

Gabriel Errera de Oliveira Camargo

**Resfriamento transversal para um feixe atômico
de estrôncio através de uma melaça ótica**

São Carlos

2018

Gabriel Errera de Oliveira Camargo

Resfriamento transversal para um feixe atômico de estrôncio através de uma melaça ótica

Trabalho Final de Curso apresentado ao Departamento de Física da Universidade Federal de São Carlos como requisito parcial para a obtenção do grau de bacharel em Engenharia Física.

Universidade Federal de São Carlos

Departamento de Física

Programa de Graduação em Engenharia Física

Orientador: Prof. Dr. Raul Celistrino Teixeira

São Carlos

2018

Gabriel Errera de Oliveira Camargo

Resfriamento transversal para um feixe atômico de estrôncio através de uma
melaça ótica/ Gabriel Errera de Oliveira Camargo. – São Carlos, 2018-
26 p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: Prof. Dr. Raul Celistrino Teixeira

Trabalho Final de Curso – Universidade Federal de São Carlos
Departamento de Física
Programa de Graduação em Engenharia Física, 2018.

1. Melaça ótica. 2. Aprisionamento de átomos. 2. Física Computacional. I. Raul
Celistrino Teixeira. II. Universidade Federal de São Carlos. III. Departamento de Física.
IV. Estudo teórico de otimização para um feixe atômico de estrôncio através de uma
melaça ótica

Gabriel Errera de Oliveira Camargo

Resfriamento transversal para um feixe atômico de estrôncio através de uma melça ótica

Trabalho Final de Curso apresentado ao Departamento de Física da Universidade Federal de São Carlos como requisito parcial para a obtenção do grau de bacharel em Engenharia Física.

Trabalho aprovado. São Carlos, 10 de dezembro de 2018:

Prof. Dr. Raul Celistrino Teixeira
Orientador

Prof. Dr. Fernando M. Araújo-Moreira
Coordenador do Curso de Engenharia Física

São Carlos
2018

Este trabalho é dedicado à minha família e amigos.

*“I went to the woods because I wished to live deliberately,
to front only the essential facts of life.
And see if I could not learn what it had to teach and not,
when I came to die, discover that I had not lived.”*

Henry David Thoreau

Sumário

| | |
|---|-----------|
| Resumo | 7 |
| Objetivo | 8 |
| Introdução | 9 |
| Materiais e Métodos | 11 |
| Resultados e Discussão | 15 |
| Conclusões | 25 |
| Bibliografia | 26 |

Resumo

O projeto visa compreender o comportamento da interação de um feixe atômico de átomos de estrôncio ^{88}Sr com uma região espacial de melaça ótica para otimizar o carregamento de uma armadilha magneto-ótica. Esse sistema depende de diversos parâmetros que podem ser controlados no laboratório, como potência do laser que origina a melaça, a velocidade de propagação dos átomos, dessintonia do laser. Para analisar o problema foi utilizado um modelo computacional onde se utilizou um método de integração numérica para descrever as configurações do sistema e assim explorar as características principais de ganho e eficiência com o interesse de encontrar os parâmetros que maximizam a eficiência da melaça.

Objetivo

Utilizando um método de integração numérica realizar uma rotina computacional na linguagem Python para determinar o ganho total de um sistema composto por um feixe atômico de átomos de estrôncio e uma melaça ótica produzida por um arranjo específico de laser.

Introdução

É indiscutível que na atualidade as interações entre átomos e luz são de extremo interesse para a ciência, a partir da pesquisa e estudo nessas áreas podemos melhorar nosso entendimento dos processos fundamentais da natureza. Sendo assim, uma área de grande interesse é a de resfriamento de átomos. As técnicas de resfriamento de átomos tem por finalidade eliminar flutuações indesejáveis vindas predominantemente do movimento aleatório de partículas aquecidas.

Para conseguir aprisionar átomos, ou seja, conseguir uma amostra ultra-fria de átomos, é necessário de algum modo capturar esses átomos. A armadilha magneto-ótica (MOT do inglês Magneto-Optical Trap) é uma armadilha para átomos composta por um arranjo de feixes de laser contrapropagantes e um gradiente de campo magnético externo[9], de modo que é possível confinar esses átomos numa região espacial.

O estrôncio possui 4 isótopos estáveis na natureza, em nosso trabalho iremos focar no isótopo bosônico de massa atômica 88. Esse isótopo possui dois elétrons na última camada. Sendo assim divididos seus níveis energéticos em níveis singleto, com spin total zero, e níveis tripleto com spin total 1.

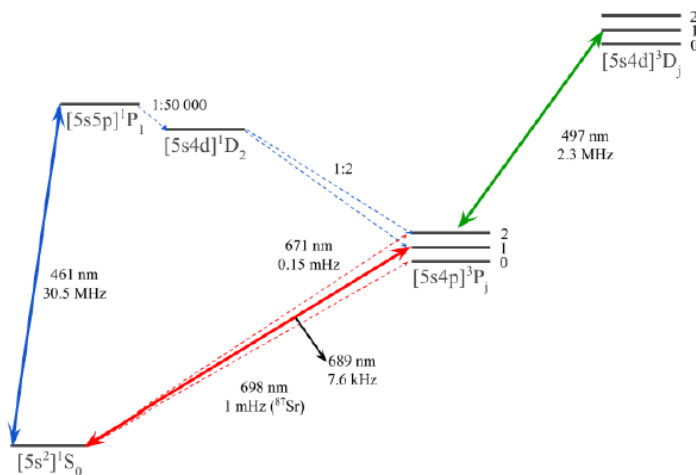


Figura 1 – Diagrama dos níveis de energia do ^{88}Sr [10 - 11].

No diagrama acima podemos notar que o ^{88}Sr possui duas linhas de transição principais, uma em 461 nm (azul) e a outra em 689 nm (vermelha) que são respectivamente as transições utilizadas para o MOT-azul e MOT-vermelho do laboratório. Portanto, implementando uma melaça ótica no sistema pode-se aumentar o número de átomos que chegam no desacelerador Zeman, sendo assim aumentando o carregamento na armadilha magneto-ótica.

