

Universidade Federal de São Carlos

Mateus Antônio Fernandes Biscassi

**Caracterização do perfil de fluxo atômico de
um conjunto de microtubos para aplicação em
experimento de átomos frios**

São Carlos

2019

Mateus Antônio Fernandes Biscassi

Caracterização do perfil de fluxo atômico de um conjunto de microtubos para aplicação em experimento de átomos frios

Trabalho apresentado ao curso de Bacharelado em Física da Universidade Federal de São Carlos como requisito para obtenção do título de bacharel em física.

Departamento de Física
Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia
Universidade Federal de São Carlos – UFSCar

Orientador: Prof. Dr. Raul Celistrino Teixeira

São Carlos
2019

Agradecimentos

Começo este trabalho agradecendo a todos que estiveram comigo ao longo do caminho que me trouxe à uma melhor compreensão do mundo. O período em que cursei física me proporcionou oportunidades para entender o funcionamento do universo, e também conhecer mais sobre o meu próprio ser. Isso só foi possível graças às pessoas incríveis que encontrei ao longo da minha vida, até antes da graduação. Devo muito do que fiz à minha família e assim quero agradecer Janine, minha mãe, Clecio, meu pai e Gabriela, minha irmã por todo o apoio que me deram em toda a minha vida.

Agradeço ao meu amigo Victor Lyra que me mostrou como as ciências, e principalmente a física, são belíssimas. Aos meus amigos de muito tempo, Rafael Zanotto, Felipe Lopes e Louis Boisson que me aturaram falar de física e estiveram comigo sempre que possível. Meus amigos Leonardo Lemes, Gustavo Alves, Júlia Scarpin, Rafael Giro, Marcos Bertoni, Ciro Diniz e Alexandre Ricardo que dividiram os apertos durante a graduação. Em especial quero agradecer a Leonardo, Gustavo e Júlia que estiveram presentes em minha vida por toda a graduação tanto nas questões acadêmicas quanto em minha vida pessoal, e que, com certeza, tornaram esses anos muito mais felizes.

Agradeço ao meu orientador Raul, pela oportunidade de desenvolver um projeto de iniciação científica e este trabalho de conclusão de curso e por tudo o que aprendi nos dois anos que trabalhamos juntos. A todos os meus colegas de laboratório, em especial Pablo Dias e Pedro Magnani que sempre me ajudaram a entender cada parte do experimento.

Agradeço também à FAPESP, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, por financiar o projeto de iniciação científica, processo n° 2018/00221-0, de março de 2018 a março de 2019, cujo conhecimento adquirido foi utilizado para o desenvolvimento deste trabalho e por fornecer a licença do software MATLAB pelo processo n° 2015/25146-3 do CCET, Centro de Ciências Exatas e de Tecnologia.

Resumo

Nesta monografia discutiremos inicialmente noções acerca das principais técnicas de resfriamento utilizadas em experimentos de átomos frios. Isso será apresentado de forma a motivar o tema principal deste trabalho, a caracterização do perfil de velocidades de um feixe atômico. Essa caracterização foi feita em duas etapas, a elaboração de um experimento que medisse o perfil do feixe atômico produzido em nosso laboratório e o desenvolvimento de um modelo teórico para fazer o ajuste dos dados. Através do método aplicado obtivemos resultados que concordam bem com os dados experimentais, e assim concluímos que a técnica utilizada para caracterização do feixe atômico foi bem sucedida na descrição do sistema.

