_{-L/2}^{+L/2} e^{-2\frac{x^2}{w(\ell/2)^2}} dx \int_{-L/2}^{+L/2} e^{-2\frac{y^2}{w(\ell/2)^2}} dy$$
 (4.7)

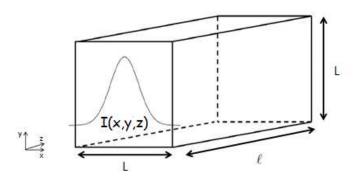


Figura 4.7: Perfil da intensidade transmitida em um cristal com seção da face de entrada dada por $L \times L$.

Substituindo a expressão da potência total e mudando os limites de integração, temos:

$$P_L = \frac{P_{tot}8}{\pi w (\ell/2)^2} \left(\int_0^{L/2} e^{-2\frac{x^2}{w(\ell/2)^2}} dx \right)^2$$
 (4.8)

Fazendo a mudança de variável $t \to \frac{\sqrt{2}x}{w(\ell/2)}$, temos que:

$$\frac{P_L}{P_{tot}} = \left(\int_0^{L/\sqrt{2}\omega(\ell/2)} \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-t^2} dt \right)^2 \tag{4.9}$$

Esta equação representa a função de erro: $\int_0^z \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-t^2} dt = erf(z)$

Sendo assim, se impormos um limite que a cintura de feixe na face do cristal deve ser 4 vezes menor que a abertura de entrada L, ou seja, $4w(\ell/2) = L$, então, podemos calcular a perda por difração na entrada do cristal devido a este fator. Através do programa Mathematica foi possível calcular este fator:

$$\frac{P(L)}{P(tot)} = erf(2\sqrt{2})^2 = 0,999873$$
(4.10)

Que representa 0,0127% de perda por difração na entrada do cristal. Esta é uma perda pequena e nos servirá para calcularmos a cintura de feixe máxima na face do cristal. Considerando L=0,5 mm, que é o caso do cristal em questão, a cintura de feixe máxima na face do cristal para evitar que os feixes de sinal e de bombeio apresentem perdas por difração é de $w(\ell/2)=125~\mu{\rm m}$.

4.4 Projeto da cavidade óptica em anel

A cavidade óptica deve ser projetada para proporcionar a menor perda possível (isto é, ter um alto fator de qualidade) e uma cintura de feixe ótima no centro do cristal MgO:PPSLT. Esta seção trata da otimização dos parâmetros da cavidade. Além disso, a cavidade deve ser projetada para uma cintura de feixe ótima no braço da cavidade onde será inserido o cristal responsável pela duplicação de frequência do feixe sinal.

4.4.1 Cálculo das dimensões e parâmetros da cavidade

A cavidade escolhida para este trabalho foi uma cavidade em anel com quatro espelhos curvos, como mostram as Figuras 4.8 e 4.9. Os espelhos para a cavidade foram

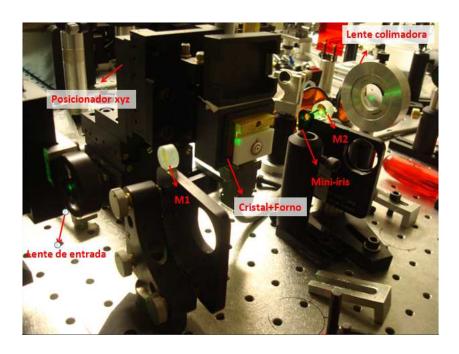


Figura 4.8: Foto da montagem experimental do oscilador paramétrico óptico.

escolhidos entre os disponíveis no laboratório. A cavidade em anel foi escolhida pois nas cavidades lineares a onda é estacionária, o que pode acarretar no fenômeno de backconversion, ou seja, na transformação dos feixes sinal e complementar em feixe de bombeio. Isto ocorre pois o feixe de bombeio se propaga somente em uma direção, e os feixes sinal e complementar contrapropagantes irão regenerar o feixe de bombeio através de soma de frequências ao retornar para o meio não linear. Já em uma cavidade de onda propagante, como a cavidade em anel, o feixe de bombeio sempre acompanha os feixes sinal e complementar ao longo do meio não linear, não havendo este tipo de perda no processo, o que diminui o limiar de oscilação. Apesar do alinhamento ser mais difícil, foi escolhido trabalhar com quatro espelhos curvos nesta cavidade para termos cinturas de feixe sinal pequena tanto no cristal PPSLT quando no cristal duplicador LBO. A cavidade apresenta duas cinturas mínimas, uma entre M_1 e M_2 e outra entre M_3 e M_4 . As dimensões da cavidade e os valores dos seus constituintes estão na Tabela 4.2.

A matriz ABCD da cavidade, partindo do centro do cristal é dada por:

| Parâmetro | Valor | | |
|-----------|-----------------------------|--|--|
| M_1 | 10 cm de raio de curvatura | | |
| M_2 | 10 cm de raio de curvatura | | |
| M_3 | 3 cm de raio de curvatura | | |
| $ m M_4$ | 7,5 cm de raio de curvatura | | |
| d_1 | 11,2 cm | | |
| d_2 | 7,8 cm | | |
| d_3 | 16,4 cm | | |
| d_4 | 9,3 cm | | |
| d_5 | $16.5~\mathrm{cm}$ | | |
| Lente | 15 cm de distância focal | | |

Tabela 4.2: Valores dos parâmetros da cavidade em anel da Figura 4.9.

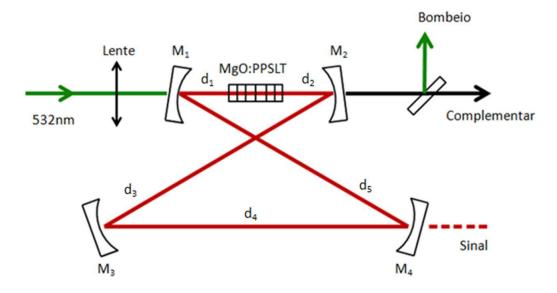


Figura 4.9: Diagrama esquemático do OPO, onde foi utilizada a cavidade em anel do tipo "bow-tie".

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{\ell}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2}{-R_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_5 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2}{-R_4} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_4 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\
\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2}{-R_3} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_3 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{2}{-R_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{\ell}{2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} (4.11)$$

As distâncias da cavidade foram calculadas através de um programa desenvolvido no laboratório que leva em consideração cálculos da matriz ABCD.