Nessa simulação descreveremos um sistema físico que consiste em um forno com uma amostra sólida de estrôncio e microtubos acoplados em sua extremidade. Como todo o arranjo é mantido em ultra-alto vácuo, quando se aquece o forno a taxa de evaporação do estrôncio aumenta gerando um feixe atômico efusivo na saída dos microtubos, no caminho do feixe atômico, perpendicular à sua direção de propagação temos dois pares de feixes de luz contrapropagantes que dão origem a uma região espacial de melaça ótica[4] cuja finalidade é aumentar a colimação do feixe de átomos de estrôncio na entrada do desacelerador Zeeman[6]. No desacelerador é onde se diminui a velocidade dos átomos para que eles sejam capturados por uma armadilha magneto-ótica[7].

Portanto, sabendo as configurações do sistema podemos modelar o problema e implementar um algoritmo em um rotina computacional para integrar a trajetória do feixe atômico e analisar com precisão o comportamento da interação luz-matéria como função da distribuição de velocidades dos átomos, potência da luz, dessintonia e ângulo entre os feixes de luz.

Vale também ressaltar que na atualidade as simulações computacionais estão inseridas em vários ramos da ciência, do cotidiano e também do mercado de trabalho. Elas estão presentes desde a otimização de recursos para produção de alimentos até complicadas análises de riscos da bolsa de valores. Nesse sentido, a física computacional torna-se muito útil para descrever sistemas físicos que possuem muitas variáveis e muitas interações em um intervalo curto de tempo, tomando isso como motivação foi desenvolvido um projeto para simular a trajetória de um feixe efusivo de átomos de estrôncio interagindo com uma região espacial de melaça ótica utilizando a linguagem de programação Python.

A linguagem Python é derivada da linguagem C e considerada de alto nível, interpretada, imperativa, script, e possuem várias bibliotecas abertas, ou seja, durante o programa é possível chamar bibliotecas como ferramentas para melhorar e otimizar o seu programa de acordo com sua necessidade. Essas características permitem a interpretação e implementação rápida de códigos em poucas linhas se comparado ao mesmo programa em outras linguagens. Outra vantagem do Python é que se trata de uma plataforma OpenSource e por esse motivo ela vem sendo utilizada por diversos usuários em diversas áreas, inclusive na descrição de sistemas físicos de interação luz-matéria[2].

Materiais e Métodos

A geometria do problema a ser estudado é esquematizada por um sistema basicamente composto por um forno, uma melaça ótica e a entrada do desacelerador Zeeman. Definimos a região de melaça como a origem do nosso sistema de coordenadas, na figura esquemática a seguir podemos ver os elementos do sistema representados junto com o sistemas de coordenadas adotados na simulação.

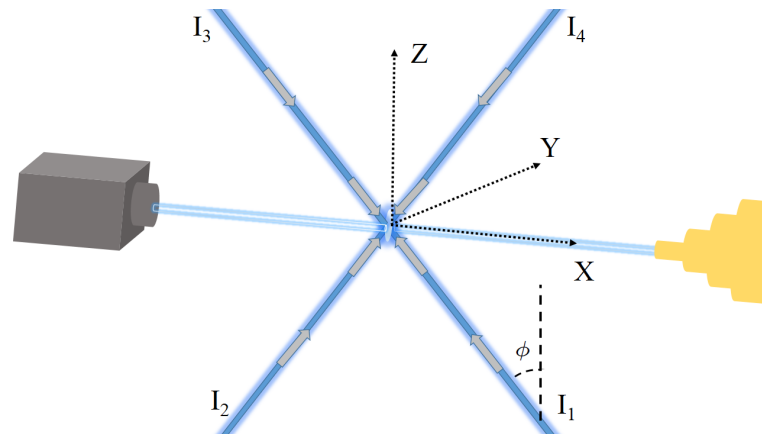


Figura 2 – Esquemático do arranjo experimental do sistema.

A melaça ótica tem como objetivo aumentar a colimação do feixe atômico, pois diminui a velocidade transversa dos átomos, e assim aumenta a quantidade de átomos que chega na entrada do desacelerador Zeeman. Partindo dessa motivação e de explorar as propriedades e características desse sistema que dedicamos esse modelo computacional. Para um modelo experimental esse arranjo precisa estar sob um bom vácuo, na realidade seria necessário condições de pressão de tipicamente 10^{-8} Torr que é o regime de operação de ultra-alto vácuo.

No forno há uma amostra sólida de estrôncio de massa atômica 88 u que é aquecida a uma temperatura de 538°C . Após o sistema entrar em regime estacionário temos um feixe atômico efusivo produzido na saída dos microtubos. Para determinar a função de densidade de probabilidade da velocidade dos átomos desse feixe iremos utilizar os fundamentos da Física Estatística[1]. A probabilidade de encontrar um átomo com uma determinada velocidade em um feixe emitido por uma rede de microtubos[8] será o produto de duas distribuições, uma função de densidades de probabilidade que depende do módulo da velocidade dos átomos $P(v)$ e de uma outra função de densidade de probabilidade que depende do ângulo entre a direção dos microtubos e a direção de propagação, $\Phi(\theta)$. No entanto, como a região de melaça ótica está localizada a 185 mm da saída do forno e possui uma região de interação muito pequena, só nos interessa a distribuição de probabilidades

em torno de $\theta \sim 0$, que suporemos constante. Chamando de x a direção dos microtubos, a função de densidade $P(v_x)$ de probabilidade das velocidades na direção x tem a forma de:

$$P(v_x) = \frac{m^2}{2\kappa^2 T^2} v_x^3 e^{-\frac{mv_x^2}{2\kappa_B T}} \quad (1)$$

Agora que já determinamos a distribuição de velocidades dos átomos que interagem com a melaça ótica iremos descrever a força de interação da luz com o feixe atômico. Usando a geometria de feixe cruzados contrapropagantes teremos uma região de melaça ótica gerada por quatro feixes de laser azul que implicará em um meio resistivo com a finalidade de colimar o feixe atômico. Dado o arranjo do sistema e sabendo que a luz é uma onda eletromagnética, podemos encontrar a intensidade dessa radiação eletromagnética considerando que temos um feixe elíptico com distribuição gaussiana. Adotando os parâmetros de distribuição espacial do feixe elíptico gaussiano com cintura bem definida podemos então descrever a intensidade dos quatro feixes em função das coordenadas x , y , z e do ângulo ϕ formado entre a direção de propagação dos feixes do laser e a coordenada z como:

$$I_1(x, y, z) = I_0 e^{-\frac{2(y \cos \phi + z \sin \phi)}{w_p^2}} e^{-\frac{2x^2}{w_g^2}} \quad (2)$$

$$I_2(x, y, z) = I_0 e^{-\frac{2(-y \cos \phi + z \sin \phi)}{w_p^2}} e^{-\frac{2x^2}{w_g^2}} \quad (3)$$

$$I_3(x, y, z) = I_0 e^{-\frac{2(y \cos \phi + z \sin \phi)}{w_p^2}} e^{-\frac{2x^2}{w_g^2}} \quad (4)$$

$$I_4(x, y, z) = I_0 e^{-\frac{2(-y \cos \phi + z \sin \phi)}{w_p^2}} e^{-\frac{2x^2}{w_g^2}} \quad (5)$$