Palavras-chave: Átomos frios, microtubos, fluxo atômico, perfil de velocidades.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Configuração do MOT.	10
Figura 2 – Esquema de níveis do Sr88.	12
Figura 3 – Desenho da seção transversal do forno.	13
Figura 4 – Simulação numérica do comportamento da velocidade de átomos de diferentes velocidades iniciais no desacelerador Zeeman em função da posição.	14
Figura 5 – Esquemático do experimento, detalhando suas seções e respectivos aparatos.	14
Figura 6 – Desenho do forno e câmara de alto vácuo com janelas, anteriores ao Zeeman Slower.	16
Figura 7 – Esquema experimental para medição do perfil do fluxo atômico.	16
Figura 8 – Representação geométrica de um átomo viajando projetada no plano xy	19
Figura 9 – Representação geométrica do fluxo atômico na saída do forno para velocidades $\mathbf{v} = v \cos(\theta)\hat{\theta}$	20
Figura 10 – Gráficos de algumas curvas da família de funções $\cos^n(x)$	22
Figura 11 – Exemplos de imagem da fluorescência atômica capturada pela câmera CCD.	22
Figura 12 – Perfil de velocidades do feixe atômico em função da posição em z	25
Figura 13 – Intensidade de luz em função da posição no eixo z e da dessintonia da frequência do laser.	27
Figura 14 – Desenho da seção transversal do forno destacando as dimensões da saída do forno e do tubo após os microtubos.	28
Figura 15 – Representação geométrica de átomos viajando a partir da saída dos microtubos, projetada no plano xz	29

Sumário

Introdução	6
1 Experimento de átomos frios: técnicas de resfriamento	7
1.1 Pressão de Radiação	7
1.2 Efeito Zeeman e campo magnético	8
1.3 MOT - Armadilha Magneto-Ótica	9
1.3.1 Melaço Ótico	9
1.3.2 Campo magnético	9
1.3.3 Sobreposição das forças	10
1.3.4 Limite de resfriamento	11
1.4 Experimento	11
1.4.1 Átomo de Estrôncio	11
1.4.2 Forno	12
1.4.3 Desacelerador Zeeman	13
1.4.4 MOT - Armadilhas Magneto-Óticas	13
2 Perfil de velocidades do feixe atômico	15
2.1 Experimento	15
2.2 Modelo	17
2.2.1 Número de fótons espalhados por átomo	17
2.2.2 Distribuição de velocidades e posição do feixe atômico	19
2.3 Análise dos dados experimentais	21
2.3.1 Perfil de fluorescência esperado	23
2.3.2 Correção para colisões na saída dos microtubos	24
2.3.3 Resultados experimentais	25
2.3.4 Discussão	26
2.4 Conclusão	30
Referências	31

Introdução

Este trabalho foi desenvolvido no grupo de pesquisas de interação de luz com matéria ultra-fria do Centro de Pesquisa em Ótica e Fotônica do Instituto de Física de São Carlos.

Para estudar os fenômenos de interação de luz com matéria usamos amostras atômicas ultra-frias, pois estas apresentam diversas vantagens. Temos, por exemplo, seu alto grau de manipulação da forma e densidade, ausência de inomogeneidades nas frequências de transição e alto controle dos experimentos.

O estágio inicial do experimento é a fonte dos átomos, que consiste em um forno contendo o elemento que será usado para criar as amostras. Os átomos viajam a partir da saída do forno, onde usamos microtubos para colimar o feixe atômico gerado. Isso é feito pois, no caso que o feixe é pouco colimado, há maior chance dos átomos não chegarem às seções de resfriamento do experimento. Isso causa a redução do tempo de vida do forno, já que muitos dos átomos que seriam usados para criação das amostras são perdidos. Dessa forma, é importante garantir que o feixe esteja colimado, o que será o principal tópico aqui discutido.

O trabalho foi dividido em duas partes. Inicialmente explicamos noções acerca das técnicas de resfriamento empregadas para obter as amostras acima citadas, além de explicar como são usadas no nosso experimento em particular. Essas técnicas envolvem principalmente os efeitos de absorção de luz por átomos e métodos que permitem que esse fenômeno seja bastante aproveitado, como o uso do efeito Zeeman e a criação da Armadilha Magneto-Ótica. Depois, apresentamos o experimento usado para medir o perfil de velocidades do feixe atômico na saída do forno e o modelo teórico desenvolvido para realizar o ajuste dos dados experimentais e obter parâmetros que permitissem a interpretação do sistema.

1 Experimento de átomos frios: técnicas de resfriamento

1.1 Pressão de Radiação

Para obter as amostras ultra-frias são usadas técnicas de resfriamento com luz que se baseiam principalmente no efeito de absorção de fótons por átomos, e conseqüentemente da absorção do momento desses fótons.

