



Universidade Federal de São Carlos

Departamento de Física
Trabalho de Conclusão de Curso

Fabricação de um Circuito Lock-in Para a Estabilização de Frequência de Diodo

Aluno: Matheus do Amaral Martins

Professor orientador: Dr. Raul Celistrino Teixeira

Junho
2021

Universidade Federal de São Carlos
Departamento de Física

Trabalho de Conclusão de Curso

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Departamento de Física da Universidade Federal de São Carlos.

Aluno: Matheus do Amaral Martins

Professor orientador: Dr. Raul Celistrino Teixeira

Junho
2021

Agradecimentos

Agradeço aos meus pais, meu tio, minha avó e minhas irmãs, vocês me deram o seu amor, seu apoio e ajudaram sempre que necessário, sem vocês nada disso seria possível.

Também agradeço ao grupo do laboratório que sempre esclareceram minhas dúvidas e, em especial, ao Prof. Raul, que aceitou me orientar, permitindo que este trabalho fosse realizado. Por fim, gostaria de agradecer aos meus amigos Alexandre, Mateus e Mayk, que sempre estiveram ao meu lado durante esta jornada.

Conteúdo

1	Introdução	1
2	Travamento da frequência do laser verde	4
2.1	Travamento da cavidade	6
2.2	Travamento do laser verde	7
3	Amplificador lock-in	8
4	Resultados	10
4.1	Gerador Senoidal	10
4.2	Ajuste de fase	11
4.3	Amplificação do sinal de entrada	12
4.4	Geração do sinal de erro	13
5	Conclusão	16

1 Introdução

As armadilhas magneto-ópticas recebem grande destaque dentre as técnicas de controle de movimento atômico por conseguirem atingir temperaturas da ordem de μK com altas densidades e confinamentos em pequenas regiões do espaço. O seu funcionamento tem como base a força de pressão de radiação gerada pelo efeito de absorção do momento dos fótons pelos átomos, e na quebra da degenerescência do nível excitado do átomo na presença de campo magnético.^[1]

O presente trabalho está inserido no contexto de um experimento que resfria átomos para o estudo de sua interação com a luz. Nesse caso, a amostra utilizada é o ^{88}Sr , um isótopo bosônico do estrôncio, sendo as suas principais linhas de transição a 461 nm (azul), com largura natural de 30,5 MHz e a 689 nm (vermelha) com largura de 7,6 kHz (a figura 1 indica estas linhas de transição). Esses valores são bem específicos uma vez que os átomos só absorvem a luz que está a poucas larguras naturais da frequência central da transição.

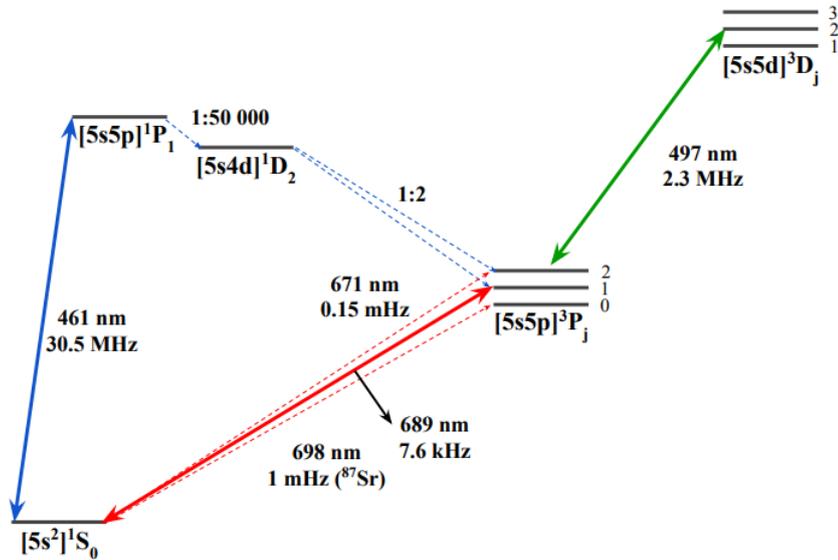


Figura 1: Alguns níveis de energia e linhas de transição do ^{88}Sr

Fonte: Magnani, P. H. N. Armadilha Óptica de Dipolo para ^{88}Sr

Além disso, numa taxa de 1 a cada 50000 transições do estado fundamental para o $[5s5p]^1P_1$, existe a possibilidade de que ao ser excitado, o estrôncio decaia para o estado $[5s4d]^1D_2$ e em seguida para o $[5s5p]^3P_2$, sendo este um

subnível meta-estável, ou seja, um caso onde os átomos deixariam de sentir a influência dos lasers e como consequência, deixariam de ser resfriados. Entretanto, pode-se recuperar esses átomos através do rebombeio, onde é utilizada uma luz verde com 497 nm de comprimento que faz com que o átomo seja excitado para o nível $[5s5d]^3D_2$ que em seguida decai para o nível $[5s5p]^3P_1$ que por sua vez decai para o estado fundamental, assim voltando para o processo de resfriamento.