Onde w_p , w_g são os parâmetros de cintura do feixe e valem 6,9 mm e 21,2 mm, respectivamente. As intensidades de pico I_0 de propagação de cada feixe de luz são dadas pelo limite das respectivas potência P , fornecida pelo laser dentro da região elíptica de cada feixe dividido pela área da região. Assim temos:

$$I_0 = \frac{2P}{w_p w_g \pi} \quad (6)$$

Agora que temos as expressões das intensidades dos feixes de luz que dão origem à região de melaça ótica podemos escrever a força de interação da luz com os átomos. Definimos \vec{k}_1 , \vec{k}_2 , \vec{k}_3 e \vec{k}_4 os vetores de onda que apontam para a direção de propagação dos feixes 1, 2, 3 e 4, respectivamente. Sendo assim cada átomo que se localiza na região de encontro do feixe atômico com os feixes contrapropagantes de laser irão observar a frequência da luz modificada por conta do efeito Doppler: $f' = f - \vec{v} \cdot \vec{k}/2\pi$, onde \vec{k} é o vetor de onda definido anteriormente. A força, quando o sistema está em ressonância, será em função do parâmetro de saturação s , que é igual à intensidade da luz dividida pela

intensidade de saturação da transição atômica, nesse caso a intensidade de saturação para a transição 461 nm do ^{88}Sr é igual a 407,61 W/m². Obtendo o parâmetro de saturação do sistema da melaça conseguimos definir a taxa de absorção de fótons e assim descrever a força média no átomo como[3]:

$$\vec{F}_1 = \Gamma_{1\phi} \hbar \vec{k}_1 = \frac{\frac{\Gamma_0 s_1}{2}}{1 + s_1 + \frac{4}{\Gamma_0^2} (f - f_0 - \vec{v} \cdot \vec{k}_1 / 2\pi)^2} \cdot \hbar \vec{k}_1 \quad (7)$$

$$\vec{F}_3 = \Gamma_{3\phi} \hbar \vec{k}_3 = \frac{\frac{\Gamma_0 s_3}{2}}{1 + s_3 + \frac{4}{\Gamma_0^2} (f - f_0 - \vec{v} \cdot \vec{k}_3 / 2\pi)^2} \cdot \hbar \vec{k}_3 \quad (8)$$

Onde f é a frequência do laser, f_0 a frequência natural da transição azul do estrôncio igual a 650,76 THz e Γ_0 é a largura natural da transição azul do estrôncio de 30,5 MHz. Para o caso acima resolvemos para o par de feixes contrapropagantes 1 e 3, porém a demonstração é análoga para o outro par de feixes. $\Gamma_{1\phi}$ e $\Gamma_{3\phi}$ são as taxas de absorção de fótons e os termos $\vec{v} \cdot \vec{k}_1$ e $\vec{v} \cdot \vec{k}_3$ são os momentos transmitidos por fóton. Analisando o fato de se tratar de feixes contrapropagantes sabemos que os vetores de onda de índices 1 e 3 tem mesmo módulo porém sinais contrários implicando que as forças 1 e 3 também sejam contrárias entre si. Também podemos notar através das Equações 7 e 8 que as curvas características das forças como função da velocidade do átomo são Lorentzianas com seus máximos deslocados para $-2\pi(f - f_0)/k$ e $2\pi(f - f_0)/k$, onde $f - f_0$ é a dessintonia entre a frequência natural do estrôncio e a frequência da luz enviada. Na Figura 3 temos o esboço da curva característica da soma das forças F_1 e F_3 , como função da componente da velocidade do átomo na direção da propagação dos feixes de luz que as criam. A potência dos dois feixes é a mesma e igual a 30 mW, e a dessintonia da luz é de $-\Gamma_0$, e a intensidade de saturação é muito menor do que 1, mas não sei) das funções Lorentzianas que representam a soma das forças em função da velocidade.

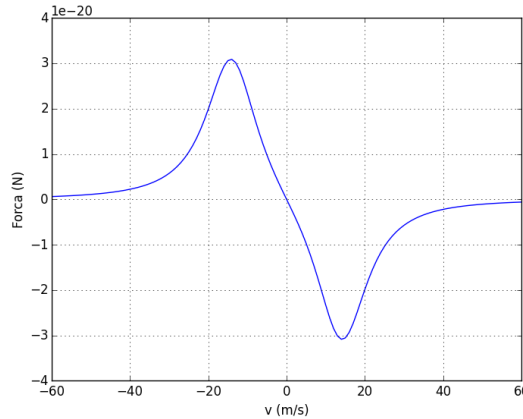


Figura 3 – Curva característica da soma das funções Lorentzianas.

Observando o gráfico da força média resultante no átomo em função da velocidade podemos notar quando os átomos possuem velocidade próximo de zero o sistema da melaça se comporta como um meio resistivo onde a força média resultante de interação da melaça com os átomos do feixe atômico é sempre no sentido contrário da velocidade v_k que se propaga na direção k ou seja[4]:

$$F_R = F_1 + F_3 = -\alpha \cdot \mathbf{v}_k \quad (9)$$

O mesmo vai ocorrer para o par de forças F_1 e F_4 . Vemos, assim, que um par de feixes contrapropagantes com dessintonia negativa cria uma força resistiva, contrária à componente da velocidade do átomo na direção de propagação do par de feixes. Esse é o princípio da melaça ótica. Portanto como conhecemos a forma da força que atua em nosso sistema e sabemos suas condições iniciais, podemos implementar uma rotina computacional e calcular o movimento do feixe atômico em função de diversos parâmetros. Para encontrar as equações de movimento do sistema utilizaremos o método de integração numérica Runge-Kutta de ordem quatro[5]. Como o feixe atômico não sofre influência de nenhuma força até chegar na região de melaça ótica iremos implementar o método de Runge-Kutta somente para quando o feixe atômico chegar na região onde atua a força resistiva, tomamos essa decisão tendo em vista a redução do tempo da simulação. Portanto como sabemos a função de densidade de probabilidade das velocidades e a força média que atua nos átomos podemos implementar um algoritmo e estudar as características do feixe atômico na entrada do após a passagem pela região da melaça, como função da potência dos feixes, dessintonia da luz e ângulo entre eles.