Com os valores indicados na Tabela 4.2 os valores dos coeficientes da matriz ABCD são:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,829644 & -0,00737478 \\ 50,9619 & 0,752332 \end{pmatrix}$$
(4.12)

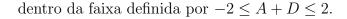
Sabendo os coeficientes da matriz ABCD a cintura do feixe no centro do cristal (w_0) pode ser calculada através da seguinte equação [32]:

$$\frac{\pi n w_0^2}{\lambda_0} = \frac{B}{\left[1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2\right]^{1/2}} \tag{4.13}$$

que de acordo com a Equação 4.12 será $w_0=39~\mu\mathrm{m}$, o que corresponde a um $\xi=1,23$.

Utilizando o mesmo raciocínio, podemos calcular a matriz ABCD ao longo da cavidade e encontramos que a cintura de feixe no segundo braço é de $W_0 = 26 \mu m$ a uma distância de 7,14 cm do espelho M₄. Se utilizarmos um cristal de LBO com comprimento de 1 cm para geração de segundo harmônico teremos um de ξ =1,25 para o feixe sinal neste cristal, que dá uma boa eficiência de conversão [26].

A Figura 4.10 mostra um gráfico da cintura do feixe sinal no centro do cristal em função do comprimento d_2 nos limites de estabilidade da cavidade escolhida, ou seja,



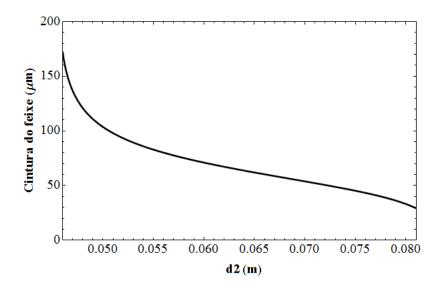


Figura 4.10: Gráfico da cintura do feixe no centro do cristal em função do comprimento d_2 .

4.5 Procedimento de montagem e alinhamento da cavidade

Nesta seção descreveremos o processo de alinhamento do OPO. O processo é muito relevante pois, ao contrário de um laser convencional, não há fluorescência alguma que permita realizar o alinhamento, e os espelhos são altamente transmissores para o feixe de bombeio o que dificulta ainda mais o alinhamento.

Primeiramente, deve-se certificar que o feixe de bombeio está paralelo à mesa óptica, ou seja, não deve sofrer variações na altura ao longo da montagem, e também deve estar horizontalmente bem posicionado em uma linha aonde os espelhos M_1 e M_2 estarão fixados. O alinhamento do feixe de bombeio pode ser feito facilmente com o auxílio de duas íris, e dois espelhos altamente refletores em 532 nm, responsáveis por deixar o feixe paralelo à mesa e sem desvios horizontais em relação à montagem. No caso da

montagem em questão, as íris foram posicionadas a uma altura de 10 cm em relação à mesa óptica e foram mantidas fixas na mesa durante todo o experimento como pontos de referência.

4.5.1 Focalização do feixe

Na etapa de inserir a lente responsável pela focalização do feixe de bombeio, deve-se certificar que a lente figura perpendicular ao feixe de bombeio. Para isso, ajusta-se a lente de forma que a reflexão do feixe se sobreponha com o feixe incidente. O feixe também deve estar centralizado na lente, o que minimiza aberrações. É importante garantir que ao se mover longitudinalmente a lente, seu foco não deve sofrer nenhum deslocamento transversal. Isto pode ser verificado com o auxílio da segunda íris. Como o feixe de bombeio deve ser focalizado no centro do cristal, deve-se lembrar que devido a diferença de índice de refração, a posição longitudinal da cintura do feixe de bombeio será deslocada por uma distância nx, como mostra a Figura 4.11.

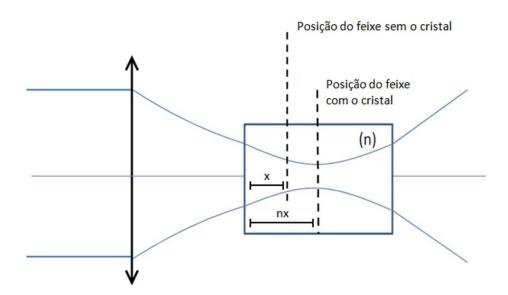


Figura 4.11: Mudança da localização da cintura do feixe com devido a inserção do cristal.

Como o índice de refração do cristal para o feixe de bombeio é n=2,2 então o feixe de bombeio deve ser focalizado a uma distância dada por nx=15 mm ou seja, x=6,8 mm da face de entrada do cristal. Este é um ponto muito importante pois caso o foco do feixe não esteja no centro do cristal, não haverá casamento de modos entre os feixe sinal e o bombeio, o que poderá impedir a oscilação do dispositivo. Além disso, corre-se o risco de focalizar o feixe na face de entrada do cristal, podendo danificar a película antirefletora do cristal.

A localização do foco e a medida do tamanho da cintura do feixe de bombeio são feitos experimentalmente através do método de faca descrito a seguir. Esta etapa é importante, pois mesmo sabendo a distância focal da lente, o espelho de entrada atuará como uma lente divergente, mudando a posição e o tamanho da cintura do feixe no foco. O teste de faca consiste em se interceptar o feixe de bombeio com uma lâmina fixada em um posicionador xyz em dois pontos: ponto onde 10% da potência do feixe de bombeio é bloqueada e ponto onde 90% da potência do feixe de bombeio é bloqueada. As duas distâncias são medidas no posicionador e a cintura do feixe de bombeio na posição onde a lâmina o intercepta pode ser calculada em função de Δy que é o deslocamento da lâmina, ou seja, a diferença entre as posições dos pontos de bloqueio de 10% e 90% do feixe de bombeio. Considerando que a lâmina bloqueou o feixe na posição horizontal, e se movimentou a lâmina na direção vertical, temos que a potência transmitida é dada por:

$$P = \frac{I_0 w_0^2}{w^2(z)} \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{-2x^2}{w^2(x)} dx} \int_0^{\Delta y} e^{\frac{-2y^2}{w^2(z)}} dy$$
 (4.14)

Utilizando as equações 4.5 e 4.6 e a definição da função de erro temos que:

$$\frac{P}{P_{tot}} = erf(\Delta y \sqrt{2}/w(z))\frac{1}{2}$$
(4.15)

Sendo assim, como $P/P_{tot} = 0,8$ e a função inversa do erro é Inverf(0,8) = 0,906, temos que a cintura de feixe na posição z será dada por:

$$w(z) = \Delta y \cdot \frac{1,56}{2} = \Delta y \cdot 0,78$$
 (4.16)

Este método pode ser aplicado a diferentes cortes na porcentagem da potência, como por exemplo 30% e 70%, que gera um fator de 1,91 a ser multiplicado pelo Δy .