O procedimento experimental tem início na sublimação e colimação do gás de estrôncio em um forno que possui micro-tubos em suas extremidades, após passarem por esses micro-tubos e serem colimados os átomos chegam ao Desacelerador Zeeman (conforme a figura 2 abaixo).

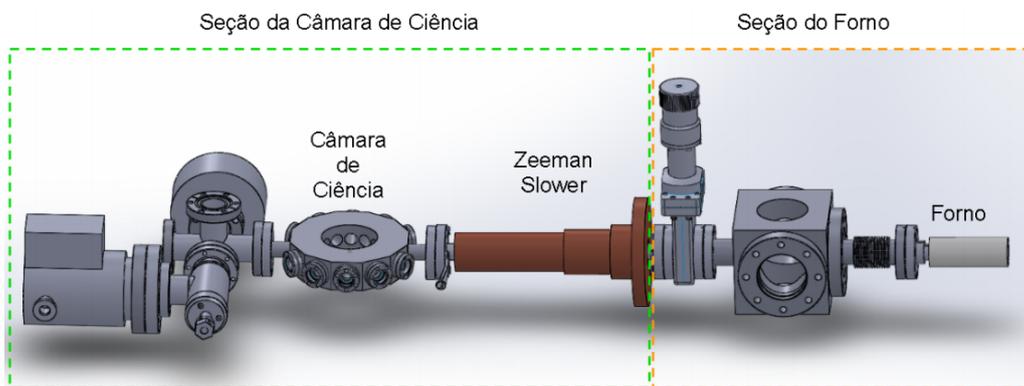


Figura 2: Esquema do experimento

Fonte: Magnani, P. H. N. Armadilha Óptica de Dipolo para ^{88}Sr

No Desacelerador Zeeman, onde é realizada a primeira etapa de resfriamento, é utilizado um feixe de 461nm no processo de absorção-emissão da luz para o resfriamento dos átomos, e um campo magnético que varia no espaço. Quando os átomos são desacelerados, o laser se afasta cada vez mais da ressonância por conta do efeito Doppler. Entretanto, esse problema é contornado através da influência do campo magnético que varia no espaço, onde temos uma quebra da degenerescência do nível excitado do átomo através do efeito Zeeman, fazendo com que o seu estado excitado seja subdividido em três níveis degenerados, onde cada nível tem uma frequência de ressonância diferente. Portanto, temos que os valores das frequências de ressonância irão variar no espaço através da sua dependência do campo magnético, tendo como consequência que a transição atômica excitada pela luz continue em ressonância com o feixe mesmo sob a influência do efeito Doppler.

Finalmente chegamos à etapa de aprisionamento dos átomos em três

direções através da Armadilha Magneto-Ótica, sendo a ideia principal a utilização do campo magnético e do momento linear da luz circularmente polarizada para produzir uma força que empurra os átomos para o centro da armadilha. Considerando um sistema de dois níveis, ao aplicarmos um campo da forma $B(x) = A.x$, teremos novamente uma quebra nos subníveis que irá depender da posição do átomo. Se aplicarmos feixes contrapropagantes, sendo a polarização circular σ^+ pela esquerda e σ^- pela direita e com dessintonia para o vermelho da transição atômica, os átomos que se movem para a esquerda irão absorver mais luz com polarização σ^- por estarem mais próximos da transição $M_e = -1$, e os átomos que se movem para a direita irão absorver mais luz com polarização σ^+ por estarem mais próximos da transição $M_e = +1$. Portanto, todos os átomos acabam sofrendo a influência de uma força que os puxa para o centro da armadilha, os aprisionando nessa posição. Ao fim desse processo os átomos também estarão frios, uma vez que a força atômica é dissipativa, fazendo com que o átomo perca energia.

Agora devemos voltar a nossa atenção novamente para a ação do laser nos átomos, onde a situação se torna problemática a partir do momento que consideramos que a frequência do laser flutua, isso faz com que deixemos a condição de ressonância e que conseqüentemente os átomos não sejam mais resfriados, portanto necessitamos de algum método para estabilizá-la. Nesse contexto que encontramos a importância do sistema de lock-in.

2 Travamento da frequência do laser verde

O amplificador lock-in é um dispositivo utilizado para gerar um sinal de erro que nos permite controlar uma variável de um sistema, no nosso caso específico, a frequência do laser verde utilizado para o rebombeio dos átomos de estrôncio. O método de travamento descrito neste trabalho irá funcionar com base em dois sistemas lock-ins bem semelhantes de estabilização que ocorrem simultaneamente conforme a Figura 3, onde a luz azul e a luz verde estão com polarizações vertical e horizontal respectivamente.