Resultados e Discussão

Com o objetivo de reduzir o tempo da simulação e definir os parâmetros para as condições do problema de acordo com o método utilizado foi realizado uma calibração da discretização temporal com finalidade de otimizar o passo temporal e diminuir propagações de erros. Portanto foi implementado uma modificação ao programa principal com o intuito de observar as propagações de erros na subrotina do método de Runge-Kutta de integração numérica para cada uma das coordenadas espaciais.

O passo temporal foi variado em valores discretos entre $1,0 \times 10^{-7}$ e $5,0 \times 10^{-4}$, também foram fixados parâmetros como potência do laser da melaça e velocidade de propagação do feixe atômico, foi usado o valor de maior probabilidade de ocorrência de $478,00 \text{ m/s}$ para velocidade de propagação dos átomos na direção X e $0,25 \text{ m/s}$ para as velocidades nas direções Y e Z , enquanto que utilizou-se uma potência fixa de 10 mW para o laser da região resistiva.

Para a coordenada Y , calculamos Y_0 que é o valor da posição para o menor passo de 10^{-7} e implementamos a rotina computacional, assim obtivemos o gráfico da relação entre o logaritmo da diferença da coordenada espacial com o logaritmo do passo temporal h como pode ser observado na Figura 4 abaixo:

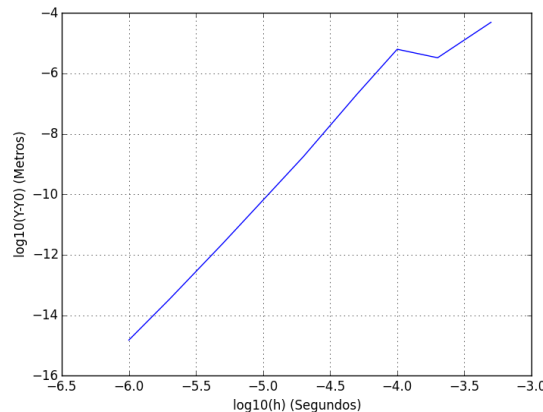


Figura 4 – Logaritmo na base 10 do erro espacial da coordenada Y em função do logaritmo na base 10 do passo temporal, onde $Y - Y_0$ é medido em metros e h em segundos.

Podemos notar que o comportamento do logaritmo na base 10 do erro na coordenada espacial Y possui um comportamento linear crescente até próximo do passo temporal igual à $1,0 \times 10^{-4}$. Como o gráfico é log-log, isto significa que nesta região $(Y - Y_0) \sim h^\alpha$, com uma constante obtida a partir de um ajuste da curva do gráfico vale $4,53$ condizendo com a literatura pois o RK4 tem seu erro se propagando com h elevado à quarta, sendo assim sabemos que nessa região linear o erro irá se propagar de maneira polinomial.

Novamente repetimos o mesmo procedimento anterior, agora para a coordenada espacial Z , sendo assim obtivemos a relação entre o logaritmo da diferença da coordenada espacial com o logaritmo do passo temporal h , o resultado obtido pode ser observado na Figura 5 abaixo:

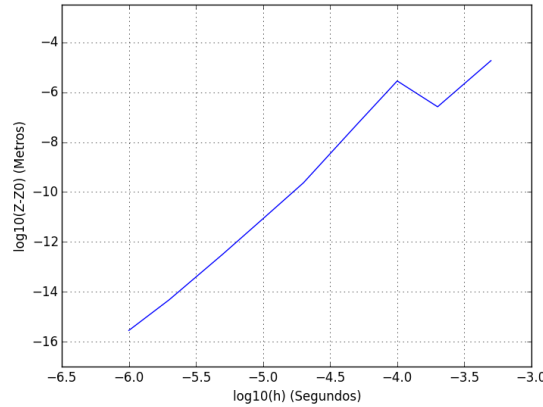


Figura 5 – Logaritmo na base 10 do erro espacial da coordenada Z em função do logaritmo na base 10 do passo temporal, onde $Z - Z_0$ é medido em metros e h em segundos.

Nota-se que a relação logarítmica do erro na coordenada espacial Z é semelhante a relação da coordenada espacial Y em seu comportamento linear crescente até próximo do passo temporal igual à $1,0 \times 10^{-4}$. Assim determinamos semelhantemente ao item anterior a constante de proporcionalidade de valor 4,80 e com isso sabemos que a propagação de erro nessa coordenada será proporcional à h elevado a essa constante.

Como o objetivo da calibração foi otimizar o passo temporal e conseqüentemente diminuir o tempo de simulação, escolhemos o passo temporal h de $1,0 \times 10^{-4}$ onde obtivemos uma propagação de erro da ordem de 10^{-5} m para as coordenadas Y e Z , o que é bem aceitável, pois é cerca de 1% do tamanho da entrada do desacelerador Zeeman.