A absorção do momento dos fótons gera uma força média chamada pressão de radiação. Como cada fóton possui momento bem definido por $\hbar k$, uma forma de modelar essa força é através do produto do número de absorções por segundo, dado por uma taxa γ , pelo momento de cada fóton absorvido.

$$\mathbf{F} = d\mathbf{p}/dt = \hbar\mathbf{k}\gamma \quad (1.1)$$

Onde γ depende da dessintonia do laser com a ressonância atômica $\delta = \omega_l - \omega_r$, ω_l é a frequência do laser e ω_r a frequência de ressonância atômica.

Ainda, considerando um átomo em movimento há diferença na frequência da luz medida no referencial do átomo devido ao efeito Doppler, igual a $\omega_D = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$. Assim, a taxa de excitação, ou absorção, do átomo é dada por (METCALF; STRATEN, 2001):

$$\gamma = \frac{s_0\Gamma/2}{1 + s_0 + \left(\frac{2(\delta + \omega_D)}{\Gamma}\right)^2} \quad (1.2)$$

onde Γ é a largura da transição atômica, $s_0 = \frac{I}{I_{sat}}$, a razão entre a intensidade do feixe e a intensidade de saturação $I_{sat} = \Gamma\pi\hbar c/3\lambda^3$.

Enquanto a força causada pela absorção está na direção de propagação do fóton, a emissão ocorre isotropicamente, assim, na média não contribui para o momento final do átomo, portanto a força resultante é na direção de propagação da luz. Podemos ainda, calcular a aceleração máxima que o átomo pode sofrer, gerada na condição de saturação $s_0 \gg 1$, obtendo $a_{resf} = \hbar\mathbf{k}\Gamma/2M$, com M a massa do átomo sob ação da força.

Em experimentos de átomos frios são usadas fontes que geram um feixe atômico através da liberação de átomos de uma amostra sólida, muitas vezes aquecida para aumentar sua pressão de vapor. térmica. Como a situação inicial na fonte é a de um gás térmico, os átomos possuem diferentes valores de velocidades que podem ser descritos através da distribuição de Maxwell-Boltzmann (SEARS; SALINGER, 1975). Isso é relevante para considerar a influência variável do efeito Doppler em cada átomo durante os

processos de resfriamento. Portanto, é necessário fazer correções da dessintonia do laser com a ressonância atômica deslocada pelo efeito Doppler.

Para maximizar a taxa de absorção precisamos que $\delta = -\omega_D$, assim, conforme os átomos de uma classe de velocidade são desacelerados, estes deixam de ficar ressonantes com o feixe laser, o que, a princípio, limitaria a desaceleração que podemos produzir. Uma forma de corrigir este problema é utilizar um campo magnético dependente da posição para que através do Efeito Zeeman, os átomos estejam sempre ressonantes com a luz do laser.

1.2 Efeito Zeeman e campo magnético

Os átomos possuem momento magnético devido ao spin de seus núcleons e elétrons e ao momento magnético orbital dos elétrons. O momento angular total, representado pela letra J , corresponde à soma de todas as componentes de momento magnético em um átomo. Conhecendo J , podemos saber a degenerescência dos níveis eletrônicos do átomo, resultando em $2J+1$ níveis associados aos números quânticos magnéticos $M_j = -J, -J + 1, \dots, J - 1, J$.

O efeito Zeeman consiste na quebra da degenerescência de um nível atômico na presença de campo magnético, alterando a energia de cada subnível deste, e consequentemente a frequência de ressonância. No caso do estrôncio bosônico, que usamos em nosso experimento, fazemos a transição do nível fundamental, que não apresenta momento magnético ($J=0$), ao nível excitado, de momento magnético $J=1$. O nível excitado, será dividido em três subníveis, e cada um deles realiza a transição quando excitado por luz com polarização específica. A polarização da luz σ^+ realiza transições para o subnível $M_e = +1$, e a polarização σ^- para o subnível $M_e = -1$. Assim, consideramos que a condição de ressonância não dependa apenas do efeito Doppler mas também do efeito Zeeman. Com um campo magnético $B(x)$ e utilizando a polarização σ^+ obtemos:

$$\omega_r + \frac{\mu_B B(x)}{\hbar} = \omega_L + kv(x) \quad (1.3)$$

Se considerarmos um átomo partindo com uma velocidade inicial v_0 , considerando a desaceleração máxima temos sua velocidade dependente da posição na forma para podermos manter o átomo sempre em ressonância, garantindo que a aceleração seja sempre máxima:

$$v(x) = \sqrt{v_0^2 + 2a_{resf}x} \quad (1.4)$$

Relacionando com a equação 1.3 obtemos a forma do campo magnético que precisamos gerar:

$$B(x) = \frac{\hbar}{\mu_B} (\delta + k\sqrt{v_0^2 - 2a_{resf}x}) \quad (1.5)$$

1.3 MOT - Armadilha Magneto-Ótica

O desacelerador Zeeman é extremamente útil para desacelerar átomos em apenas uma direção. Para resfriar e confinar os átomos em três direções usamos a técnica chamada Armadilha Magneto-Ótica (RAAB et al., 1987). Esta técnica utiliza da pressão de radiação para criar uma força que tem duas componentes, uma que resfria os átomos através de um campo de luz chamado melaço ótico, e outro que confina os átomos criando um desbalanço na absorção de acordo com a posição.

1.3.1 Melaço Ótico

A partir do efeito de absorção discutido anteriormente é possível chegar a um novo conceito, o da criação de uma melaço ótico, na qual podemos relacionar a força dos lasers com uma força de amortecimento viscosa. Considerando um sistema com os átomos se movendo com velocidade v no eixo x e dois feixes lasers contrapropagantes no mesmo eixo, temos que a força resultante da pressão de radiação 1.1 dos dois feixes no regime de baixas velocidades é dada por (LETT et al., 1989):

$$F_{OM} = \frac{8\hbar k^2 \delta s_0 v}{\Gamma[1 + s_0 + (2\delta/\Gamma)^2]^2} \quad (1.6)$$

Assim, se tivermos $\delta < 0$ a força terá a forma:

$$F_{OM} = -\beta v \quad (1.7)$$

uma força dissipativa proporcional à velocidade, semelhante a um amortecimento viscoso.

1.3.2 Campo magnético

Agora, para tratar do aprisionamento espacial da armadilha magneto-ótica precisamos considerar um campo magnético que varia linearmente no sistema, em uma dimensão $B(x) = A \cdot x$, como um formado por campo magnético quadrupolar. Pelo efeito Zeeman, em um caso simples de transição $J_g = 0 \rightarrow J_e = 1$, com J_g e J_e os momentos angulares totais nos estados fundamental e excitado respectivamente, o campo magnético fará com que o nível excitado do átomo seja subdividido em três, cada um excitado por uma polarização da luz correspondente. Consideramos, além disso, que incidiremos um feixe com polarização σ^+ pela esquerda e um feixe com polarização σ^- pela direita. Como foi comentado antes, essa escolha é relevante pois a polarização σ^+ realiza a transição apenas para o subnível magnético $M_e = +1$, enquanto a σ^- realiza a transição para o subnível $M_e = -1$.