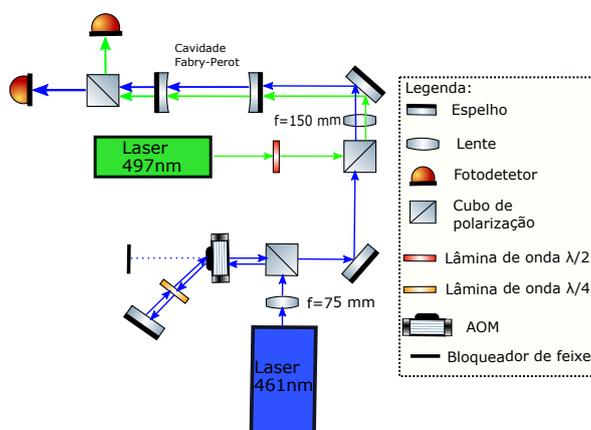


Figura 3: Esquemático simplificado da mesa óptica contendo os dois sistemas

Um dos sistemas realiza o travamento de uma cavidade Fabry-Perot através de um laser azul já estável e o outro estabiliza o laser verde usando a cavidade como referência. O esquema geral do sistema eletrônico pode ser visto na Figura 4, onde cada um de seus componentes serão discutidos a seguir.

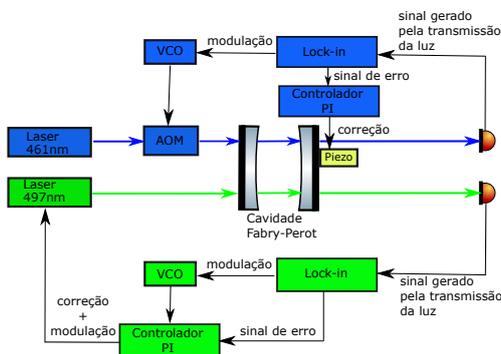


Figura 4: Esquema geral do travamento do laser

A cavidade utilizada é composta por um par de espelhos parcialmente refletores que se encontram no mesmo eixo de forma que fiquem paralelos, sendo que um dos seus espelhos é mantido fixo enquanto o outro é móvel, a fim de que a largura da cavidade seja ajustável pela deformação de um piezoelétrico acoplado ao espelho móvel através da aplicação de uma tensão elétrica. Quando uma luz incidente atinge o primeiro espelho, parte do feixe é transmitido e parte é refletido, ao atingir o segundo espelho, parte da luz transmitida também é parcialmente refletida e parcialmente transmitida, e assim sucessivamente, conforme a Figura 5. Após uma volta completa dentro da cavidade o feixe acaba divergindo, para compensar esse efeito os espelhos tem um formato esférico, de forma que o feixe seja continuamente refocalizado. Portanto, as ondas irão se sobrepor dentro da cavidade, resultando em interferências construtivas e destrutivas.

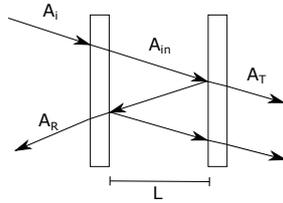


Figura 5: Esquema do laser ao incidir a cavidade Fabry-Perot. A_i é a luz incidente, A_{in} os feixes internos, A_T o feixe transmitido e A_R o feixe refletido. No experimento o feixe será incidido com um ângulo igual a zero e os espelhos serão côncavos.

A intensidade da luz transmitida tem picos bem definidos em determinados comprimentos de onda, onde a distância entre os picos de transmissão é chamada de *free spectral range* (intervalo espectral livre).

Por fim, temos que a intensidade da luz transmitida é representada pela seguinte equação:

$$T(f) = \frac{1}{1 + \left(\frac{2F}{\pi} \sin\left(2\pi f \frac{L}{c}\right)\right)^2} \quad (1)$$

onde F é a finesse da cavidade, f é a frequência da luz incidente, L o comprimento da cavidade e c a velocidade da luz no vácuo. Portanto, como a finesse depende somente da refletividade dos espelhos, é possível controlar a intensidade de luz transmitida através da variação do comprimento da cavidade e da frequência da luz, que são parâmetros que podem ser controlados experimentalmente.