Feita a calibração da simulação e escolhido a discretização temporal ótima iremos descrever alguns parâmetros geométricos do feixe atômico e da melaça ótica. Antes de introduzir o perfil de distribuição de densidade de probabilidades das velocidades foi realizada uma simulação simples considerando que teríamos velocidades igualmente prováveis entre 50 m/s e 300 m/s de propagação na direção X do feixe atômico e que a velocidade do mesmo feixe nas direções Y e Z também com mesma igualdade de ocorrência e sua variação estivesse entre -14 m/s e 14 m/s, sendo assim quando introduzimos os dois pares de feixes contrapropagantes com uma inclinação ϕ de 30° com a direção Z (direção vertical) e parâmetros de cintura de 21,2 mm na direção X e 6,9 mm no plano perpendicular à propagação do feixe atômico, damos origem à melaça ótica. Após a interação dos átomos com a região resistiva plotamos uma foto da posição dos átomos após se afastar 100 mm da melaça ótica como pode ser observado na próxima figura:

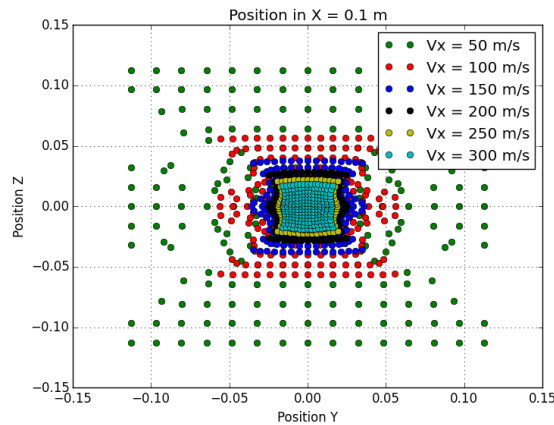


Figura 6 – Distribuição Espacial nas coordenadas Z e Y do feixe atômico de átomos de estrôncio.

Analisando a distribuição espacial da figura acima para os valores distintos de velocidades podemos observar que os átomos que possuem maior velocidade na direção X tendem a ficarem mais centralizados porém não sofrem tanta influência da melaça ótica enquanto que para os átomos que possuem menor velocidade é o contrário, os átomos sofrem maior influência da melaça ótica (principalmente na região onde atravessam os feixes) porém como possuem menor velocidade na direção principal de propagação acabam divergindo para variações semelhantes de velocidades nas direções em Y e Z .

Visando descrever com precisão nosso sistema foi introduzido o perfil de distribuição de probabilidades das velocidades para a saída do forno. Considerando um feixe atômico efusivo descrito pela Equação 1 e ajustando os parâmetros adequados como a temperatura do forno para $538^{\circ}C$ e massa do estrôncio para 88 unidades de massa atômica plotamos a probabilidade em função da velocidade de propagação na direção X que é mostrada na Figura 7.

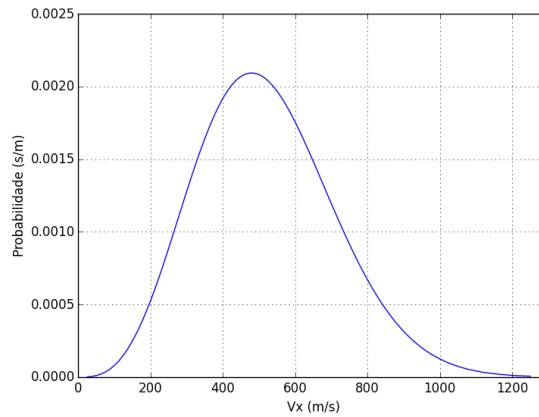


Figura 7 – Distribuição de probabilidades das velocidades do feixe atômico de estrôncio na direção principal de propagação.

Analisando a figura podemos observar que o pico de probabilidade se encontra próximo de 478 m/s. No entanto, a curva representada não é simétrica ela possui um alargamento em relação ao seu ponto de pico até velocidades maiores, isso nos diz que a probabilidade que encontrar um átomo com alguma velocidade maior ou igual à 478 m/s é maior do que a de encontrar um átomo com velocidade menor de 478 m/s.

O próximo passo consiste então em calcular a eficiência da melaça ótica sobre os átomos como função da velocidade v_x , supondo como já dito uma distribuição uniforme sobre as velocidades v_y e v_z (pois supomos uma distribuição uniforme sobre o ângulo sólido de saída). Esta eficiência é definida como igual à quantidade de átomos que passam pelo furo de diâmetro 4 mm da entrada do desacelerador Zeeman em presença da melaça, dividido pela mesma grandeza em ausência da melaça. Segue abaixo a Figura 8 que nos mostra a eficiência em função da velocidade de propagação dos átomos na direção X :

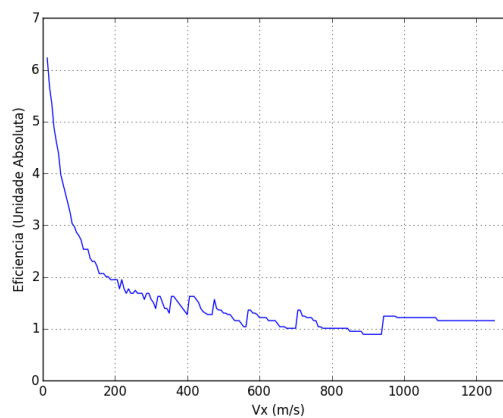


Figura 8 – Eficiência da melaça ótica em função da velocidade de propagação principal do feixe atômico para uma Potência fixa de 10 mW e dessintonia de $-\Gamma_0$.

Nota-se na figura acima que a eficiência da melaça ótica é maior para pequenas

velocidades de propagação do feixe atômico e decresce de acordo com o aumento da velocidade, para velocidades próximas de zero a eficiência alcança um fator próximo à 6,2 e rapidamente decresce para 2,0 próximo as velocidades de 200 m/s. Podemos observar também que a partir de 500 m/s a melaça tende a ser ineficaz, pois a eficiência tende a 1 (que é o valor que teríamos na ausência de luz). As oscilações vistas são provavelmente efeito da discretização numérica do problema.

Estamos prontos agora a determinar o ganho relativo, em número de átomos, induzido pela presença da melaça ótica. Para se determinar o ganho total do sistema temos que utilizar a densidade de probabilidades das velocidades. O ganho total é definido como a média das eficiências para cada velocidade v_x , ponderada pela probabilidade de um átomo ter a velocidade v_x em questão. Na Figura 9 podemos observar o comportamento do ganho total em função da potência dos feixes da melaça com parâmetro de dessintonia igual à $-\Gamma_0$.

