

Cavidade Óptica Passiva para Geração de Segundo Harmônico com um Laser de Diodo de Baixa Potência

G. Woehl Jr*, F.C.Cruz, and D.Pereira, A.Scalabrin

Instituto de Física "Gleb Wataghin" - UNICAMP

C. P. 6165 - 13083-970 Campinas, SP

e-mail: scala@ifi.unicamp.br

flavio@ifi.unicamp.br, pereira@ifi.unicamp.br

**Instituto de Estudos Avançados/CTA*

C. P. 6044 - 12231-970 São José dos Campos, SP

e-mail: germano@ieav.cta.br

Recebido em 8 de outubro, 1999. Aceito em 13 de dezembro de 2000.

Usando um cristal de niobato de potássio (KNbO_3) numa cavidade ressonante em anel, demonstramos a geração de 12 mW de radiação azul sintonizável, dobrando a frequência de um laser de diodo de GaAlAs com potência de 78 mW, operando em 856 nm. Com esta cavidade amplificadora de potência, obtivemos um fator de amplificação de 16 vezes. Com uma óptica melhor, é possível um fator de amplificação substancialmente maior, usando o sistema desenvolvido. A radiação azul sintonizável foi usada com sucesso para desacelerar um feixe atômico de cálcio.

Using a potassium niobate (KNbO_3) crystal in a resonant ring cavity, we demonstrate the generation of 12 mW of cw tunable blue radiation by frequency doubling 78 mW from a GaAlAs diode laser operating at 856 nm. For this power buildup ring cavity, we achieve an enhancement factor of 16. With better optics, substantially higher enhancement factors should be possible using this system. The tunable blue coherent radiation has been used successfully to decelerate a Calcium atomic beam.

I Introdução

O desenvolvimento de lasers de diodo viabilizou um grande número de aplicações devido ao baixo custo e dimensões compactas. Atualmente, há um grande interesse na estender para o azul e ultravioleta a região espectral coberta por lasers de diodo. Embora já tenha sido demonstrado a emissão de radiação azul com laser de diodo [1], comercialmente esses laser ainda não estão disponíveis. A maneira mais fácil de obter luz azul de laser de diodo é dobrando sua frequência. Como a geração de segundo harmônico (GSH) é um processo não linear de baixa eficiência, para obter-se potência de radiação laser com utilidade prática, são necessárias potências consideráveis do feixe de laser incidente. A primeira vista poderia parecer que a técnica de GSH seria inviável para os lasers de diodo de potências relativamente baixas. Entretanto, usando uma cavidade passiva (externa) para amplificar a potência do laser de diodo e inserindo o cristal não linear nesta cavidade, a GSH passa a ser interessante, podendo também ser

empregada com laser de diodo de baixa potência.

De um modo geral os laser de diodo são sintonizados pela variação da temperatura ou pela corrente de injeção. Esta sintonia é $0,4 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ e $0,02 \text{ nm}/\text{mA}$, respectivamente, para o laser de diodo utilizado neste trabalho, da Spectra Diode Laser, modelo SDL 5422-H1, operando em 856 nm ($T=25^\circ\text{C}$), com potência nominal de 160 mW. Infelizmente, a sintonia por estes dois procedimentos apresenta saltos de modos [2,3]. Usualmente, contorna-se essa dificuldade empregando uma cavidade externa com a modificação da refletividade da face do laser de [4-7]. Entretanto, no presente trabalho, obtivemos o controle da sintonia do laser SDL 5422-H1, sem saltos de modos, utilizando a cavidade externa sem qualquer modificação no laser de diodo comercial. A configuração de cavidade externa mais utilizada para sintonizar os laser de diodo que também foi adotada no presente trabalho é a do tipo Littman [6-8]. Obtivemos uma sintonia contínua de 3,5 GHz, variando-se o comprimento da cavidade com um PZT acoplado no espelho de sintonia.

A cavidade óptica passiva construída tem configuração em anel com 4 espelhos. O modo da cavidade passiva foi travada ao modo do laser de diodo utilizando uma adaptação do método da polarização de Hänsch-Couillaud [9]. Como meio não linear utilizou-se um cristal de *niobato de potássio* (KNbO_3) com dimensões laterais de 3×3 mm e comprimento de 10 mm, adquirido da Virgo Optics, já preparado para utilizar o coeficiente não linear d_{32} , que permite o casamento de fase por temperatura (tipo I) não crítico, no intervalo de comprimento de onda de 838 nm em $T = -36$ °C, até 946 nm em $T = 186$ °C [10]. Na temperatura ambiente o casamento de fase ocorre para $\lambda = 856$ nm. Com o sistema construído obteve-se uma eficiência de 15% na geração de segundo harmônico para 78 mW de potência incidente do laser de diodo.

II Cavidade Óptica em Anel

II.1 Configurações de Cavidades

Duas configurações básicas de cavidades, ilustradas na Figura 1, podem ser utilizadas: a) Cavidade Linear; b) Cavidade em Anel.

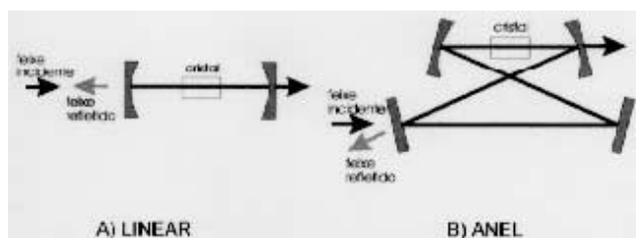


Figura 1. Configurações básicas de cavidades ópticas.