Uma previsão teórica dos picos de transmissão pode ser vista na Figura 6 abaixo:

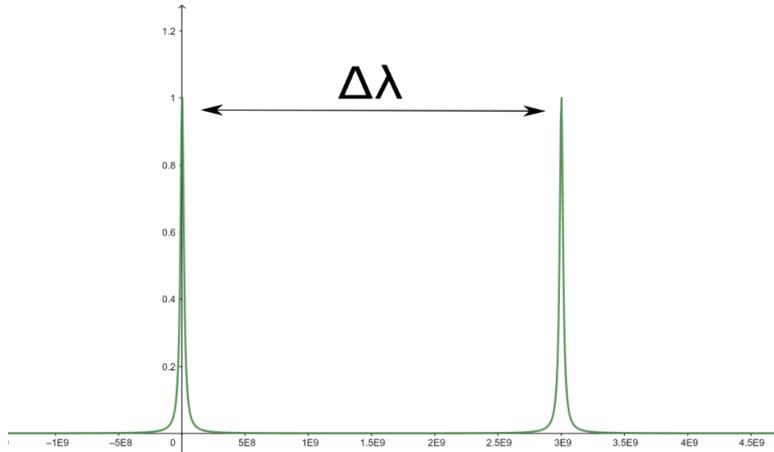


Figura 6: Previsão teórica dos picos de transmissão dados pela Equação 1 em função da frequência, $\Delta\lambda$ é a distancia entre dois picos consecutivos e é chamada de *free spectral range* (intervalo espectral livre).

O *free spectral range* (FSR) é dado pela seguinte equação:

$$\Delta\lambda = \frac{c}{2L}, \quad (2)$$

onde c é a velocidade da luz e L o comprimento da cavidade Fabry-Perot, que tem o valor de $L = 5$ cm. Portanto, o valor do FSR do experimento é $\Delta\lambda = 3\text{GHz}$

2.1 Travamento da cavidade

A fim de que o travamento da cavidade ocorra, o circuito lock-in gera um sinal modulado que é transformado por um VCO (voltage-controlled oscillator) em um sinal de frequência variável no tempo. Esse sinal é utilizado para que um AOM (acousto-optic modulator) module a frequência do laser azul com 461nm de comprimento que é enviado à cavidade Fabry-Perot. Um fotodetector localizado após a cavidade identifica a quantidade de luz transmitida e envia um sinal eletrônico, cuja tensão é proporcional à transmissão pela cavidade, para o circuito lock-in, que produz um sinal de erro a partir do sinal de transmissão. O funcionamento do circuito lock-in será explicado mais detalhadamente adiante. Para o sinal de erro vale a seguinte analogia: Considere um motorista que deseja manter a velocidade do seu carro em um valor constante, caso o velocímetro do carro ultrapasse esse valor o motorista irá tirar o pé do acelerador, caso o velocímetro esteja abaixo do esperado ele irá pisar no acelerador. Da mesma forma funciona o sinal de

erro, como o velocímetro, ele irá indicar se estamos acima ou abaixo do valor esperado, possibilitando que o resto do sistema corrija o valor da variável desejada. Após ser gerado, o sinal de erro é enviado até um controlador PI (proporcional integral) onde um sinal de correção é criado e enviado a um material piezoelétrico acoplado à cavidade para controlar seu comprimento e mantê-la em um valor que garanta a transmissão máxima da luz azul, portanto, a mantendo estabilizada. Desta forma, transferimos a estabilidade do laser azul, que tem sua frequência já estabilizada (que não discutida neste trabalho), para a cavidade, que passa a ter seu comprimento estável.

2.2 Travamento do laser verde

Para o laser verde será utilizado novamente uma frequência variável no tempo criada pelo VCO que é enviada para um controlador PI, que é responsável pela modulação da luz verde; Isso é feito uma vez que o comprimento da cavidade foi travado de forma que a luz azul com frequência de 461 nm obtenha a transmissão máxima. Assim, a modulação faz com que a frequência do laser verde sofra um alteração de maneira que ele também obtenha a máxima transmissão através cavidade. Após isso, a transmissão da luz será registrada por um fotodetector e enviada à entrada do circuito de lock-in, onde é gerado um sinal de erro que chega até o controlador PI, criando um sinal de correção e modulação. Diferente da primeira etapa, agora a luz transmitida é dependente apenas da frequência do feixe verde, portanto, o sinal captado pelo fotodetector irá servir como input do sistema lock-in.

3 Amplificador lock-in

É possível dividir o processo de criação do sinal de erro nos dois lock-ins em cinco fases: geração de oscilação, ajuste de fase, amplificação e filtragem do sinal de entrada, mixer e filtro passa baixa de saída. O esquema geral do circuito pode ser visto na Figura 7.