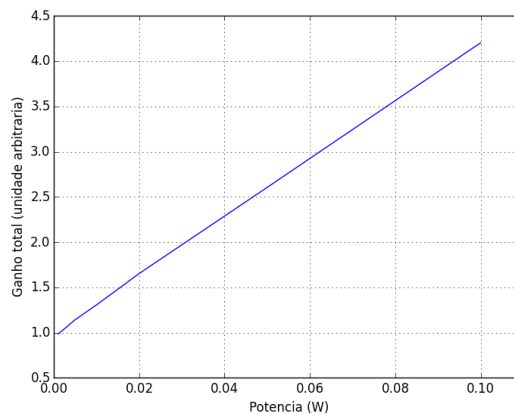


Figura 9 – Ganho do sistema em função da potência dos feixes da melaça ótica para dessintonia de $-\Gamma_0$.

Analisando o gráfico acima podemos observar que o ganho para o parâmetro fixo de dessintonia igual à $-\Gamma_0$ é crescente em função da potência e possui comportamento linear, para potências baixas e muito próximas de zero o ganho é igual à 1 pois tende ao regime do próprio padrão ao qual foi comparado que é o sistema sem a melaça. Também nota-se que para potências mais altas como 0,1W o ganho total do sistema passa de 4, ou seja, o sistema melhorou em quatro vezes sua eficiência em relação ao seu padrão.

Com o intuito de analisar um pouco melhor o comportamento do ganho do sistema foi elaborada uma rotina para simular o ganho em função da potência do laser fixando diferentes parâmetros de dessintonia. Nós realizamos uma varredura da potência de 1.0 mW até 100.0 mW para dessintonia entre $0.5\Gamma_0$ até -2.0Γ . O resultado obtido se encontra na Figura 10.

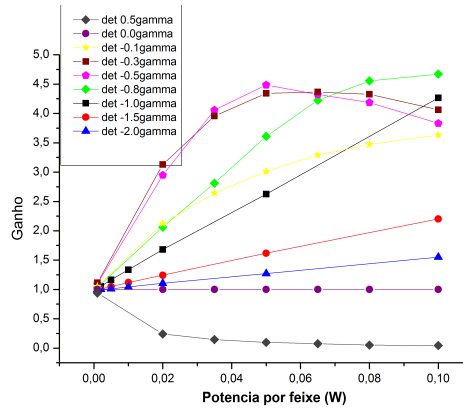


Figura 10 – Ganho do sistema em função da potência dos feixes da melaça ótica para diferentes parâmetros de dessintonias.

Analisando qualitativamente as curvas obtidas na figura anterior observamos que para dessintonias negativas de maior módulo como de $-1.0\Gamma_0$, $-1.5\Gamma_0$ e $-2.0\Gamma_0$ o ganho possui um comportamento linear muito bem definido até o regime de potência de 100 mW, enquanto que para as curvas de $-0.8\Gamma_0$ e $-0.1\Gamma_0$ possuem uma tendência de saturar em regiões de maiores potência, e para as curvas referentes aos parâmetros de $-0.3\Gamma_0$ e $-0.5\Gamma_0$ pode-se observar que entre o intervalo de 0,05 até 0,6 mW elas tendem a mudar de comportamento e diminuir o fator de ganho para maiores potências. Vale ressaltar também que o ganho para a curva com dessintonia igual à $0.5\Gamma_0$ é negativo pois nesse caso se inverte o sentido da força fazendo com que ela esquite transversalmente o feixe atômico ao invés de resfriá-lo, pois o parâmetro α da Equação 9 passa a ser negativo. Da mesma forma, e também para a curva de dessintonia igual à $0.0\Gamma_0$ o ganho é 1 pois a força resultante que interage no sistema é zero.

Usando como motivação a informação que algumas curvas de ganho apresentaram uma região de saturação e até mesmo uma ligeira queda para potências mais elevadas foi decidido simular o comportamento do ganho para alguns parâmetros específicos de dessintonia em regiões de maiores de potências. A seguir tem se o comportamento das curvas de ganho para diferente parâmetros de dessintonias entre $-0,1\Gamma_0$ até $-2,0\Gamma_0$ em um maior intervalo de potências.

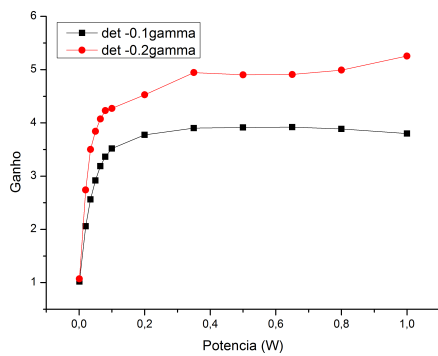
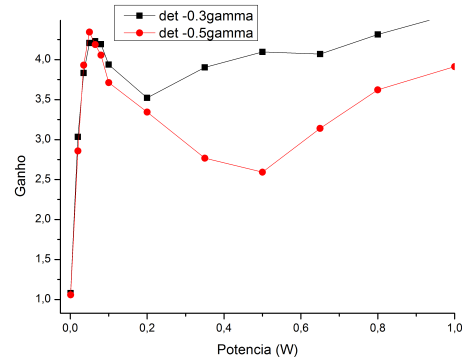
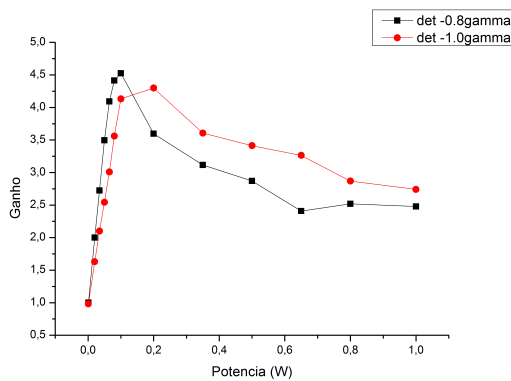
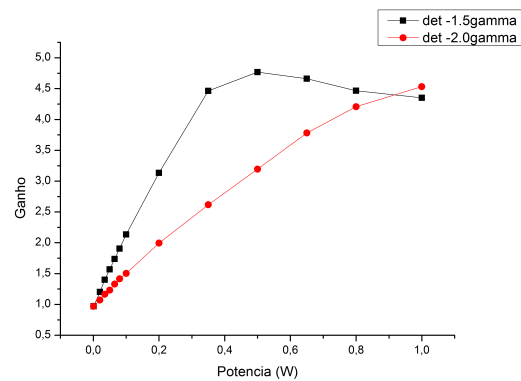
(a) Dessintonias de $-0,1\Gamma_0$ e $-0,2\Gamma_0$.(b) Dessintonias de $-0,3\Gamma_0$ e $-0,5\Gamma_0$.(c) Dessintonias de $-0,8\Gamma_0$ e $-1,0\Gamma_0$.(d) Dessintonias de $-1,5\Gamma_0$ e $-2,0\Gamma_0$.