No quadro comparativo (Tabela 1), pode-se notar que a cavidade em anel apresenta vantagens em relação a configuração linear, consequentemente, é a melhor opção. É claro que a simplicidade na montagem da configuração linear deve ser levada em conta. Entretanto, a cavidade na configuração linear necessariamente deve usar um isolador óptico com uma elevada atenuação, já que o feixe refletido no espelho de entrada retorna na direção do feixe incidente. O problema do astigmatismo na cavidade em anel do tipo X pode ser minimizado posicionando os espelhos esféricos em ângulos pequenos, ou compensando com o astigmatismo do próprio feixe do laser de diodo, quando este também for astigmático.

Tabela I. Comparação das Cavidades LINEAR x ANEL

LINEAR	ANEL
Padrão de onda estacionária, portanto, o cristal não é uniformemente preenchido pela luz e a onda de segundo harmônico é gerada nas duas direções. (-)	Onda progressiva: O cristal é uniformemente preenchido pela luz. A onda de segundo harmônico é gerada numa única direção. (+)
Feixe refletido no espelho de entrada, volta na direção do feixe incidente. (-)	Feixe refletido no espelho de entrada não volta na direção do feixe incidente. (+)
Para construção do modo, a luz passa duas vezes pelo cristal. (-)	Para construção do modo, a luz passa só uma vez pelo cristal. (+)
Na construção do modo, a luz é refletida apenas uma vez em cada espelho da cavidade, ou seja, sofre apenas 2 reflexões. (+)	Na construção do modo, a luz sofre quatro reflexões nos espelhos. (-)
Livre de aberrações. (+)	Espelhos inclinados → Surgem aberrações (astigmatismo). (-)

(+) Aspecto vantajoso; (-) Aspecto desvantajoso.

II.2 Análise da Cavidade em Anel

Na determinação dos parâmetros da cavidade óptica em anel, para que esta comporte um modo ressonante estável após múltiplas passagens, utiliza-se o formalismo das matrizes de transferência de raios (*matriz ABCD*), desenvolvido por H. Kogelnik e T. Li [11]. O conceito básico envolvido na utilização da chamada matriz ABCD é a auto consistência do campo eletromagnético num dado plano da cavidade, nos múltiplos percursos de ida e volta do feixe, para constituir um modo dessa cavidade. Na Figura 2 estão indicadas as distâncias entre os elementos ópticos para a cavidade que utilizamos.

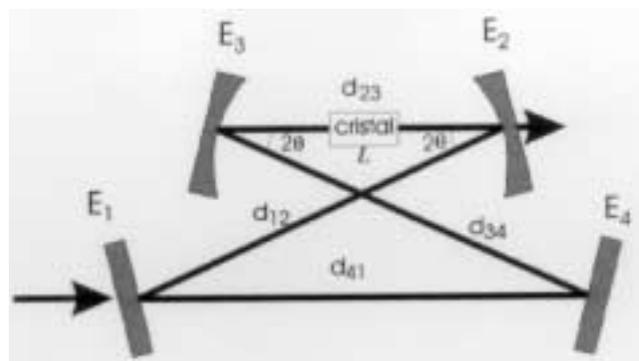


Figura. 2 Parâmetros geométricos da cavidade em anel.

A matriz ABCD para este sistema óptico é

$$M = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d_2}{f} & d_1 + d_2 \left(1 - \frac{d_1}{f}\right) \\ -\frac{1}{f} - \frac{1}{f} \left(1 - \frac{d_2}{f}\right) & -\frac{d_1}{f} + \left(1 - \frac{d_1}{f}\right) \left(12 - \frac{d_2}{f}\right) \end{pmatrix} \quad (1)$$

onde $d_1 = d_{23} + L(1/n - 1)$, sendo n o índice de refração do cristal de comprimento L ; $d_2 = d_{12} + d_{34} + d_{41}$ e f é a distância focal dos espelhos côncavos E_2 e E_3 , que têm o mesmo raio de curvatura.

O intervalo de estabilidade, $\delta \equiv d_1 - 2f$, pode ser interpretado como um pequeno desajuste na distância entre as duas lentes, associadas aos espelhos E_2 e E_3 , que formam um telescópio, ou seja, quando a separação entre as duas lentes for igual a soma das distâncias focais $f_1 + f_2$ do telescópio, o feixe emergente está colimado. Fora dessa condição, o feixe diverge ou converge. Então, para a cavidade óptica em questão, considerando a condição $d_{12} + d_{34} + d_{41} > 2f$, o intervalo de estabilidade é dado por

$$0 < \delta < \frac{4f^2}{d_{12} + d_{34} + d_{41} - 2f} \quad (2)$$

Como o feixe incide nos espelhos esféricos num ângulo θ em relação ao eixo óptico, são introduzidas aberrações no feixe focalizado. A mais importante é o astigmatismo, ou seja, o foco f é diferente para os dois planos da cavidade, plano sagital e plano tangencial. O plano tangencial é o plano do papel, na Figura 2. E o plano sagital é plano perpendicular ao tangencial. O intervalo de estabilidade nos dois planos pode ser obtido pela simples substituição das respectivas distâncias focais.