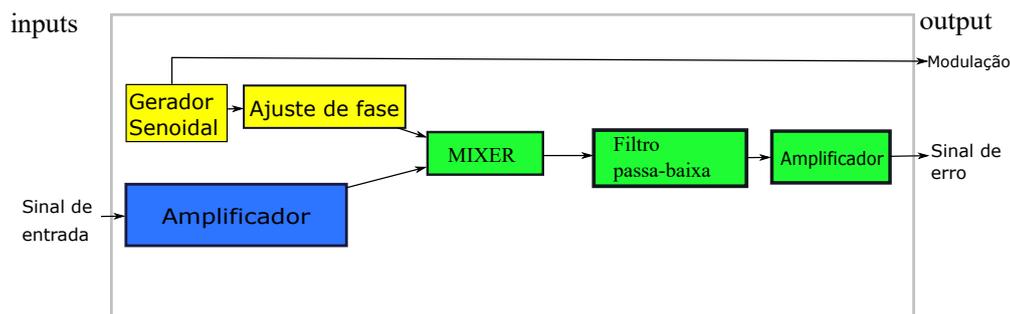


Figura 7: Esquema com as partes principais do amplificador lock-in

No gerador senoidal, dada uma tensão contínua de entrada, a resposta do circuito será um sinal senoidal. Esse sinal senoidal tem essas duas funções: a primeira função ao ser dado como output pelo circuito, que irá modular a nossa variável de interesse, seja essa a frequência do laser verde ou o comprimento da cavidade, fazendo com que o experimento responda a este estímulo na mesma frequência em que a variável é modulada, assim, possibilitando que o sinal captado pelos fotodetetores sirvam o sinal de entrada para o sistema, e a segunda função ao ser utilizado como sinal interno do circuito para a demodulação, que será explicada no detalhe mais adiante.

Geralmente o sinal senoidal possui uma diferença de fase em relação ao sinal de entrada, entretanto, é necessário que ambos estejam em fase para que seja possível a criação de um sinal erro com as características desejadas. Para que isso ocorra, é utilizado um arranjo de resistores, capacitores e um amplificador operacional que permitem o ajuste de fase do sinal oscilatório. Em seguida o sinal de entrada é amplificado e filtrado a um nível adequado para o processo de criação de um sinal de erro, sendo isso feito a partir de um conjunto de filtros passa-alta e passa-banda, e um amplificador AC, mantendo somente a banda de frequências em torno da frequência de modulação criada pelo circuito lock-in.

Após isso, o sinal de erro será gerado no mixer ao se multiplicar o sinal senoidal ajustado e o sinal de entrada amplificado, sendo essa a parte principal do circuito. Supondo que a frequência do laser dada por $f(t) = f_0 + A_0 \cos(\omega t)$ variando em torno de uma frequência central f_0 e que sua amplitude de mo-

dulação A_0 é muito pequena, o sinal de transmissão em primeira ordem será dado por:

$$T(f) = T(f_0) + T'(f_0)A_0\cos(\omega t) \quad (3)$$

Portanto, o sinal após o mixer, no qual a transmissão é multiplicada pela modulação, toma a forma:

$$M(f) = (T(f_0) + T'(f_0)A_0\cos(\omega t))\cos(\omega t) \quad (4)$$

Resultando em:

$$M(f) = T(f_0)\cos(\omega t) + \frac{T'(f_0)A_0}{2}(1 + \cos(2\omega t)) \quad (5)$$

Finalmente, o sinal então passa por um filtro passa-baixa que remove todas as componentes oscilatórias do sinal de saída, resultando por fim em nosso sinal de erro dado por:

$$E(f) = \frac{A_0T'(f)}{2} \quad (6)$$

Para entender como o sinal de erro funciona basta fazer a análise de que ele é um sinal proporcional à derivada da transmissão da cavidade, portanto, sempre que a frequência do laser for menor que a frequência necessária, um valor positivo de sinal de erro é gerado, e se a frequência for maior que a frequência desejada, um sinal de erro negativo é produzido, e por fim, se estivermos na frequência de ressonância o sinal de erro será zero. Assim, o sinal de erro quantifica quão longe estamos da frequência correta, servindo de sinal de entrada para o circuito PI, que por sua vez irá gerar um sinal de correção utilizado para travar a frequência do laser verde e o comprimento da cavidade.

4 Resultados

4.1 Gerador Senoidal

O sinal senoidal obtido pelo sistema pode ser visto na Figura 8:

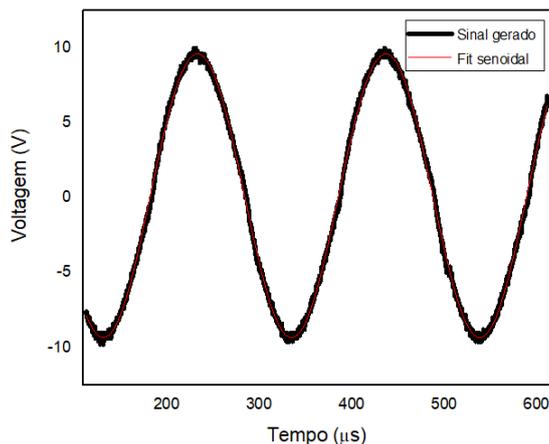


Figura 8: Sinal senoidal gerado pelo circuito

Os dados da Figura 8 foram obtidos através de medições realizadas na saída do IC1, indicado na Figura 9. Após isso, o sinal passará por uma série de atenuações antes de ter a sua fase ajustada.