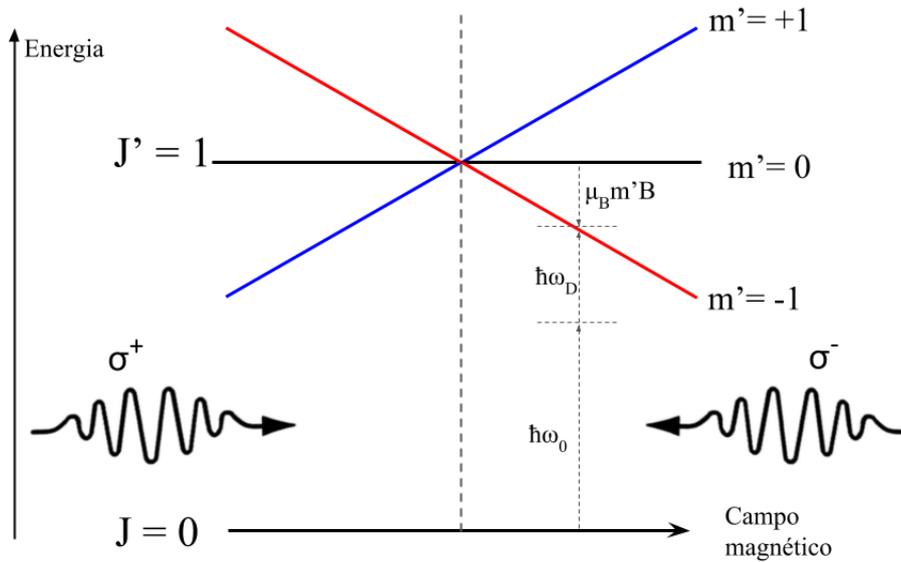


Figura 1 – Configuração do MOT mostrando os desvios causados pelo campo magnético e os feixes com suas respectivas polarizações favorecendo transições diferentes para $B > 0$ e para $B < 0$.

Fonte: (DIAS, 2017)

O efeito Zeeman desviará o estado $M_e = +1$ para cima e o estado $M_e = -1$ para baixo na região do espaço onde temos $B > 0$. Um átomo que se encontra nessa região está mais próximo da ressonância do estado $M_e = -1$ pois a dessintonia δ usada é negativa, segundo o necessário para obtermos $\beta > 0$ no melaço ótico, de forma que absorve luz com polarização σ^- , e assim os átomos são empurrados para o centro da armadilha, onde $B = 0$. De maneira semelhante, onde temos $B < 0$, o estado $M_e = +1$ é desviado para baixo, de forma que os átomos absorvem mais luz do feixe com polarização σ^+ , sendo então empurrados para o centro da armadilha. Em primeira ordem, este desbalanço das forças implica em uma variação linear da força com a posição x , na forma:

$$F(x) = -\frac{\mu_B B \beta}{\hbar k} x = -\kappa x \quad (1.8)$$

Com μ_B o magneton de Bohr, B o campo magnético que depende da posição, β da relação 1.6, \hbar a constante de Planck reduzida e k a constante de Boltzmann.

1.3.3 Sobreposição das forças

Os dois efeitos descritos anteriormente fazem com que, no limite de baixa saturação, a força exercida nos átomos em uma armadilha Magneto ótica 3D seja da forma

$$\mathbf{F} = -\beta \mathbf{v} - \kappa \mathbf{r} \quad (1.9)$$

Podemos considerar, portanto, que os átomos na armadilha se encontram em um movimento harmônico amortecido, onde o coeficiente de amortecimento é dado por 1.6 e a constante de mola por 1.8.

1.3.4 Limite de resfriamento

Ao calcular a força responsável pelo resfriamento dos átomos consideramos apenas a média do processo de absorção e emissão de fótons, e dessa forma desconsideramos o aquecimento sofrido pelo átomo devido às flutuações da força, causadas pelo caráter aleatório da direção da emissão do fóton. Porém, conforme o processo de resfriamento ocorre, esse aquecimento se torna comparável à temperatura dos átomos, não podendo mais ser negligenciado e assim atingimos o limite de resfriamento. Para o caso de baixa saturação temos que esse limite é dado por (METCALF; STRATEN, 2001):

$$k_B T_{min} = \frac{\hbar\Gamma}{2} \quad (1.10)$$

onde k_B é a constante de Boltzmann e T_{min} a temperatura mínima de resfriamento.

1.4 Experimento

1.4.1 Átomo de Estrôncio

Vimos que a força que age nos átomos e também o limite de resfriamento dependem da largura de transição atômica, assim, esse é um fator chave para a escolha da transição eletrônica que será utilizada nas diferentes etapas de resfriamento. No nosso experimento, escolhemos como amostra o elemento estrôncio, que se encontra numa distribuição semelhante à encontrada na natureza, com proporção entre os isótopos mais frequentes Sr^{88} , Sr^{86} e Sr^{87} de 82,6%, 9,8% e 7,0% respectivamente. O Sr^{88} tem duas transições atômicas interessantes para o resfriamento, 461 nm (azul) com largura de 30,5 MHz e 689 nm (vermelha) com largura de 7,6 KHz. A figura 2 apresenta um esquema dos níveis eletrônicos do estrôncio 88.

Comparando a pressão de radiação exercida nos átomos quando usamos uma transição larga com uma estreita, temos que uma transição larga permite uma força mais intensa nos átomos, porém um limite de resfriamento maior. Assim, com duas transições diferentes no átomo de estrôncio, podemos usar a transição azul para exercer uma força intensa nos átomos mais quentes, aprisionando-os, e após isso usar a transição vermelha para alcançar temperaturas mais baixas.