• Intervalo de estabilidade no plano tangencial

$$f_r = f \cos \theta, \quad (3)$$

$$0 < \delta_T < \frac{4f^2 \cos^2 \theta}{d_{12} + d_{34} + d_{41} - 2f \cos \theta} \quad (4)$$

• Intervalo de estabilidade no plano sagital

$$f_r = f / \cos \theta, \quad (5)$$

$$0 < \delta_S < \frac{4f^2 / \cos^2 \theta}{d_{12} + d_{34} + d_{41} - \frac{2f}{\cos \theta}} \quad (6)$$

O critério de estabilidade para esta cavidade pode então ser interpretado como uma superposição dos dois intervalos, eq. (4) e eq. (6), ou seja, a cavidade deve ser estável simultaneamente no plano tangencial e no plano sagital. O efeito que o astigmatismo provoca é a redução do intervalo de estabilidade.

Na cavidade óptica montada e utilizada no presente trabalho, os parâmetros geométricos foram os seguintes:

$$\begin{aligned} R_2 = 10 \text{ cm}; R_3 = 10 \text{ cm}; L = 1 \text{ cm}; n = 2,3; \\ d_1 = d_{23} + L(1/n - 1) \approx 11 \text{ cm}; d_{41} = 17,5 \text{ cm}; \\ d_{12} = 15,5 \text{ cm}; d_{34} = 14 \text{ cm}; \theta = 7^\circ \\ d_{41} + d_{12} + d_{34} \equiv d_2 = 47 \text{ cm} \end{aligned}$$

Das eqs. (4) e (6), os intervalos de estabilidade nos planos tangencial e sagital são:

$$0 < \delta_T < 2,7 \text{ cm} \quad \text{e} \quad 0 < \delta_S < 2,9 \text{ cm}$$

• Cintura do feixe

As cinturas do feixe no plano tangencial e sagital são dadas por

$$w_{0T}^2 = \frac{\lambda f^2}{2\pi n} \cos^2 \theta \frac{\sqrt{4 - \left[\left(2 - \frac{d_1}{f \cos \theta} \right) \left(2 - \frac{d_2}{f \cos \theta} \right) - 2 \right]^2}}{d_2 - 2f} \quad (7)$$

$$w_{0S}^2 = \frac{\lambda f^2}{2\pi n \cos^2 \theta} \frac{\sqrt{4 - \left[\left(2 - \frac{d_1 \cos \theta}{f} \right) \left(2 - \frac{d_2 \cos \theta}{f} \right) - 2 \right]^2}}{d_2 - 2f} \quad (8)$$

O gráfico de w_{0T} e w_{0S} em função da separação entre os espelhos esféricos d_1 é apresentado na Figura 3. Nota-se que, em 10,5 cm e 11,5 cm, os raios das cinturas do feixe são coincidentes. Na cavidade construída, foi utilizado este intervalo para posicionamento dos espelhos esféricos. Das eqs. (7) e (8) pode-se concluir também que aumentando-se d_2 diminui-se o raio da cintura do feixe, o que pode ser vantajoso do ponto de vista da eficiência do processo de GSH, que depende da intensidade. Entretanto, aumentando-se d_2 , diminui-se o intervalo de varredura espectral (FSR) da cavidade e fica mais crítico o intervalo de estabilidade.

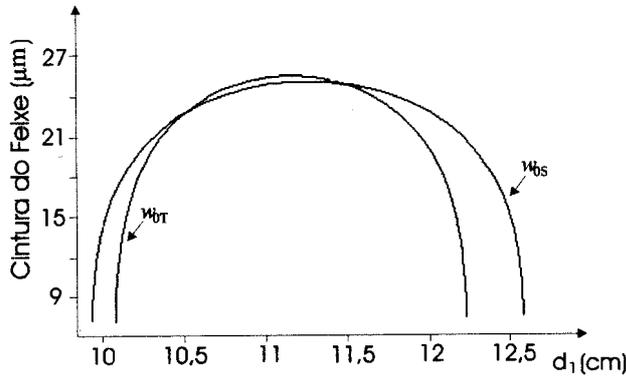


Figura. 3 Cintura do feixe (raio) em função da separação dos espelhos esféricos.

O parâmetro confocal dentro do cristal, definido como a distância a partir de w_0 até o raio atingir $\sqrt{2}w_0$, é dada por

$$b = \frac{2\pi n w_0^2}{\lambda} \quad (9)$$

(9) Para a cavidade óptica construída, dentro do cristal $w_0 = 25 \mu\text{m}$ e $b = 11 \text{ mm}$. Portanto $b > L = 10 \text{ mm}$ (comprimento do cristal).

III Potência Circulante na Cavidade Passiva

Para avaliar a eficiência da cavidade passiva na geração de segundo harmônico, determina-se a potência circulante (P_c), pois, a eficiência do processo de GSH está diretamente relacionada à potência circulante [12],

$$P_{2\omega} = \gamma_{SH} P_c^2 \quad (10)$$

onde γ_{SH} é a eficiência da GSH.

Para estimativa da potência circulante P_c na cavidade passiva em anel, considera-se uma cavidade de apenas dois espelhos: O espelho E_1 é o espelho de acoplamento, com refletividade R_1 e o espelho E_m , com refletividade R_m , leva em conta a refletividade dos demais espelhos da cavidade em anel e inclui as perdas no cristal não linear. A potência circulante numa cavidade em ressonância é dada por [13]

$$P_c = \frac{P_i T_1}{(1 - \sqrt{R_1} \sqrt{R_m})^2} \quad (11)$$

(11) A potência circulante expressa pela eq. (11) leva em conta que o feixe de laser incidente na cavidade tem o modo perfeitamente acoplado com o modo da cavidade. Se isso não ocorrer, deve-se multiplicar a eq. (11) por um fator de acoplamento, que tem o valor 1 no caso dos modos estarem perfeitamente acoplados.

R_1 é simplesmente a refletividade do espelho de entrada E_1 da (Figura 2).