A lâmina foi fixada após o espelho de entrada (Figura 4.9) na posição onde o foco do feixe de bombeio deve estar, que neste caso corresponde a uma distância 112+6, 8 = 118,8 mm do espelho de entrada.

A distância inicial entre o espelho de entrada e a lente pode ser calculada através da seguinte equação de óptica geométrica, que nos serve de guia para começar o teste de faca:

$$z_1 = \frac{f_2 p'' + f_2 f_1 - f_1 p''}{f_2 - p''} \tag{4.17}$$

onde z_1 é a distância entre a lente e o espelho, p'' é a distância entre a posição do espelho e a posição desejada do foco, f_1 é a distância focal da lente, f_2 é a distância focal do espelho de entrada que, pela equação do fabricante de lentes é R1/2, onde R1 é a curvatura do espelho. Como p''=118,8 mm, $f_1=150$ mm e $f_2=50$ mm então a lente foi posicionada primeiramente a uma distância $z_1=64$ mm do espelho de entrada.

Fazendo o teste de faca para várias posições z da lente, foi possível medir experimentalmente que a posição da cintura mínima do feixe de bombeio se encontrava quando a lente estava a uma distância de 69 mm do espelho de entrada.

O valor mínimo da cintura do feixe de bombeio encontrado foi de 43 μ m, o que corresponde a ξ =0,63.

4.5.2 Posicionamento dos espelhos

O espelho de entrada é fixado e posicionado de forma que o feixe de bombeio passe pelo seu centro e permaneça centralizado transversalmente na íris referência. Após a fixação do espelho de entrada, insere-se novamente a lente. Em seguida, posiciona-se um espelho plano altamente refletor para o feixe de bombeio, de forma a retrorefletir o feixe de bombeio, como mostra a Figura 4.12. O ajuste angular do espelho M₁ é feito através do feixe refletido pelo mesmo. O ajuste deve ser feito de forma que o

ângulo entre o feixe de entrada e o feixe refletido pelo espelho M_1 seja o menor possível, afim de minimizar o astigmatismo na cavidade. No nosso caso, o menor ângulo possível dado o tamanho do forno do cristal fechado foi de 13,3°. A partir do feixe refletido pelo espelho M_1 , coloca-se o espelho M_4 de acordo com as distâncias calculadas previamente. É importante utilizar uma mini-íris entre os espelhos M_3 e M_4 para termos a certeza de que o alinhamento da cavidade está correto ao colocarmos o espelho M_2 em seu lugar.

Para deixar o alinhamento o mais fino possível, complementamos esta etapa com um laser de hélio neônio, emitindo em 632,8 nm, contra-propagante com o feixe de bombeio na cavidade, ou seja, este feixe foi inserido através do espelho M₂. Isto facilitou o alinhamento pois os espelhos são mais refletores para este feixe, o que permite observar a volta completa do feixe dentro da cavidade.

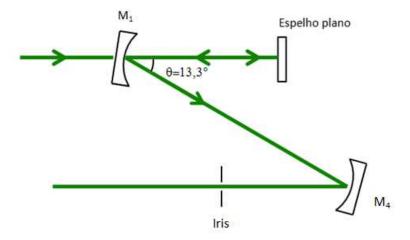


Figura 4.12: Representação do procedimento de posicionamento dos espelhos M_1 e M_4

4.5.3 Inserção do cristal

Uma vez que os espelhos estão posicionados, podemos inserir o cristal. Para isso, é necessário colocar uma íris suficientemente longe da montagem para nos servir como guia ao ajustar a posição do cristal de forma que o feixe de bombeio incida na posição normal em relação ao cristal. Como o feixe de bombeio diverge fortemente após M_2 ,

é necessário colocar uma segunda lente após o espelho M_2 com função de colimar o feixe de forma a ser possível perceber nitidamente os anéis de dfração formados pelo feixe de bombeio centrado na íris. No caso desta montagem, a lente colimadora após M_2 possuia distância focal de 12,5 cm. A íris foi posicionada de forma que os anéis formados pelo feixe de bombeio estivessem bem centralizados em volta do orifício da íris. Além disso, a íris foi posicionada o mais longe possível em relação à montagem para uma maior precisão do alinhamento do cristal. No nosso caso essa distância foi de 1,5 m após o espelho M_2 .

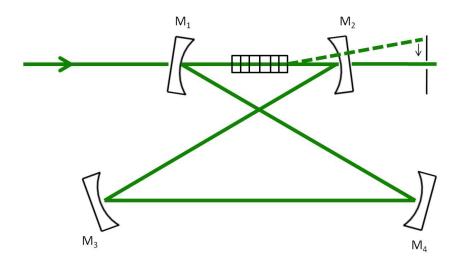


Figura 4.13: Ilustração do desvio no feixe de bombeio em relação a posição original marcada pela íris, devido à inserção do cristal.

O cristal foi montando em um suporte que permite ajuste do cristal em ângulo (θ, φ) , permitindo inclinações tanto na horizontal quanto na vertical. Este suporte foi fixado em um posicionador xyz, completando assim todos os graus de liberdade no ajuste do cristal em relação ao feixe de bombeio.

O conjunto formado pelo cristal, forno e posicionador angular foram fixados no posicionador xyz na vertical de forma a minimizar o ângulo dos espelhos curvos e consequentemente o astigmatismo da cavidade. Sendo assim, o eixo cristalino do cristal ficou direcionado na horizontal. Como a polarização do laser de bombeio é vertical, foi

feito um arranjo com dois espelhos para girar sua polarização para horizontal.