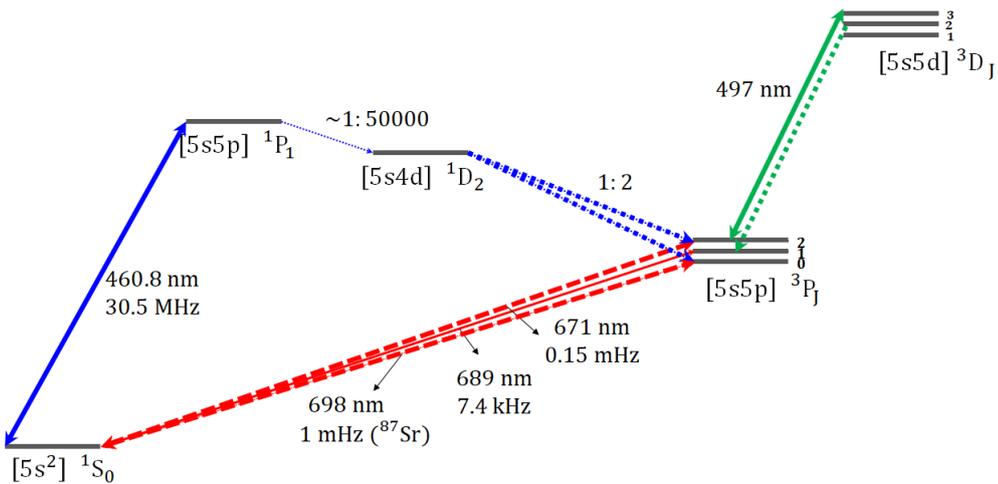


Figura 2 – Esquema de níveis do Sr88.

Fonte: (STELLMER, 2013)

Ainda, o átomo de estrôncio possui uma sutileza em sua transição azul, na qual possui chance de decair para o estado $[5s4d]^1D_2$ e então para o $[5s5p]^3P_2$ que é um sub-nível meta-estável. Isso faz com que o átomo deixe de sentir a força luminosa, já que é necessário realizar transições atômicas para senti-la, e portanto deixa de ser resfriado. Como o nível é meta-estável, seu tempo de decaimento é longo e dura mais que o tempo de vida do MOT, assim é necessário recuperar esses átomos através do chamado rebombeio, no qual é usada luz verde de comprimento 497 nm para levar os átomos ao nível $[5s5d]^3D_J$ que então decai para o nível $[5s5p]^3P_1$, de rápido decaimento para o nível fundamental, voltando assim a ser resfriado.

1.4.2 Forno

A primeira seção do experimento é a do forno, onde armazenamos estrôncio metálico que é usado como fonte de átomos para criação das amostras ultra-frias nas seções seguintes de resfriamento. O forno é aquecido à temperatura de 835 K, o que aumenta a pressão de vapor do estrôncio metálico. Isto cria um jato de átomos quentes que na saída do forno passa por microtubos para ser colimado, auxiliando nos processos de resfriamento. É importante destacar que as seções seguintes ao forno se encontram em condição de alto vácuo, mantidas por bombeamento iônico à pressão da ordem de $2 \cdot 10^{-8}$ mbar, para garantir que os processos de resfriamento e as amostras não sejam afetados por impurezas. A seção do forno está representada na figura 3.