T_1 é a transmissão do espelho E_1 , de modo que $R_1 + T_1 = 1$.

R_m é a refletividade de todos os demais espelhos da cavidade e inclui também as perdas no cristal não linear, ou seja,

$$R_m = (1 - L_{SH})(1 - L_{\text{cristal}})R_2 R_3 R_4, \quad (12)$$

onde $L_{SH} = \gamma_{SH} P_c$ representa as perdas devido ao processo de geração de segundo harmônico e L_{cristal} são as perdas por reflexão nas faces do cristal e espalhamento. É importante salientar que no caso da cavidade com configuração linear, para construir o modo, o feixe

passa duas vezes pelo cristal num percurso de ida e volta. Logo, na eq. (12), os dois fatores de perdas relacionados com o cristal seriam elevados ao quadrado.

III.1 Otimização do Acoplamento na Cavidade

O valor ótimo da transmissão T_1 do espelho de acoplamento (E_1) da cavidade passiva depende fundamentalmente das perdas da cavidade, conforme a demonstração que se segue. Desconsiderando as perdas por absorção no filme dos espelhos, a transmissão e reflexão do espelho E_1 , estão relacionadas por

$$R_1 = 1 - T_1 \quad (13)$$

Então, a eq. (11) fica

$$P_c = \frac{P_i T_i}{(1 - \sqrt{1 - T_1} \sqrt{R_m})^2} \quad (14)$$

O valor de T_1 para que a potência circulante seja máxima ocorre quando

$$\frac{dP_c}{dT_1} = 0 \quad \therefore [T_1]_{\text{otimo}} \cong 1 - R_m \quad (15)$$

Portanto, o valor ótimo de acoplamento na cavidade ocorre quando a transmitância do espelho de entrada for igual às perdas totais da cavidade.

IV Montagem Experimental da Cavidade Duplicadora de Frequência

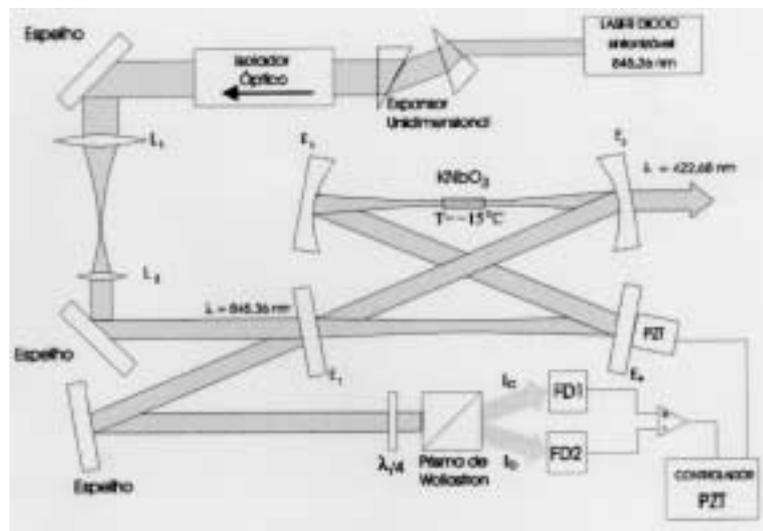


Figura. 4 Esquema completo do sistema para duplicação de frequência. Distância focal da lente $L_1 = 120\text{mm}$; distância focal da lente $L_2 = 25\text{ mm}$; raio de curvatura dos espelhos E_2 e $E_3 = 10\text{ cm}$.

O esquema do sistema de duplicação construído é apresentado na Figura 4. A especificação dos componentes da cavidade é a seguinte:

- E_1 - Espelho de acoplamento: Espelho plano. $T=5\%$ @ 845 nm.
- E_2 - Espelho de saída do SH: Espelho esférico com raio de curvatura de 10 cm; $R_2=99,3\%$ @ 845 nm; $T = 55\%$ @ 422,5 nm.
- E_3 - Espelho interno: Espelho esférico com raio de curvatura de 10 cm; $R_3=99,3\%$ @ 845 nm.
- E_4 - Espelho interno: Espelho plano: $R_4 = 99,3\%$
- Cristal KNbO_3 : Dimensão: $3 \times 3 \times 10\text{ mm}$ (*Virgo Optics*)
 Reflexão em cada face: 0,2% (filme anti-refletor);
 Perda total $L_{\text{cristal}} \approx 0,5\%$ (reflexão + espalhamento)
 Perda por acoplamento GSH: $L_{SH} = \gamma P_c$;
 $\gamma = 0,017\text{ W}^{-1}$; $p/P_i = 70\text{mW}$, $P_c=1120\text{mW}$; $L_{SH}=2\%$

O laser de diodo usa cavidade estendida para controle da sintonia [13]. O par de prismas serve para produzir uma expansão unidirecional de 2 vezes para tornar

circular a seção transversal do feixe do laser de diodo. O isolador óptico é constituído de dois isoladores, cada um com um fator de atenuação de 40 dB. As lentes L_1

e L_2 formam um telescópio para acoplar o feixe de laser de diodo no modo da cavidade passiva. Para que ocorra o casamento dos modos, o foco do telescópio deve estar situado entre os espelhos E_1 e E_4 , região onde ocorre o segundo estrangulamento, de maior diâmetro, do modo da cavidade. O sistema na parte inferior da Figura 4 serve para travar o modo da cavidade passiva no modo da cavidade do laser de diodo e será discutido adiante. Todos os componentes ópticos foram montados diretamente sobre uma mesa de aço inox, com estrutura interna hexagonal e suspensão a ar. Uma caixa de acrílico envolve todo o sistema, isolando-o das correntes de ar.