Figura 11 – Ganho do sistema em função da potência para diferentes parâmetros de dessintonia

Ao observar a Figura anterior podemos notar que em todos os casos existe uma região de potências em que as curvas possuem um comportamento linear, porém também existe uma região em que o ganho total tende a saturar. Entretanto essa saturação do ganho total acontece em potências mais elevadas quando aumentamos a dessintonia do nosso sistema. Portanto é observado que quanto mais fina a dessintonia mais rápida é a taxa de crescimento do ganho em função da potência, porém mais rápido acontece sua saturação.

Em uma análise quantitativa das curvas de ganho da última Figura, nota-se que ganho ótimo para as curvas de dessintonia $-0,1\Gamma_0$ e $-0,2\Gamma_0$ ocorrem para a potência de 350 mW e são 3,9 e 4,9, respectivamente. Nas curvas de dessintonia entre $-0,3\Gamma_0$ e $-1,5\Gamma_0$ podemos observar que com o aumento da potência as curvas possuem uma região de saturação do ganho ou até mesmo uma ligeira queda no mesmo. Para os valores de dessintonia $-0,3\Gamma_0$ e $-0,5\Gamma_0$ o ganho ótimo é de 4,3 e 4,2, respectivamente. Nas curvas de dessintonia $-0,8\Gamma_0$, $-1,0\Gamma_0$ e $-1,5\Gamma_0$ obtivemos ganhos ótimos de 4,5, 4,3 e 4,7, respectivamente. Para a dessintonia de $-2,0\Gamma_0$ encontramos o ganho ótimo de 4,5 para seu último valor de iteração na simulação de potência igual a 1000 mW, porém nota-se que

nessa curva para potências mais altas a taxa de crescimento em função da potência diminui, sendo assim existe uma tendência da curva saturar. É pertinente ressaltar também que para os parâmetros de dessintonia entre $-0,3\Gamma_0$ até $-1,5\Gamma_0$ notamos valores de ganho ótimo como 4, 2, 4, 3, 4, 5 que são muito próximos entre si, ou seja, a curva que tem o maior valor de ganho ótimo não necessariamente mostra melhoria, esses valores podem ser flutuações devido à descretização usada na simulação.

Convém notar que, em nosso sistema, é irrealista considerarmos potências por feixe da melaça maiores do que 100 mW, pois a potência total de laser azul disponível para todos os estágios do experimento (desacelerador Zeeman, armadilha magneto-ótica 3D, imageamento dos átomos) é de 600 mW.

Analisando as curvas de ganho em função da potência para a vasta classe de parâmetros de dessintonia conseguimos notar comportamentos como crescimento linear, saturação e também decrescimento. Afim de buscar um melhor entendimento do comportamento do ganho para alguns dados foi elaborada uma rotina computacional para observar a força que age sobre os átomos em função da velocidade para diferentes parâmetros de dessintonia e potência. Os resultados se encontram na figura a seguir.

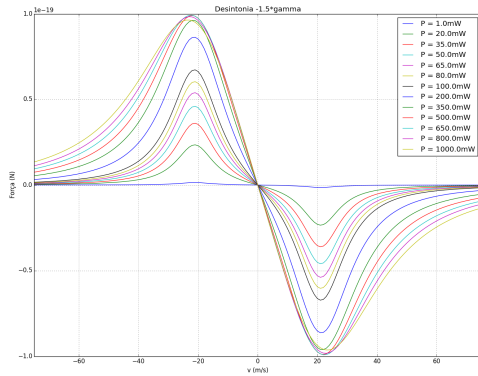
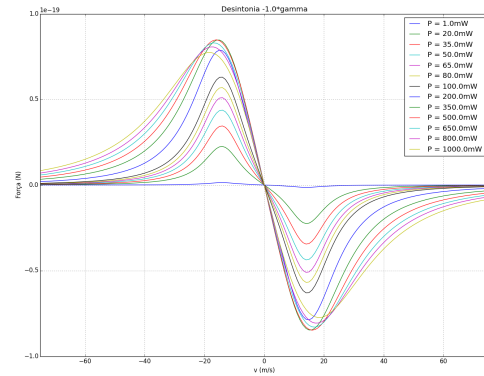
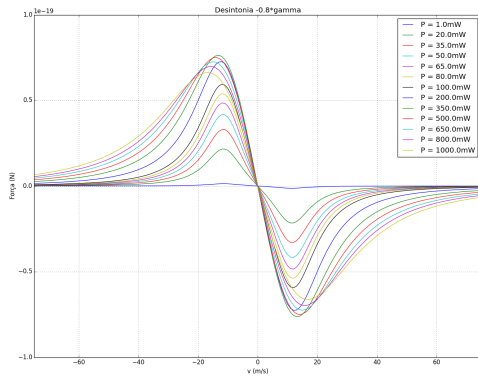
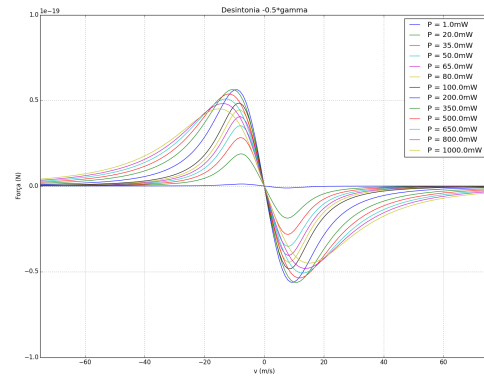
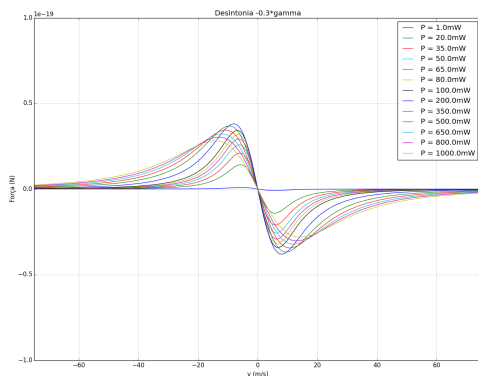
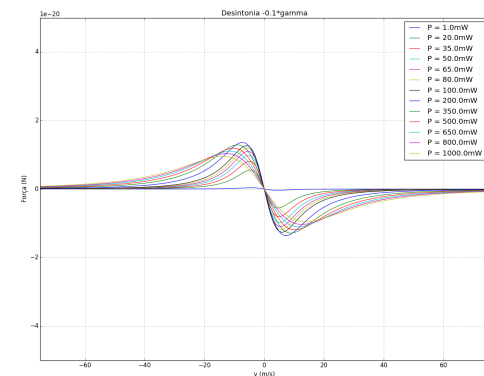
(a) Desintonia $-1,5\Gamma_0$ (b) Desintonia $-1,0\Gamma_0$ (c) Desintonia $-0,8\Gamma_0$ (d) Desintonia $-0,5\Gamma_0$ (e) Desintonia $-0,3\Gamma_0$ (f) Desintonia $-0,1\Gamma_0$