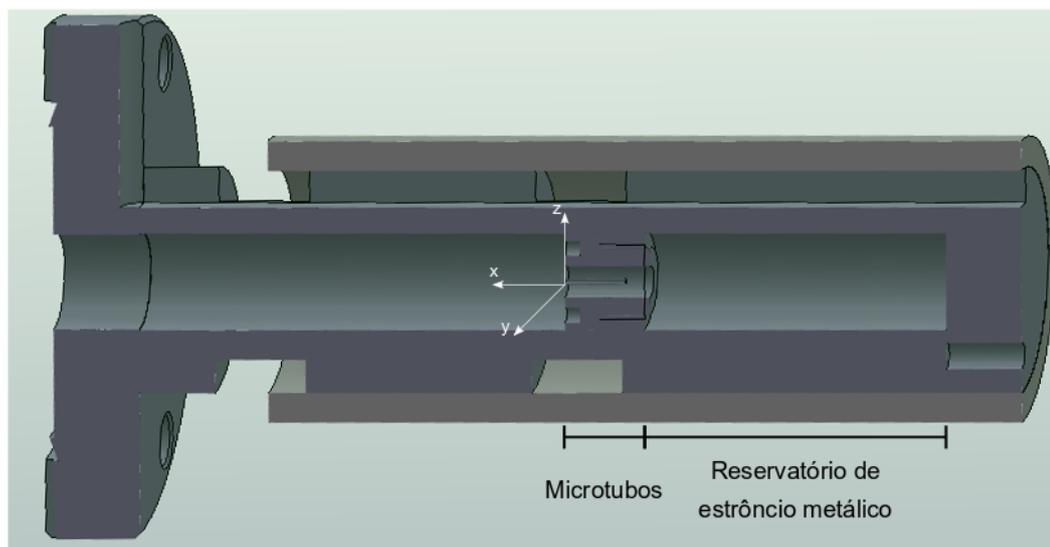


Figura 3 – Desenho da seção transversal do forno, mostrando o reservatório de estrôncio metálico e os microtubos que o separam da região de alto vácuo.

1.4.3 Desacelerador Zeeman

Para colocar em prática o efeito Zeeman para resfriamento dos átomos, usamos um feixe de comprimento de onda 461nm e uma bobina construída com um fio de cobre, que é dividida em seções de diferentes números de voltas (95,35,12,11,8), de forma a criar um campo magnético variável ao longo da bobina. A seção de 95 voltas se encontra no início da seção do Desacelerador Zeeman, na saída do forno. Assim, o campo magnético mais intenso é criado para que os átomos mais quentes entrem em ressonância com o feixe laser. Estes são, assim, resfriados, até terem velocidade baixa o suficiente para não estarem mais em ressonância. À medida que avançam no desacelerador, no entanto, o campo magnético também varia, fazendo com que eles entrem novamente em ressonância. Assim, os átomos mais quentes vão pouco a pouco se acumulando nas classes de velocidade mais baixas. Dessa forma conseguimos resfriar os átomos que se encontram no início a aproximadamente 400m/s, à faixa de dezenas de m/s. A figura 4 mostra uma simulação do comportamento esperado no desacelerador Zeeman para átomos com diferentes velocidades iniciais, como função da posição no desacelerador.

1.4.4 MOT - Armadilhas Magneto-Óticas

Após a passagem pelo Zeeman Slower, os átomos chegam à câmara de ciência, onde implementamos a técnica de aprisionamento e resfriamento MOT agora que os átomos têm velocidades que permitem que estes sejam capturados. Um desenho representando as seções do experimento é apresentado na figura 5. Para criar as amostras, precisamos que os átomos sejam confinados nas três direções espaciais, de forma que utilizamos três pares de feixes contrapropagantes para criar uma armadilha tridimensional.