• Potência Circulante – Fator de Amplificação

Com os parâmetros acima, para uma potência incidente de 70 mW ($L_{SH} \approx 2\%$), a refletividade da cavidade dada pela eq. (12) é

$$R_m = (1 - 0,02)(1 - 0,005)(0,993)^3 = 0,95$$

Nota-se, de acordo com a eq. (15), que o espelho de entrada tem o valor ótimo do acoplamento, que é de 5%. Isso foi verificado experimentalmente, usando 3 espelhos com valores distintos de refletividade e monitorando a potência da própria luz azul gerada.

A razão entre a potência circulante e a potência incidente, que dá o fator de amplificação da cavidade, é obtida da eq. (11) utilizando-se os parâmetros acima, ou seja,

$$P_c/P_i = \frac{0,0}{(1 - \sqrt{0,95}\sqrt{0,95})^2} = 20$$

Experimentalmente, obteve-se um fator de 16 vezes na amplificação da cavidade. Nessa avaliação experimental, a potência circulante foi determinada medindo-se a fração de luz infravermelha que vaza por um dos espelhos da cavidade, durante a geração de segundo harmônico. A discrepância do valor teórico do fator de amplificação deve-se ao fato, já mencionado na dedução da eq. (11), de que não foi considerado o fator de acoplamento de modos do feixe de laser de diodo com o modo da cavidade passiva. Seguramente, pode-se afirmar que os modos não estavam perfeitamente casados, pois apesar da expansão unidimensional produzida pelo par de prismas, o perfil transversal resultante do feixe de laser de diodo não era rigorosamente circular. Entretanto, como a cavidade em anel também é astigmática e o grau desse astigmatismo é ajustável a partir de um certo valor mínimo, dadas as considerações geométricas da cavidade, é perfeitamente possível tirar proveito do feixe de diodo com perfil elíptico, uma vez que este feixe, ao passar pelo telescópio, vai apresentar dois focos, um no plano tangencial e outro no plano sagital. Conforme ilustra a Figura 4, a cavidade em anel apresenta uma segunda região de estrangulamento do feixe,

entre os espelhos E_1 e E_4 . Nessa região de estrangulamento é que se acopla o feixe do laser de diodo. Assim, um feixe astigmático pode ser acoplado perfeitamente no modo astigmático da cavidade passiva. O feixe de luz gerado continua apresentando um grau mínimo de astigmatismo, se a separação entre os espelhos esféricos E_2 e E_3 for apropriadamente escolhida (ver Figura 3), para que $w_{0T} \approx w_{0S}$. Essas considerações foram parcialmente levadas em conta, mas apenas com uma avaliação qualitativa, que consistiu em otimizar a potência circulante da cavidade passiva, variando-se a separação das lentes L_1 e L_2 do telescópio para ajustar a focalização sagital/tangencial do feixe do laser de diodo no centro dos espelhos E_1 e E_4 , onde situa-se a outra cintura do modo da cavidade passiva. Entretanto, o problema foi apenas parcialmente resolvido, haja visto que o grau de astigmatismo do laser de diodo era muito acentuado. Antes de passar pelo par de prismas para expansão unidimensional, o laser de diodo apresenta um perfil astigmático de $\theta_{\parallel}/\theta_{\perp} = 1/3$. Após passar pelo par de prismas, é expandido por 2 vezes numa dimensão, resultando num perfil, ainda astigmático, de $\theta_{\parallel}/\theta_{\perp} = 2/3$. O casamento perfeito de modos só deve ocorrer quando $w_{0T} = (2/3)w_{0S}$, já que é esta a razão entre os eixos da elipse do feixe do laser de diodo. Pode ser notado na Figura 3 que, para certas distâncias entre os espelhos esféricos E_2 e E_3 , nos extremos da região de estabilidade total (nos dois planos), é perfeitamente possível compensar esse astigmatismo do feixe do laser de diodo, mesmo com um ângulo de incidência pequeno. Porém, o feixe de luz azul gerado seria elíptico e haveria necessidade de corrigi-lo. É importante salientar que o astigmatismo não é a única aberração que aparece quando se incide um feixe em ângulo [14], especialmente em ângulos grandes. Em suma, pode-se afirmar que o fator de acoplamento dos modos é de 80% – razão entre a amplificação medida (=16 vezes) e a amplificação teórica (=20 vezes). Este percentual é muito bom e compatível com o obtido em outros trabalhos. Na referência [15] é mencionado um fator de acoplamento dos modos de 60%.

O fator de amplificação de 20 vezes, calculado com as considerações das perdas, é baixo se comparado com outros trabalhos [16,15]. Entretanto, nesses trabalhos, foram utilizados espelhos com refletividade de 99,98%, o que resulta em apenas 0,05% de perda total nos espelhos, enquanto no presente trabalho a refletividade é de 99,3%, resultando em 2% de perdas! Com a qualidade dos espelhos da referência [16], o fator de amplificação seria de 33 vezes! Multiplicando pelo fator de acoplamento de modo (0,8), daria um fator de até 26 vezes, desconsiderando as perdas para geração do segundo harmônico. E realmente, na referência [16], constata-se que foi obtido experimentalmente um fator de amplificação em torno de 22 vezes.

Constatou-se que o posicionamento do cristal na cavidade é um detalhe importante. Se a face do cris-

tal estiver exatamente perpendicular ao feixe, acopla-se um outro modo contrapropagante na cavidade, o que compromete enormemente a eficiência da amplificação, além de realimentar o laser de diodo, apesar dos isoladores ópticos. Entretanto, contorna-se facilmente este problema, inclinando-se ligeiramente o cristal não linear.