É muito importante ajustar o cristal para que este fique o máximo possível normal em relação ao feixe em todo o seu comprimento (3 cm), pois a espessura do cristal é muito pequena (somente 0,5 mm) e qualquer mal posicionamento pode gerar perdas, impedindo o OPO de oscilar. Ao inserir o cristal na montagem o feixe de bombeio sofre desvios. O posicionamento é feito ajustando os ângulos do cristal de maneira que o feixe volte a incidir na íris de referência de forma centralizada.

4.6 Resultados experimentais

Ao inserir o cristal no forno, houve uma quebra de uma das faces do cristal que atingiu as grades com períodos de 8,2 μ m e 8,3 μ m. Como pode-se ver pela Figura 4.6 estas eram as grades cuja temperatura para casamento de fase estavam em torno de 140°. As grades remanescentes devem ser operadas a temperaturas menores, o que pode induzir o efeito fotorefrativo, como discutido anteriormente.

Utilizando o cristal na grade de 8,4 µm a uma temperatura de 60°C, aumentamos a potência do feixe de bombeio gradualmente até observarmos oscilação do feixe sinal que foi em torno de 5 W de potência de bombeio. Foi colocado um filtro óptico e um medidor de potências após o espelho de saída M₂ e observamos uma oscilação do OPO com uma potência do feixe sinal de 30 mW, para uma potência máxima do feixe de bombeio em 6 W. Isto corresponde a uma potência intracavidade de 30 W, já que o espelho M₂ tem refletividade de 99,9% para o feixe sinal. A oscilação do OPO pôde ser observada com o auxílio de um visor infravermelho. Também foi possível observar luz azul saindo da cavidade, correspondente a uma pequena geração de segundo harmônico (sem casamento de fase) no cristal de PPSLT. O OPO apresentou um alto limiar de oscilação, por volta de 5 W e parou de oscilar após alguns minutos. Durante este período não foi possível obter nenhum gráfico de potência, nem analisar o feixe sinal

pois este se apresentava muito instável.

Além disso, após este experimento observamos um maior espalhamento de luz do bombeio ao longo de sua propagação no cristal, o que não ocorria antes do experimento. Acreditamos que este espalhamento provavelmente se deva ao efeito fotorefrativo no cristal que pode ter ocorrido por trabalharmos com baixa temperatura e alta intensidade de luz verde. Para tentar desfazer este efeito o cristal foi aquecido a 200°C por 24 horas, porém não houve grandes mudanças no espalhamento da luz de bombeio.

4.7 Tentativas com outras cavidades

Após o teste com a primeira cavidade descrita acima, foram feitos mais dois testes com duas cavidades diferentes para a tentativa de oscilação do dispositivo. Esta seção reporta estas duas cavidades.

4.7.1 Cavidade em anel com espelhos planos

A segunda tentativa de oscilação consistiu em uma cavidade com dois espelhos curvos e dois espelhos planos como mostra a Figura 4.14. Ela foi escolhida por ser uma cavidade totalmente simétrica e simples de se alinhar e focalizar o feixe dentro do cristal. Os parâmetros utilizados estão apresentados na Tabela 4.3.

Esta cavidade, unicamente ressonante para o feixe de 846 nm, apresenta uma cintura para o feixe sinal de 37 μ m (corresponde a um $\xi = 1,37$, para o cristal PPSLT) no centro do braço entre os espelhos curvos, e uma cintura para o feixe sinal de 260 μ m (corresponde a $\xi = 0,01$, para o cristal LBO de 1 cm) no centro do braço entre os espelhos planos. Como o valor da segunda cintura é muito alto, esta cavidade é menos eficiente para a geração de segundo harmônico do feixe sinal com um cristal LBO de 1 cm de largura. Porém, como esta é uma cavidade mais simples do ponto de vista de alinhamento e proporciona menos perda por astigmatismo (devido a um menor número

| Parâmetro | Valor |
|----------------|----------------------------|
| M_1 | 10 cm de raio de curvatura |
| M_2 | 10 cm de raio de curvatura |
| M_3 | Plano |
| M_4 | Plano |
| d_1 | 4,8 cm |
| d_2 | 4,8 cm |
| d_3 | 19,8 cm |
| d_4 | 19,8 cm |
| d_5 | 20,0 cm |
| Lente | 12,5 cm de distância focal |

Tabela 4.3: Valores dos parâmetros da cavidade utilizada.

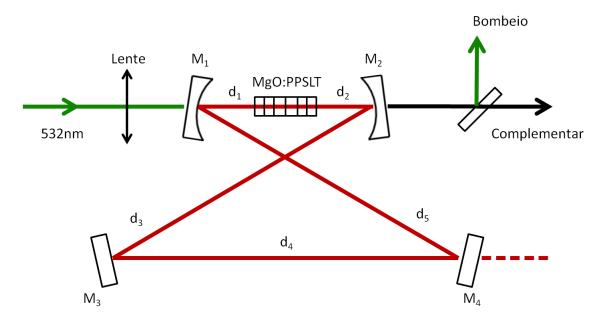


Figura 4.14: Esquema do arranjo experimental utilizado da cavidade óptica em anel com dois espelhos planos.

de espelhos curvos), ela foi escolhida para a tentativa de obter oscilação do feixe sinal.

O teste de faca com a lente de 12,5 cm resultou em uma cintura para o feixe sinal de 39 μ m (corresponde a um $\xi = 0,76$) para a lente a uma distância de 14,7 cm do espelho de entrada. O ângulo de abertura entre os braços d₁ e d₅ mínimo foi de 22,0°.

Foi feito todo o alinhamento e a focalização como descritos na seção anterior e após a cavidade estar alinhada o cristal foi inserido de forma a utilizar a grade de $8,4~\mu m$ a uma temperatura de $60^{\circ} C$. Aumentamos a potência do laser de bombeio até 6~W porém não foi possível observar nenhuma oscilação do dispositivo. Também tentamos trabalhar com a grade de $8,5~\mu m$ na temperatura ambiente e mesmo assim não observamos oscilação do dispositivo.