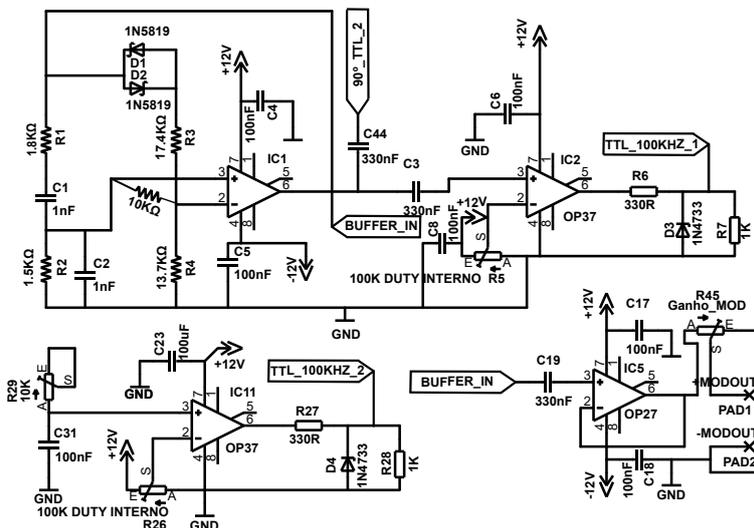


Figura 9: Esquema do bloco do circuito responsável pela geração do sinal senoidal.

4.2 Ajuste de fase

Antes de ter a sua fase ajustada, o sinal do gerador senoidal é transformado em uma onda quadrada. Na Figura 10 abaixo o sinal já foi transformado em uma onda quadrada sem deslocamento de fase, e é mostrado juntamente com a onda quadrada criada pelo circuito de deslocamento de fase de 90° .

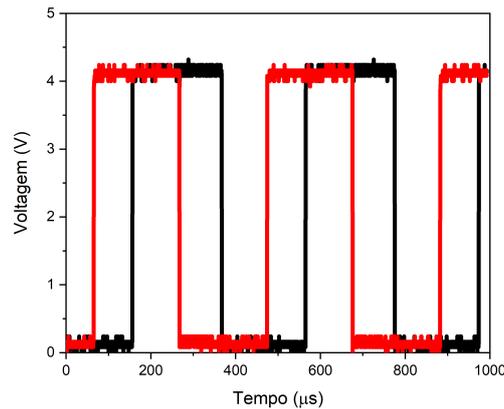


Figura 10: Ajuste de fase realizado no sinal gerado pelo circuito.

O esquema do circuito que realiza o ajuste de fase pode ser visto abaixo na Figura 11, nele é possível realizar um shift de 90° , 180° e 270° , além de ajustes finos da fase através dos resistores R8 e R9.

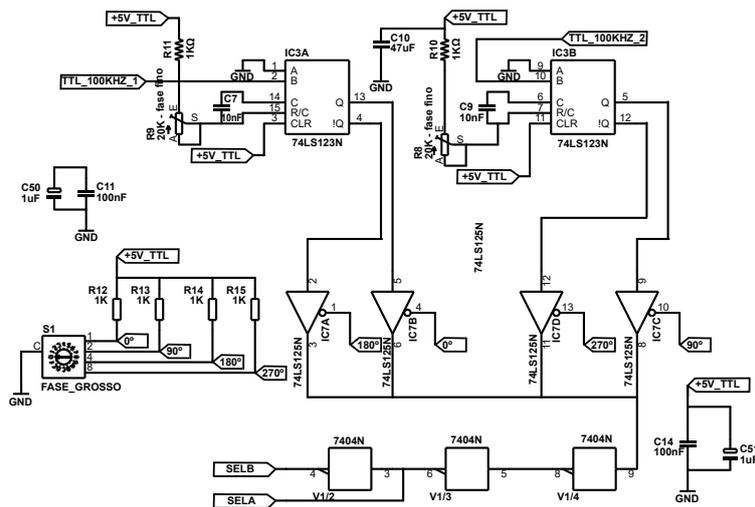


Figura 11: Esquema com as partes principais do circuito responsáveis pelo ajuste de fase do sinal gerado pelo sistema

4.3 Amplificação do sinal de entrada

Após ser filtrado e amplificado, o sinal de entrada recebe a forma que pode ser vista na Figura 12.