IV.1 Montagem do Cristal KNbO₃

O casamento de fase para GSH em $\lambda = 422,6$ nm ocorre em $T = -15^\circ\text{C}$. Para manter o cristal nessa temperatura foi utilizado um suporte de cobre com um filme de ouro. O cristal foi grudado em cima dessa placa de cobre com pasta térmica, cuidadosamente aplicada na face lateral que fica em contato com a placa, para não danificar as superfícies ópticas. A placa de cobre tem área de 35 mm^2 e espessura de 5mm. Esta placa de cobre é soldada num elemento Peltier que suporta uma corrente máxima de 2 Ampères e 4 Volts. O trocador de calor do Peltier é mantido em $T = 20^\circ\text{C}$ por meio da circulação de água. Com a corrente de 1 A, o cristal fica mantido na temperatura de $T = -15^\circ\text{C}$. Nessa placa de cobre há um sensor (tipo termistor de 10K Ω em $T=25^\circ\text{C}$) e um controlador de temperatura (Newport - mod. 8000) que mantém a temperatura estabilizada em $\pm 0,001^\circ\text{C}$. Para evitar que haja condensação de água nas faces, todas as partes frias da montagem ficam dentro de uma pequena caixa de acrílico que recebe um fluxo contínuo de argônio. Não se utilizou nitrogênio, pelas suspeitas de que esse gás pudesse causar deterioração do cristal. Tomou-se também o cuidado de baixar/elevar a temperatura numa taxa não superior a $80^\circ\text{C}/\text{hora}$, para evitar danos (fratura e/ou despolarização) ao cristal.

V Travamento do Modo da Cavidade Passiva

Devido às flutuações térmicas e de corrente a que está sujeito, o modo do laser de diodo apresenta instabilidade na frequência, tornando, assim, difícil amplificar o feixe de laser com a cavidade passiva. Para superar essa dificuldade, é necessário utilizar um esquema de estabilização eletrônico que tenha resposta rápida para travar o modo da cavidade passiva com o modo do laser de diodo injetado.

Na parte inferior da Figura 4 está representado o esquema experimental para o travamento do modo (estabilização da frequência). Ele é composto pelos seguintes componentes ópticos: Lâmina de $\lambda/4$; prisma de Wollaston (separa os feixes linearmente polarizados); fotodiodos FD1 e FD2, amplificador diferencial e controlador de PZT. O método utilizado é o de Hänsch-Couillaud [9], que baseia-se na análise da polarização do feixe que é refletido da cavidade através do espelho de entrada, E_1 , e funciona da seguinte maneira: O feixe do laser de diodo que incide na cavidade passiva pelo espelho E_1 é linearmente polarizado com o plano de

polarização alinhado ao longo do eixo y do cristal, e a luz azul gerada é polarizada ao longo do eixo x , já que a geração de segundo harmônico ocorre pelo processo tipo I. A potência gerada $P_{2\omega}$ pode ser expressa como

$$P_{2\omega} \propto E_y^4(\omega), \quad (16)$$

onde $E_y(\omega)$ é a componente y do campo elétrico do feixe de laser de diodo que circula na cavidade passiva. O eixo y está contido no plano do papel. Como não é possível um perfeito alinhamento do plano de polarização, ou seja, o plano de polarização não fica exatamente ao longo do eixo y , tem-se uma componente residual ao longo do eixo x . Esta componente residual, que não contribui para o processo de geração de segundo harmônico, não é amplificada na cavidade passiva, pois é desviada pelo cristal (birrefringência). A componente $E_x(\omega)$ refletida pelo espelho E_1 é então usada como feixe de referência de intensidade I_b , indicada no esquema da Figura 4. Já a componente $E_y(\omega)$ sofre o processo de ressonância na cavidade, surgindo então uma diferença de fase δ entre as duas componentes e o feixe adquire uma polarização elíptica. Na ressonância ($\delta = 2m\pi$, com m inteiro), ambas as componentes são reais e, portanto, estão em fase. O feixe volta a ser linearmente polarizado neste caso. Estas componentes são dadas por:

$$E_x^{(r)} = E_x \sqrt{R_1}$$

$$E_y^{(r)} = E_y \left[\sqrt{R_1} - T_1 R \frac{T_1 R \cos \delta - R + i \text{sen} \delta}{\sqrt{R_1} (1 - R)^2 + 4 R \text{sen}^2 \delta / 2} \right] \quad (17)$$

onde R_1 é a refletância e T_1 é a transmitância do espelho E_1 . R inclui todas as perdas internas da cavidade ressonante.

O feixe refletido a ser analisado passa pela lâmina de $\lambda/4$ que transforma a luz elípticamente polarizada (no caso de estar fora de ressonância) em luz linearmente polarizada. As componentes são então separadas por um prisma de Wollaston,

$$E_{a,b} = \begin{pmatrix} 1 & \pm 1 \\ \pm 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^r \\ E_y^r \end{pmatrix} \quad (18)$$

Prisma de

Lâmina
Wollaston $\lambda/4$

As intensidade correspondentes detectadas pelos fotodiodos 1 e 2 são

$$I_{a,b} = \frac{1}{2} c \varepsilon |E_{a,b}|^2 = \frac{1}{2} c \varepsilon \left| \frac{1}{2} (E_x^r \pm E_y^r) \right|^2 \quad (19)$$