4.7.2 Cavidade linear com espelhos curvos

Como uma última tentativa de oscilação da cavidade para o feixe sinal, foi construída uma cavidade linear com dois espelhos curvos de 3 cm e comprimento de 7,4 cm o que gera uma cintura de feixe de 45 μ m para o feixe sinal, que corresponde a um $\xi=0,93$. Os dois espelhos escolhidos são altamente refletores (99,9%), e pelo menor número de espelhos dentro da cavidade o limiar de oscilação desta cavidade deve ser mais baixo do que das anteriores. Além disso, esta montagem foi construída em outro laboratório de forma a usar um laser de até 10 W em 532 nm. Nesta cavidade foi utilizada uma lente de 10 cm que produziu uma cintura de feixe de 32 μ m para o feixe de bombeio, sendo que a lente estava a uma distância de 5,7 cm do espelho de entrada.

Seguindo os mesmos passos de alinhamento, focalização e sintonia por temperatura descritos nas seções anteriores, foi inserido o cristal e aumentamos a potência do laser de bombeio até 10 W. Porém também não foi possível observar nenhuma oscilação em ambas as grades do cristal.

4.8 Discussão 69

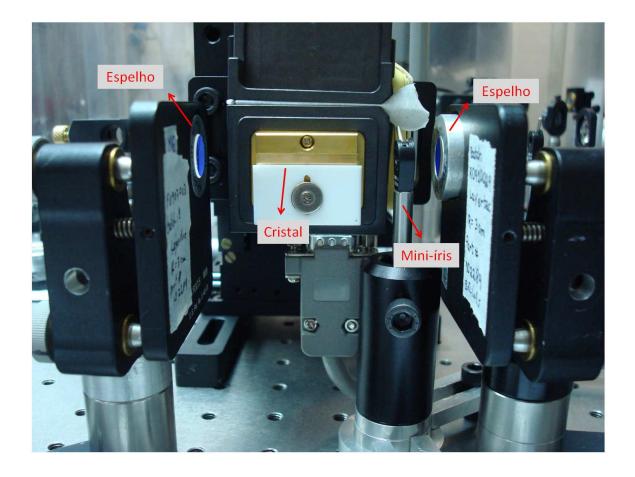


Figura 4.15: Foto da montagem da cavidade óptica com apenas dois espelhos com raio de curvatura de 3 cm.

4.8 Discussão

Acreditamos que o comportamento observado deve-se a uma perda gerada no cristal após o primeiro teste com potência de bombeio alta. Como a perda nos espelhos é muito baixa e a transparência do cristal é alta, só resta uma perda intrinseca do cristal, que acreditamos ser devida a efeito fotorefrativo induzido pela alta potência de luz verde. É conhecido que o efeito fotorefrativo aumenta para comprimentos de onda menores (visível) sendo, por exemplo, muito menor para comprimentos de onda em torno de 1 μ m (por exemplo, laser de Nd:YAG). Para reduzir este efeito utiliza-se dopagem com MgO e trabalha-se com o cristal a temperaturas mais altas. Embora o

70

cristal fosse dopado com MgO, o efeito fotorefrativo não é totalmente eliminado. Além disso, devido ao dano no cristal fomos forçados a trabalhar com as grades operando a uma temperatura onde o efeito fotorefrativo é mais esperado. Esta hipótese deve ser investigada com mais detalhe em trabalhos futuros. Nossos resultados sugerem que para um OPO bombeado a alta potência de luz visível o efeito fotorefrativo seja considerado como um possível fator limitante.

Conclusões e Perspectivas

Este trabalho reportou o projeto e a montagem de um oscilador paramétrico óptico (OPO) contínuo com cavidade unicamente ressonante para o feixe sinal em 846 nm, bombeado por um feixe emitindo até 6 W de potência em 532 nm. A motivação para este trabalho foi a de desenvolver uma fonte potente de radiação laser contínua de frequência única e sintonizável no infravermelho próximo (850 nm e 1400 nm). Além disso, pretendia-se gerar luz violeta através da geração de segundo harmônico do feixe sinal (850 nm), a fim de usá-lo em espectroscopia e resfriamento a laser de átomos de cálcio. O meio não linear escolhido foi um cristal de MgO:PPSLT de 3 cm de comprimento com grades disponíveis de periodicidade de 8,4 μ m e 8,5 μ m, que correspondiam a temperaturas para casamento de fase produzindo feixe sinal de 846 nm de 60°C e 25°C respectivamente. Foram feitas as curvas de sintonia deste cristal para as grades de 8,2, 8,3, 8,4 e 8,5 μ m e comparadas com as curvas fornecidas pelo fabricante. O ganho paramétrico óptico calculado para este cristal para um feixe de bombeio focalizado em 43 μ m e com 4 W de potência foi de 4%. A potência do limiar de oscilação calculada para esta cavidade supondo intensidade do feixe de bombeio de $7 \times 10^8 \ \mathrm{W/m^2}$ foi de 1,36 W, porém experimentalmente o limiar foi próximo de 5 W de potência, e portanto muito maior do que o calculado. O OPO montado com uma cavidade em anel com quatro espelhos curvos oscilou por alguns minutos e produziu 30 W de potência intracavidade para o feixe sinal, e também pôde ser observada luz

azul devido à geração de segundo harmônico pelo cristal PPSLT. Este OPO oscilou por alguns minutos apenas e em seguida o cristal apresentou um maior espalhamento da luz do feixe de bombeio. Em seguida fizemos teste com mais duas cavidades: uma com dois espelhos curvos e dois espelhos planos, escolhida por ser totalmente simétrica e mais fácil de se alinhar; e outra cavidade linear contendo somente dois espelhos altamente refletores para o feixe sinal, escolhida por diminuir as perdas intracavidade e consequentemente diminuir o limiar de oscilação. Nenhuma dessas cavidades oscilou o que sugere um aumento de perdas no cristal de PPSLT, que atribuímos ao efeito fotorefrativo induzido pela alta intensidade do feixe de bombeio em 532 nm, bem como ao fato de utilizarmos as grades de temperaturas relativamente baixas (60°C e 25°C).

Nossos resultados sugerem que para OPOs contínuos bombeados com luz visível, o efeito fotorefrativo deve ser considerado como um importante fator limitante da eficiência.

Perspectivas futuras incluem um estudo técnico e experimental do efeito fotorefrativo em OPOs bombeados com luz visível. Testes adicionais incluem o uso de cristais com grades operando a temperaturas mais altas (> 140°C), o que deve reduzir o efeito fotorefrativo.