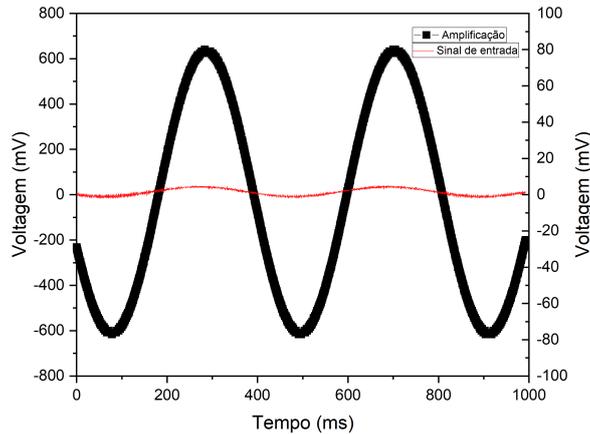


Figura 12: Sinal de entrada (vermelho) e o sinal de entrada amplificado (preto)

Com ajustes nos potenciômetros do circuito foi possível fazer com que o sinal amplificado chegasse na ordem de 12V, entretanto, essa condição deixa o sinal de saída saturado. O sinal mostrado na Figura 12 foi obtido na saída do IC10 indicado no esquema da Figura 13, portanto, ele será atenuado mais uma vez antes de ser enviado para o mixer.

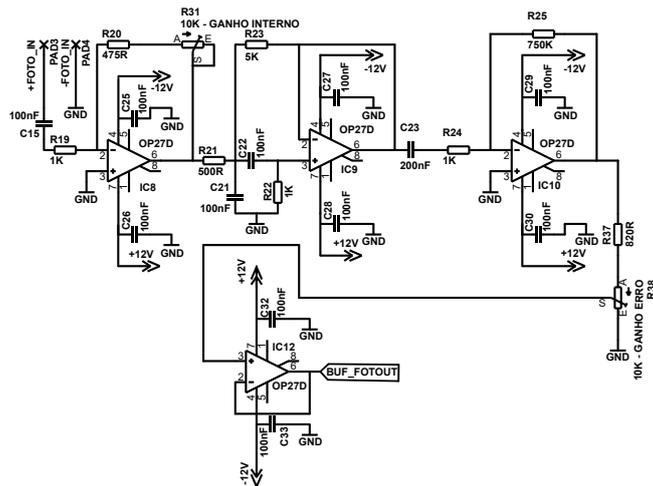


Figura 13: Esquema do bloco do circuito responsável pela amplificação do sinal de entrada

4.4 Geração do sinal de erro

Os testes para o sinal de erro foram realizados utilizando a transmissão do laser verde por uma cavidade Fabry-Perot como sinal de entrada, e o sinal resultante pode ser visto n Figura 14.

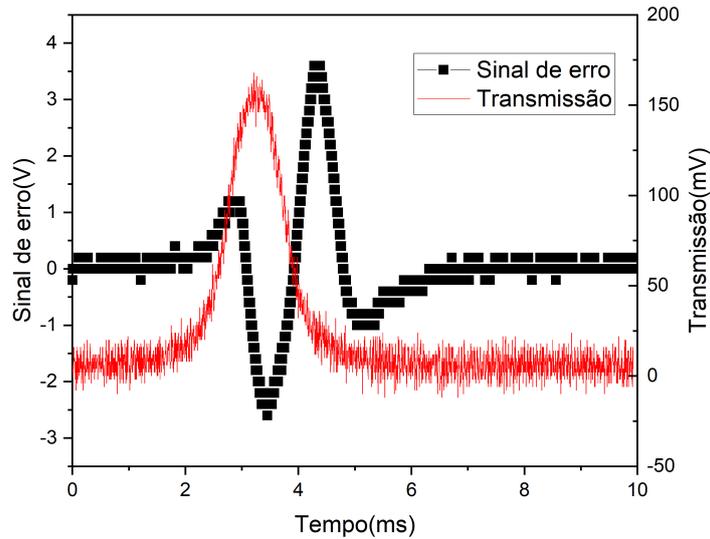


Figura 14: Sinal de erro gerado pelo circuito.

É evidente que o sinal de erro não representa a previsão teórica como indicado na Figura 15 abaixo:

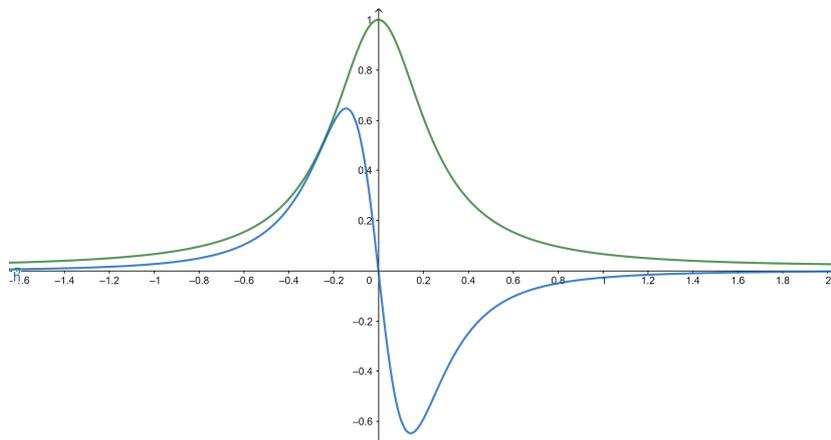


Figura 15: Gráfico da previsão teórica de um pico de transmissão (verde) e o sinal de erro correspondente (azul).