O sinal nos fotodiodos é enviado para um amplificador diferencial e a diferença entre eles é dada por:

$$I_a - I_b = c \varepsilon |E^{(i)}|^2 \cos \theta \text{sen} \theta \frac{T_1 R \text{sen} \delta}{(1 - R)^2 4 R \text{sen}^2 \delta / 2} \quad (20)$$

onde θ é o pequeno ângulo entre o plano de polarização do feixe incidente e o eixo y do cristal. O sinal resultante obtido experimentalmente está mostrado na Figura 5. Quando a cavidade sai de ressonância, um sinal é gerado e enviado para um amplificador de voltagem (*Spectra Physics, Mod. 481-Dye Laser Etalon Controller*) e aplicado ao PZT que é acionado até trazer novamente a cavidade em ressonância. O espectro que aparece na parte inferior da Figura 5 representa 1 FSR (*“free spectral range”*) da cavidade passiva. Os modos mais fracos são modos transversais, devidos ao não acoplamento perfeito do modo do laser de diodo na cavidade. [A presença desses modos causa ruídos na curva do sinal erro e pode prejudicar o funcionamento do sistema de travamento da cavidade. Um ajuste apropriado de *“offset”* contorna esse problema.]A cavidade passiva manteve-se travada por mais de 7 horas, na ausência de vibrações mecânicas de baixa frequência e demasiadamente fortes. O sistema foi montado numa mesa óptica com estrutura interna tipo hexagonal e suspensão a ar. É conhecido o fato de que esse tipo de mesa não isola as vibrações de baixa frequência.

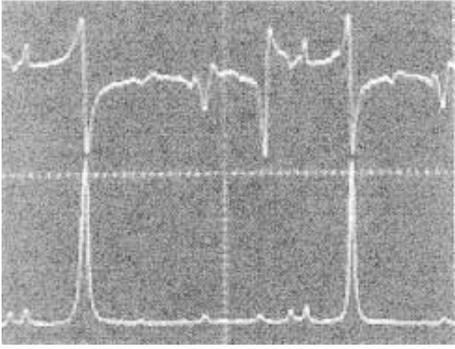


Figura. 5 *Parte superior*: Sinal erro para estabilizar a cavidade passiva. *Parte inferior*: Pico de transmissão da cavidade passiva (1 FSR=540 MHz).

VI Eficiência da Luz Azul Gerada

A curva de eficiência obtida do processo de duplicação de frequência é mostrada na Figura 6. No eixo horizontal, estão representados os valores do quadrado da potência circulante medida na cavidade passiva, que é 16 vezes a potência incidente do laser de diodo. No eixo vertical, estão os valores da potência da luz gerada no azul, que foram obtidos medindo-se a potência de luz azul que sai da cavidade passiva, multiplicado-se por um fator de 1,8. Este fator multiplicativo serve para compensar as perdas na transmissão do espelho de saída. Como no processo de geração de segundo harmônico, a potência obtida do feixe gerado é proporcional ao quadrado da potência circulante do feixe fundamental, temos $P_{2\omega} = \gamma P_{\omega}^2 = \gamma(16P_i)^2$. O coeficiente

da reta dá a eficiência do processo de geração de segundo harmônico, $\gamma = 0,017 \text{ W}^{-1}$. Este valor coincide com o valor citado em outros trabalhos [16,17]. Nota-se, na curva da Figura 6, que esse coeficiente somente é válido para potências baixas. Para potências maiores, não ocorre mais essa proporcionalidade. A razão disso é que existem outros efeitos que ocorrem no processo de geração de segundo harmônico, e contribuem para diminuir a eficiência, especialmente quando se usa o cristal numa cavidade óptica passiva. Um dos efeitos, bastante estudado[18], que ocorre com o cristal KNbO_3 , é a indução de absorção da radiação infravermelha pela própria radiação azul gerada. Este efeito é bastante pronunciado, especialmente nesse caso, em que o espelho de saída não apresenta uma boa transmitância para a luz azul.

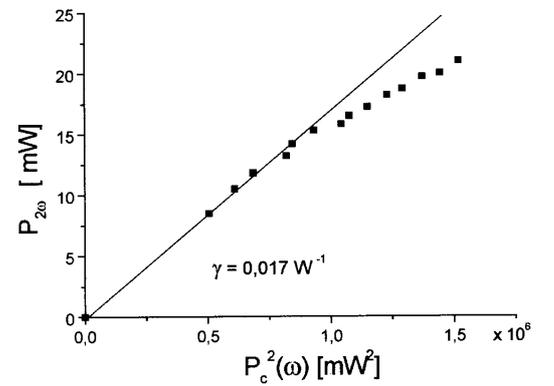


Figura. 6 Eficiência na geração de segundo harmônico, onde $P_{2\omega}$ é a potência de luz azul gerada e P_c é a potência circulante na cavidade passiva.

A Figura 7 mostra o gráfico da potência incidente na cavidade passiva, P_i , e a potência de luz azul gerada que emerge da cavidade passiva pelo espelho de saída E_2 (Figura 4). Na potência máxima incidente na cavidade passiva, 78 mW, a potência de azul gerada foi de 12 mW, em $\lambda=845 \text{ nm}$.