Apêndice A

Geração de Supercontínuo

Este apêndice trata de testes realizados com o propósito de geração de luz supercontínua em diversas fibras micro estruturadas que foram fabricadas no Departamento de Eletrônica Quântica do IFGW- UNICAMP. O comprimento, o tamanho do núcleo e a periodicidade das fibras fotônicas variaram. Os testes foram feitos utilizando um laser de bombeio de microchip com chaveamento Q, emitindo em 1064 nm. O alargamento espectral foi observado na faixa de 600 a 1600 nm.

A.1 Introdução

As fibras de cristal fotônico têm sido amplamente utilizadas para estudos referentes a efeitos de óptica não linear devido ao seu alto coeficiente de não linearidade e da manipulação da dispersão cromática. Um dos efeitos é a geração de supercontínuo, que ocorre quando pulsos de largura espectral estreita sofrem um alargamento espectral devido a não linearidade do meio de propagação, gerando uma saída de luz espectralmente contínua em uma determinada faixa de comprimento de onda. Este efeito ocorre em diversos meios não lineares como sólidos, líquidos orgânicos e inorgânicos, gases e diversos tipos de guia de onda [33]. Neste trabalho foi investigada a geração de supercontínuo em diversas fibras de cristal fotônico. As aplicações de luz supercontínua ge-

radas em fibras fotônicas abrangem diversos campos como metrologia (relógios ópticos) espectroscopia, e tomografia óptica coerente, sendo estes dois últimos os interesses principais dese trabalho. Além disso, há previsão de uma maior eficiência na construção de sistemas ópticos já que os sinais digitais poderão ser transmitidos e processados simultaneamente em vários comprimentos de onda, o que abre portas na área de telecomunicações. Existe uma grande variedade de fibras fotônicas e isto se deve as diversas técnicas de fabricação e materiais utilizados. Neste experimento foram utilizadas fibras de sílica, com diferentes periodicidades, tamanhos de núcleos e comprimento.

A.2 Arranjo experimental

O arranjo experimental utilizou dois posicionadores de fibra com liberdade nos eixos x, y e z (sem liberdade de ajuste em ângulo), uma objetiva de 40 para o acoplamento de entrada na fibra e outra de 20 para a imagem na saída. Os testes foram feitos utilizando um laser pulsado emitindo 60 mW de potência em 1064 nm. Os espectros foram obtidos com o analisador de espectro óptico. O acoplamento de luz na fibra foi feito com o auxílio de um visor infravermelho. As fibras utilizadas neste experimento foram fabricadas no Departamento de Eletrônica Quântica do IFGW- UNICAMP. Elas foram selecionadas de acordo com seus respectivos zeros de dispersão, que devem ser próximos ao comprimento de onda do laser. O esquema da montagem experimental se encontra na Figura A.1.

A.3 Resultados

Os espectros obtidos para os diferentes tipos de fibra se encontram nas figuras abaixo.

A diferença entre as curvas de cada fibra está no acoplamento da saída da fibra no espectrômetro, que foram otimizadas afim de deixar o espectro mais plano possível.

Foram feitos testes para vários comprimentos de fibra afim de se obter o espectro

A.3 Resultados 75

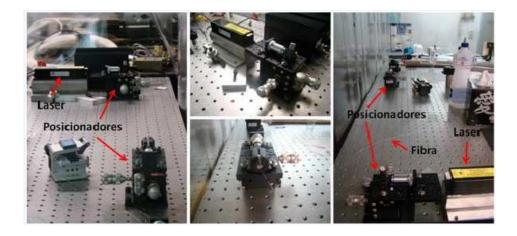


Figura A.1: Fotos da montagem experimental utilizada para geração de supercontínuo.

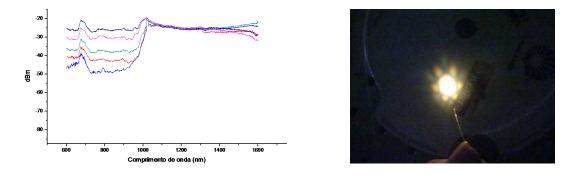
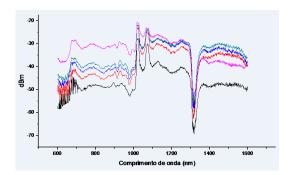


Figura A.2: Esquerda: espectros do supercontínuo gerado pela fibra 1 de 7 períodos com comprimento de 5 m com laser de bombeio em 1064 nm, direita: foto da saída da fibra de 7 períodos gerando supercontínuo.

mais plano possível. Foi observado que para fibras com comprimentos abaixo de 5 m o vale de absorção referente ao vapor de água, em torno de 1350 nm, não está presente, o que torna o espectro mais plano. Isto pode ser observado pela figura abaixo, que mostra o espectro da fibra 2 com 1 m de comprimento:



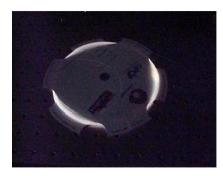


Figura A.3: Esquerda: espectro do supercontínuo gerado pela fibra 2 de 8 períodos com aproximadamente 15 m de comprimento utilizando com laser de bombeio em 1064 nm, direita: foto da fibra 2 de 8 períodos gerando supercontínuo. Nota-se um pico de absorção de água em 1320 nm.

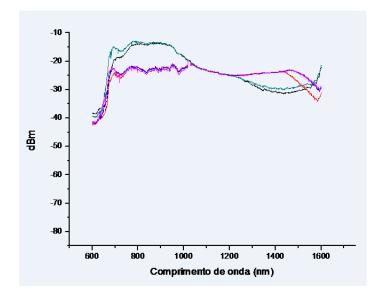


Figura A.4: Espectro do supercontínuo gerado pela fibra 2 de 8 períodos com aproximadamente 1 m de comprimento utilizando laser de bombeio em 1064 nm.

A.3 Resultados 77

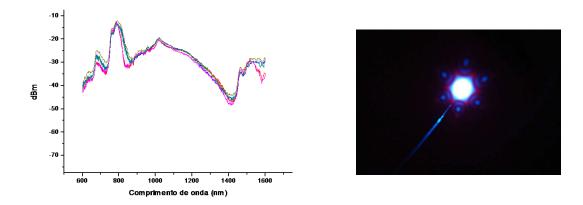


Figura A.5: Esquerda: espectro do supercontínuo gerado pela fibra 3 de 8 períodos com aproximadamente 4 m de comprimento, núcleo de 137 μ m, utilizando laser emitindo em 1064 nm, direita: foto da fibra 3 de 8 períodos gerando supercontínuo.