Isso se deve ao comportamento do laser verde. Os lasers utilizados no ex-

perimento são feixes gaussianos, no caso do laser verde, a cintura do seu feixe gaussiano tem uma largura suficiente para que a condição de transmissão de luz através da cavidade Fabry-Perot não seja a ideal para a criação de picos de transmissão simétricos e bem espaçados. Desta forma, a superposição de picos na transmissão faz com que o sinal de erro tenha uma forma mais complexa do que a previsão teórica simples.

Uma representação de como o formato dos picos de transmissão se modificam conforme o tamanho da largura da cintura do feixe pode ser visto na Figura 16, onde ω_0 é o largura da cintura do feixe, λ o comprimento de onda do laser, θ o ângulo de incidência do feixe na cavidade, R é a refletividade dos espelhos da cavidade e d a distância entre os espelhos:

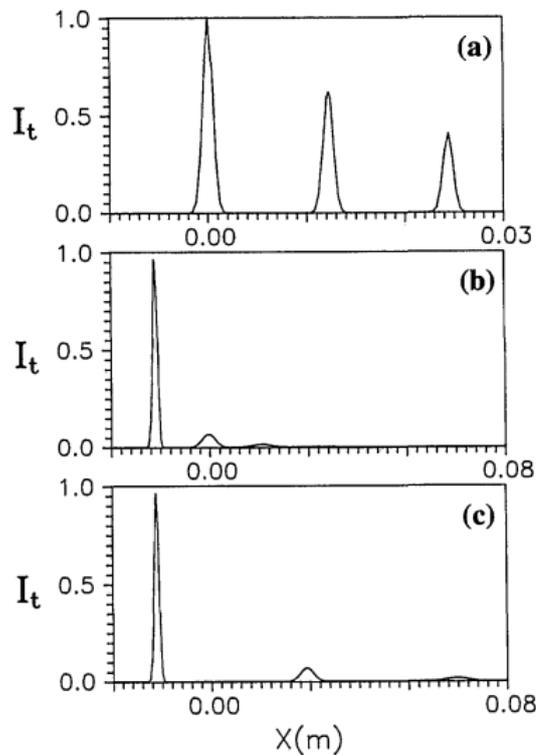


Figura 16: Transmissão com o seguintes parâmetros fixos (a) $\omega_0 = 0.001\text{m}$, $\lambda = 632.8\text{nm}$, $\theta = 7^\circ$, $R = 0.8$, $d = 0.050000059\text{m}$; (b) $\omega_0 = 10\mu\text{m}$, $\lambda = 632.8\text{nm}$, $\theta = 7^\circ$, $R = 0.8$, $d = 0.050000059\text{m}$; (c) $\omega_0 = 10\mu\text{m}$, $\lambda = 632.8\text{nm}$, $\theta = 20^\circ$, $R = 0.8$, $d = 0.050000059\text{m}$

Fonte: Abu-Safia, H.; Al-Tahtamouni, R.; Abu-Aljarayesh, I.; Yusuf, N. A. *Transmission of a Gaussian beam through a Fabry-Perot interferometer*. Applied Optics, 33 (1994), 3805-3811

Dessa forma, em uma condição em que dois picos de transmissão estão próximos o suficiente por conta do fator ω_0 , o sinal de erro resultante será uma resposta a medida de dois picos de transmissão, conforme visto na Figura 14.

5 Conclusão

O sinal contido na Figura 14 indica a realização do objetivo de se gerar um sinal de erro capaz de estabilizar o sistema. A partir de ajustes nos parâmetros do laser verde, será possível tornar a curva do sinal de erro mais próxima do resultado esperado, portando, sendo possível a utilização do circuito de travamento no experimento.

Vale lembrar que o sistema de travamento do laser azul é igual ao do laser verde, de forma que também é possível utilizar o circuito lock-in para a estabilização do laser azul.

Referências

- [1] Willian D. Phillips *Laser cooling and trapping of neutral atoms*. Nobel lecture, December 8, 1997 .
- [2] KOGELNIK, H.; LI, T. *Laser beams and resonators*. *Appl. Opt.* OSA, v. 5, n. 10, p. 1550–1567, Oct 1966.
- [3] Abu-Safia, H.; Al-Tahtamouni, R.; Abu-Aljarayesh, I.; Yusuf, N. A. *Transmission of a Gaussian beam through a Fabry-Perot interferometer*. *Applied Optics*, 33 (1994), 3805-3811.
- [4] Magnani, P. H. N. *Armadilha Óptica de Dipolo para ^{88}Sr* .(2018)
- [5] Juarez, Jose M., *"The Use of a Lock-In Amplifier to Stabilize the Frequency of a Laser Diode"* (2009). Honors Theses. 9.