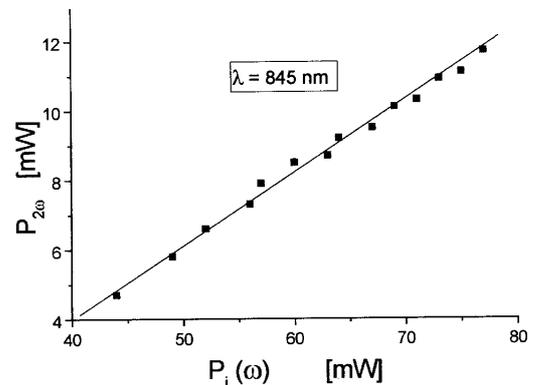


Figura. 7 Gráfico da potência incidente na cavidade passiva e da potência de luz azul gerada, onde $P_{2\omega}$ é a potência de luz azul gerada e $P_i(\omega)$ é a potência incidente na cavidade passiva.

VII Conclusão

Demonstramos a montagem de um sistema que torna possível estender o uso dos lasers de diodo para a região azul do espectro. A cavidade passiva desenvolvida é relativamente simples de ser implementada, os componentes ópticos podem ser fabricados no Brasil e dependendo da infra-estrutura existente, no próprio laboratório. A eficiência da luz azul gerada foi razoável, mas pode ser aumentada significativamente, utilizando-se componentes ópticos de melhor qualidade e especialmente, um espelho de saída com uma transmissão maior para a luz azul gerada. A baixa transmissão da luz azul, além de acarretar as perdas no feixe de saída, agrava o problema da indução de absorção da luz infravermelha. Na curva de eficiência obtida (Figura 6), pode-se notar claramente a ocorrência desse problema. O que se conseguiu de bastante positivo na cavidade passiva implementada foi um excelente acoplamento de modos do laser de diodo com o modo da cavidade passiva. O travamento da cavidade usando o método Hänsch-Couillaud [9], que conceitualmente é simples, foi a etapa mais difícil de ser implementada no sistema de duplicação de frequência, por ser a parte mais crítica e não permitir soluções parciais, ou seja, se funcionar, gera-se luz azul intensa, se não funcionar, não se gera luz azul intensa. Quando não havia vibrações mecânicas de grande amplitude (de origem externa ao laboratório), o sistema funcionou espetacularmente bem, chegando a manter a cavidade travada por mais de 8 horas ininterruptamente e permitindo a realização dos experimentos de desaceleração em um feixe atômico de *cálcio*[13].

Agradecimentos

Ao CNPq-RHAE, FAPESP e CAPES-RH metrológia, pelo apoio financeiro.

References

- [1] Shuji Nakamura and Gerhard Fasol, *The Blue Laser Diode - Gallium-Nitride based Light Emitters and Laser* (Springer-Verlag, Spring 1997), ISBN: 3-540-61590-3
- [2] J. C. Camparo, "Anomalous tuning of single mode AlGaAs Diode Lasers", IEEE, J. Quantum Electron., **18**, 1990 (1982).
- [3] C. E. Wieman and L. Hoolberg, "Using diode lasers for atomic physics", Rev. Sci. Instrum. **62**, 1 (1991).
- [4] M. De Labachellerie and P. Cerez, "An 850 nm semiconductor laser tunable over a 300 Å range", Opt. Commun. **55**, 174 (1985).
- [5] G. M. Tino, M. Barsanti, M. de Angelis, L. Gianfrani, and M. Inguscio, "Spectroscopy of the 689 nm intercombination line of Strontium using an extended-cavity InGaP/InGaAlP diode laser", Appl. Phys. B, **55**, 397 (1992).
- [6] D. Wandt, M. Laschek, K. Przyklenk, A. Tünnermann, H. Welling, "External cavity laser diode with 40 nm continuous tuning range around 825 nm", Opt. Commun. **130**, 81 (1996).
- [7] D. Wandt, M. Laschek, A. Tünnermann, and H. Welling, "Continuously tunable external-cavity diode laser with a double-grating arrangement", Opt. Lett. **22**, 390 (1997).
- [8] T. Hof, D. Fick, and H. J. Jänsch, Application of diode lasers as a spectroscopic tool at 670 nm, Opt. Commun. **124**, 283 (1996).
- [9] T. W. Hänsch and B. Couillaud, "Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity", Opt. Commun. **35**, 441 (1980).
- [10] J.-C. Baumert, P. Günter, and H. Melchior, "High Efficiency second-harmonic generation in KNbO₃ crystals", Opt. Commun. **48**, 215 (1983).
- [11] H. Kogelnik and T. Li, "Laser Beams and Resonators", Appl. Opt. **5**, 1550 (1966).
- [12] A. Yariv, and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals* John Wiley & Sons, N.Y., 1984.
- [13] G. Woehl Jr., G. A. Garcia, F. C. Cruz, D. Pereira, A. Scalabrin, "Deceleration of a calcium beam with a frequency-doubled diode laser", Appl. Opt. **38**, 2540 (1999).
- [14] M.H. Dunn, A. I. Ferguson, "Coma compensation in off-axis laser resonators", Opt. Comm. **20**, 214 (1977).
- [15] A. Hemmerich, D. H. McIntyre, C. Zimmermann, and T. W. Hänsch, "Second-harmonic generation and optical stabilization of a diode laser in an external ring resonator". Opt. Lett. **15**, 372 (1990).
- [16] P. Lodahl, J. L. Sorensen, and E. S. Polzik, "High efficiency second harmonic generation with a low power diode laser", Appl. Phys. B **64**, 383 (1997).
- [17] E. S. Polzik, and H. J. Kimble, "Frequency doubling with KNbO₃ in an external cavity", Opt. Lett. **16**, 1400 (1991).
- [18] M. Mabuchi, E. S. Polzik, and H. J. Kimble, "Blue-light-induced infrared absorption in KNbO₃", J. Opt. Soc. Am. B, **11**, 2023 (1994).