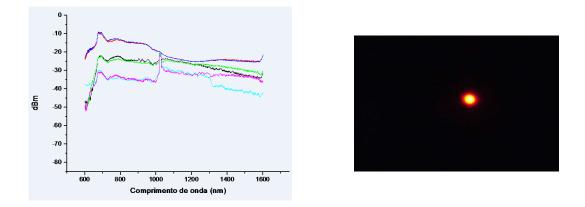


Figura A.6: Esquerda: espectro do supercontínuo gerado pela fibra 4 de 8 períodos com aproximadamente 4 m de comprimento, núcleo de 110 μ m, utilizando laser emitindo em 1064 nm, direita: foto da fibra 4 gerando supercontínuo.

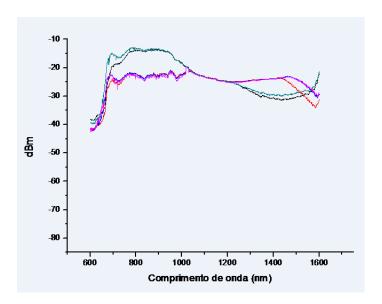


Figura A.7: Espectro do supercontínuo gerado pela fibra 5 de 8 períodos com aproximadamente 2 m de comprimento utilizando laser emitindo em 1064 nm.

Apêndice B

Optimização de um sistema de laser com dobramento de frequência intracavidade

Este apêndice descreve um trabalho desenvolvido que teve como objetivo otimizar uma cavidade de Fabry-Perot de alta finesse. Com o propósito de amplificar 5 W de um laser comercial de frequência única emitindo em 532 nm para que a potência dentro da cavidade atinga aproximadamente 1 kW, a cavidade foi travada em ressonância com o laser utilizando a técnica de Pound-Drever-Hall.

B.1 Introdução

A técnica de Pound-Drever-Hall utilizada ao longo deste trabalho foi desenvolvida por volta de 1983 com o intuito de melhorar a estabilização em frequência dos lasers, parte essencial na tecnologia de interferômetros para a detecção de ondas gravitacionais, e para a estabilização de lasers para espectroscopia. Neste trabalho esta técnica foi utilizada para travar a ressonância de uma cavidade de Fabry-Perot de alta finesse à frequência de um laser de frequência única emitindo em 532 nm. Quando a cavidade

é travada em ressonância com o laser, uma grande quantidade de luz é armazenada dentro da mesma. Esta alta intensidade pode ser utilizada para implementar uma armadilha óptica [34].

B.2 Arranjo experimental

O esquema da montagem experimental utilizada encontra na Figura B.1.

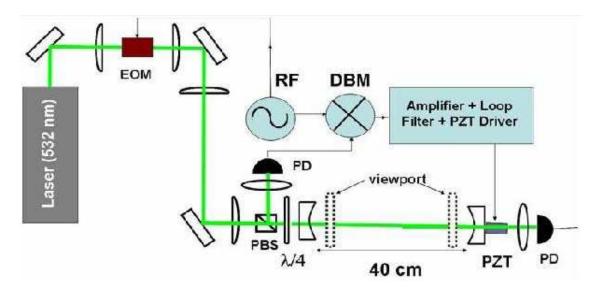


Figura B.1: Diagrama do aparato experimental, mostrando um laser em 532 nm sendo amplificado em uma cavidade óptica ressonante [34].

A cavidade é constituída por dois espelhos dielétricos com raio de curvatura de 30 cm, separados por 40 cm. O espelho de entrada é altamente transmissor em 532 nm em um dos lados tem revestimento que é altamente refletor em 532 nm. O espelho de saída reflete 99,6% em 532 nm, e está montado em cima de um cristal piezoelétrico para o ajuste fino do tamanho da cavidade. A cavidade tem um free spectral range de 375 MHz. A frequência de modulação impressa no laser foi de 12 MHz, e ela é alta em relação à largura do pico de ressonância. Para cavidades com alta finesse como a utilizada neste experimento, a medida da finesse é feita considerando o tempo de vida dos fótons dentro da cavidade, pois a meia largura do pico é muito estreita para ser

B.3 Resultados 81

medida.

B.3 Resultados

O ganho da cavidade foi medido comparando a potência transmitida pela cavidade sem o espelho de entrada e a potência transmitida pela cavidade com o espelho de entrada. O ganho obtido foi de 126, ou seja, para 5 W de potência no laser temos aproximadamente 630 W dentro da cavidade. A Figura B.2 mostra os picos de ressonância do modo fundamental da cavidade, obtidos após o casamento de fase.

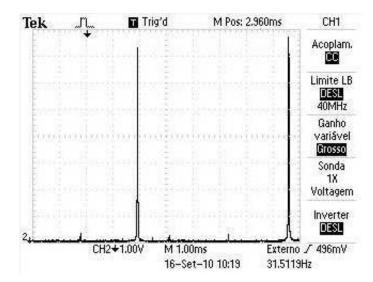


Figura B.2: Picos de ressonância obtidos na cavidade após o casamento de modo.

A Figura B.3 mostra as bandas laterais dos picos após a modulação em frequência da onda.

A Figura B.4 mostra o sinal de erro obtido.

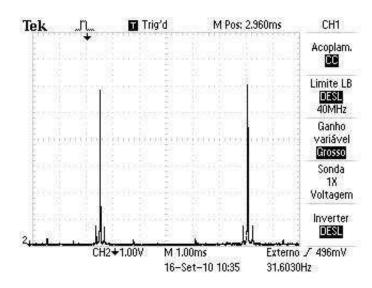


Figura B.3: Picos de ressonância com as bandas laterais após modulação em frequência.

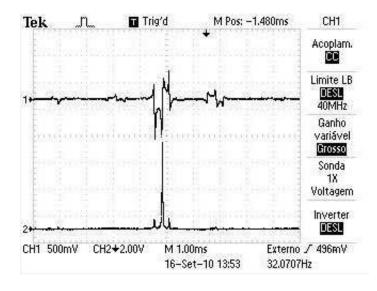


Figura B.4: Sinal de erro obtido para o travamento da cavidade.