Figura 12 – Força em função da velocidade para diversos parâmetros de desintonia e potência.

Na Figura 15 acima observamos que o valor de pico para a força é maior para valores de maior módulo de dessintonia, também observa-se que para uma mesma dessintonia quando aumentamos consideravelmente a potência do laser a força tende a um ponto de saturação e até mesmo diminuir em alguns casos. Por exemplo, para as curvas com parâmetro de dessintonia igual a $-1,5\Gamma_0$ observamos que o valor de pico de força saturou a

partir de 350 mW porem não apresentou queda significativa. Já na curva com parâmetro de dessintonia igual a $-0,3\Gamma_0$ observa-se que o pico de força ocorre para a potência de 200 mW e após esse ponto o pico de força cai gradativamente com o aumento da potência. Fazendo uma análise qualitativa com as simulações obtidas acima podemos notar dois eventos, o primeiro é a saturação da força que ocorre quando fixamos uma certa dessintonia e ao mudar a potência do feixe nota-se que o valor de pico da força não se encontra para o valor de máxima potência. Esse evento ocorre quando ultrapassamos a potência de saturação do sistema, que considerando o tamanho do feixe ocorre para uma potência de 93 mW. Uma outra observação interessante é que para valores de maior módulo da dessintonia a saturação da força ocorre para potências maiores, o que é condizente com a dependência da força com o parâmetro de saturação visto nas Equações 7 e 8[3].

Outro evento observado é o alargamento do pico da força para valores de maiores potências. Ou seja, a dessintonia constante, o intervalo de velocidades para o qual a força apresenta o comportamento linear aumenta com a potência do laser. Isso faz com que a força interaja com uma classe maior de velocidades do sistema. Nesse contexto também é observado que a potência a partir da qual o alargamento é observado é tão maior, quanto maior for a dessintonia, o que decorre igualmente da dependência da força em relação ao parâmetro de saturação.

Observando os perfis das curvas de força pela velocidade após o regime de saturação vemos que para dessintonias de pequeno módulo temos o valor da força máxima caindo consideravelmente com a potência, prejudicando a eficiência do sistema e resultando em um menor ganho no regime de potências mais altas. Entretanto se tivermos analisando o comportamento do ganho para dessintonias de maior módulo vemos que após o regime de saturação o valor de força máxima diminui mais lentamente fazendo com que o sistema tenha uma melhor eficiência para potências maiores resultando em um ganho ótimo em regime de potências maiores.

Conclusões

Nesse trabalho foi desenvolvido um modelo computacional para descrever o comportamento teórico de um feixe atômico de átomos de estrôncio interagindo com uma região resistiva de melaça ótica, levando em conta o valor da força luminosa média. A baixas potências de luz, o resfriamento transversal ocorre mais eficientemente para átomos com baixas velocidades longitudinais (na direção de propagação do feixe atômico). Integrando o efeito sobre toda a distribuição de velocidades atômicas, nós encontramos o ganho total obtido em termos de fluxo atômico atravessando o orifício que leva à câmara de ciência do nosso experimento. Nós pudemos então estudar a dependência do ganho total com a potência e a dessintonia dos feixes laser. Um ganho total ligeiramente inferior a 5 foi encontrado para diversas combinações de potência e dessintonia. A forma da força luminosa ajudou a compreender a dependência encontrada. Estes resultados mostraram que o desenho de uma melaça para o experimento pode nos ajudar a obter um fluxo maior de átomos para nossa armadilha magneto-ótica.

Bibliografía

- [1] Salinas, S. Introdução à Física Estatística. 2ª Edição 141, C6 (2008).
- [2] Python(x,y) – the scientific Python distribution. Consultado em 22 de Agosto de 2018.
- [3] Rieger, T. and Volz, T. Doppler-Free Saturation Spectroscopy. Max-Planck-Institut fur Quantenoptik, Garching.
- [4] Yang, T., Pandey, K., Pramod, S. M., Leroux, F., and Wilkowski, D. A high flux source of cold strontium atoms. Eur. Phys. J. D. (2015)
- [5] Ascher, U. M., Petzold, L. R. Computer Methods for Ordinary Differential Equations and Differential-Algebraic Equations. (1998)
- [6] Joffe, M. A., Ketterle, W., Martin, A., Pritchard D. E. Transverse cooling and deflection of an atomic beam inside a Zeeman slower. J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 10, 2257 (1993)
- [7] Townsend, C. G., Edwards, N. H., Cooper, C. J., Zetie, K. P., Foot, C. J. Phase-space density in the magneto-optical trap. Phys. Rev. A 52, 1423 (1995)
- [8] Beijerinck, H. C. W., Verster, N. F. Velocity distribution and angular distribution of molecular beams from multichannel arrays. Journal of Applied Physics 46, 2083 (1975)
- [9] RAAB, E. L. et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. Physical Review Letters, American Physical Society, v. 59, p. 2631–2634 (1987)
- [10] MORIYA, P. H. Collective effects in light scattering from cold strontium clouds. Tese (Doutorado em Física Básica) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, Brasil, (2016)
- [11] DIAS, P. G. S. Otimização de ligamento e produção de armadilha magneto-óptica para átomos frios de Estrôncio. Dissertação (Trabalho de Conclusão de Curso) — Instituto de Física de São Carlos - IFSC, Universidade de São Paulo - USP, (2017)