Bibliografia

- [1] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich, "Generation of optical harmonics," Physical Review Letters 7, 118 (1961).
- [2] J. A. Giordmaine and R. Miller, "Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO₃ at optical frequencies," Physics Review Letters **14**, 973–976 (1965).
- [3] L. S. Cruz and F. C. Cruz, "External power-enhancement cavity versus intracavity frequency doubling of Ti:Sapphire lasers using BIBO," Optics Express 15, 11913 (2007).
- [4] G. K. Samanta and M. Ebrahim-Zadeh, "Continuous-wave, single frequency, solidstate blue source for the 425-489 nm spectral range," Optics Letters 33, 1228 (2008).
- [5] R. W. Eason and A. Miller, *Nonlinear optics in signal processing* (Engineering aspects of lasers series, 1993), 1st ed.
- [6] Optical Society of America, Handbook of Optics (2009).
- [7] R. W. Boyd, Nonlinear Optics (Academic Press, NY, 2003).
- [8] Figura retirada do site http://www.psicorp.com/pdf/library/VG04-123.pdf .
- [9] Figura retirada do site: http://www.hcphotonics.com/ .

84 BIBLIOGRAFIA

[10] J. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. Pershan, "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric," Physical Review 127, 1918 (1962).

- [11] W. H. Louisell, A. Yariv, and A. E. Siegman, "Quantum fluctuations and noise in parametric processes,," Physical Review **124**, 1646 (1961).
- [12] F. Kühnemann, K. Schneider, A. Hecker, A. A. E. Martis, W. Urban, S. Schiller, and J. Mlynek, "Photoacoustic trace-gas detection using a CW single-frequency parametric oscillator," Applied Physics B 66, 741 (1998).
- [13] A. S. Villar, L. S. Cruz, K. N. Cassemiro, M. Martinelli, and P. Nussenzveig, "Generation of bright two-color continuous variable entanglement," Physics Review Letters 95, 243603 (2005).
- [14] D. F. Walls and G. J. Milburn, Quantum Optics (Springer-Verlag, Berlin, 1994).
- [15] F. Trager, ed., Handbook of Lasers and Optics (Springer).
- [16] V. G. Dmitiev, G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan, Handbook of nonlinear optical crystals (Springer, 1999), 3rd ed.
- [17] H. Zhaoa, I. T. Lima, and A. Majora, "Nearinfrared properties of periodically poled KTiOPO₄ and stoichiometric MgO doped LiNbO₃,".
- [18] S. T. Yang, R. C. Eckardt, and R. L. Byer, "Continuous-wave singly resonant optical parametric oscillator pumped by a single-frequency resonantly doubled Nd:YAG laser," Optics Letters 18, 971 (1993).
- [19] M. Tsunekane, S. Kimura, M. Kimura, N. Taguchi, and H. Inaba, "Continuous-wave, broadband tuning from 788 to 1640 nm by a doubly resonant MgO:LiNbO₃ optical parametric oscillator," Applied Physics Letters **72**, 3414 (1998).

BIBLIOGRAFIA 85

[20] G. K. Samanta and M. Ebrahim-Zadeh, "High-power, continuous-wave, optical parametric oscillator pumped by an optically pumped semiconductor laser at 532 nm," Optics Letters 35, 1986 (2010).

- [21] H. Lin, H. Tan, J. Miao, T. Cui, S. Su, and J. Guo, "Extra-cavity, widely tunable, continuous wave MgO-doped PPLN optical parametric oscillator pumped with a Nd:YVO(4) laser," Optical Materials 32, 257–260 (2009).
- [22] S. Schiller, K. Schneider, and J. Mlynek, "Theory of an optical parametric oscillator with resonant pump and signal," Journal Optical Society of America B 16, 1512 (1999).
- [23] V. Dauria, S. Fornaro, A. Porzio, E. Sete, and S. Solimeno, "Fine tuning of a triply resonant OPO for generating frequency degenerate CV entangled beams at low pump powers," Journal of Applied Physics B 91, 309–314 (2008).
- [24] E. Andrieux, T. Zanon, M. Cadoret, A. Rihan, and J.-J. Zondy, "500 GHz mode-hop-free idler tuning range with a frequency-stabilized singly resonant optical parametric oscillator," Optics Letters (2011).
- [25] Figura retirada do site: http://en.wikipedia.org/wiki/Gaussianbeam .
- [26] G. D. Boyd and D. A. Kleinman, "Parametric interaction of focused gaussian light beams," Journal of Applied Physics 39, 3597 (1968).
- [27] V. Y. Shur, E. B. Blankova, E. L. Rumyantsev, E. V. Nikolaeva, E. I. Shishkin, A. V. Barannikov, R. K. Route, M. M. Fejer, and R. Byer, "X-ray-induced phase transformation in congruent and vapor-transport-equilibrated lithium tantalite and lithium niobate," Applied Physics Letters 80, 1037–1039 (2002).
- [28] Figura retirada do programa SNLO.

86 BIBLIOGRAFIA

[29] T. Hatanak, K. Nakamura, and T. Taniuchi, "Quasi-phase-matched optical parametric oscillation with periodically poled stoichiometric LiTaO₃," Optics Letters 25 (2000).

- [30] F. Nitanda, Y. Furukawa, S. Makio, M. Sato, and K. Ito, "Increased optical damage resistance and transparency in MgO-doped LiTaO₃ crystals," Japanese Journal of Applied Physics 34, 1546–1549 (1995).
- [31] W. Wen-Le, L. You-Wen, and Z. Xiao-Qi, "Temperature-dependent sellmeier equation for 1.0 mol% MgO-doped stoichiometric lithium tantalate," Chinese Physics Letters 25, 4303–4306 (2008).
- [32] J. T. Verdeyen, Laser Electronics (Prentice Hall, 1995), 3rd ed.
- [33] D. J. M., G. Gotery, and C. Stephane, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," Reviews of Modern Physics 78, 1135–1184 (2006).
- [34] L. S. Cruz, M. Sereno, and F. C. Cruz, "Deep optical trap for cold alkaline-earth atoms," Optics Express 16, 2909–2914 (2008).