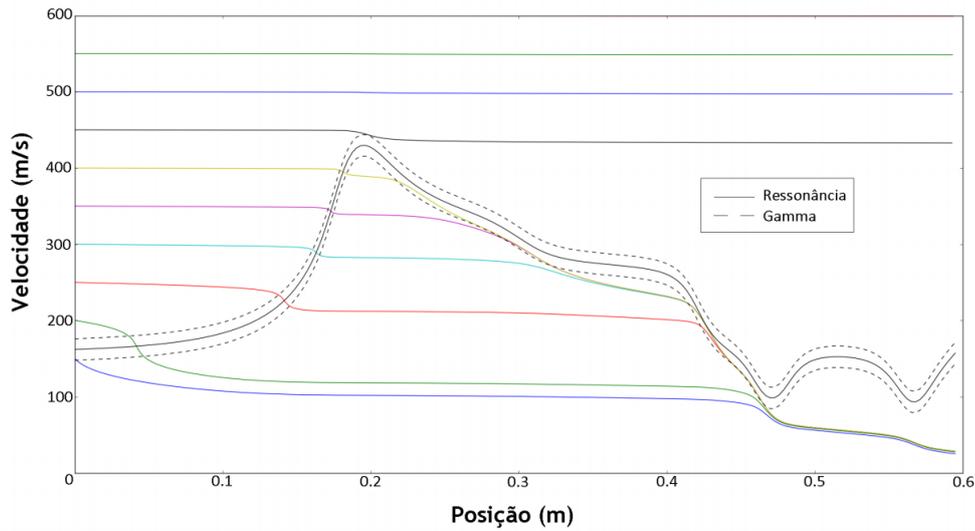


Figura 4 – Simulação numérica do comportamento da velocidade de átomos de diferentes velocidades iniciais no desacelerador Zeeman em função da posição. A linha preta mostra as classes de velocidade em ressonância e a linha tracejada identifica a classe de velocidade que está no máximo Γ da ressonância.

Como foi discutido anteriormente, o isótopo 88 do estrôncio possui duas transições principais, uma larga e uma estreita, de forma que é possível criar MOTs em regimes de temperatura diferentes. Usamos a transição azul para capturar os átomos resfriados pelo desacelerador Zeeman, levando-os à velocidade de captura do MOT vermelho, que então é usado para resfriar os átomos a temperaturas da ordem de microkelvin.

Através desse processo conseguimos aprisionar cerca de $40 \cdot 10^6$ átomos em uma temperatura da ordem de 2 mK no MOT azul. Após 2 s ligado, a fim de atingir o estado estacionário do número de átomos, realizamos a transição para o MOT vermelho, conseguindo uma transferência de $20 \cdot 10^6$ átomos, que por fim chegam a temperaturas da ordem de 1 a $15 \mu\text{K}$.

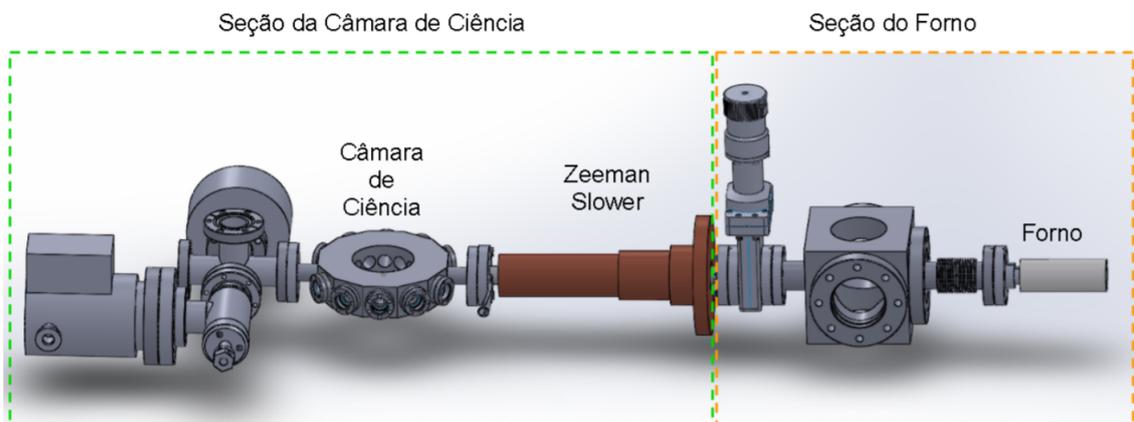


Figura 5 – Esquemático do experimento, detalhando suas seções e respectivos aparatos.

Fonte: (MAGNANI, 2018)

2 Perfil de velocidades do feixe atômico

Para criar as amostras do experimento, utilizamos um forno contendo estrôncio metálico que é aquecido, a fim de criar um vapor de estrôncio que, escapando dele através de microtubos, cria um feixe atômico. É interessante que o feixe atômico seja colimado para que o pedaço de estrôncio do forno dure mais tempo. Se o feixe for pouco colimado, muitos átomos vão partir em direções que não atravessam o orifício do desacelerador Zeeman. Então, com melhor colimação, maior a proporção de átomos úteis e, logo, maior o tempo de vida do forno, pois precisamos perder menos átomos, garantindo que grande parte dos átomos emitidos pelo forno sejam efetivamente resfriados e posteriormente capturados para criar a amostra ultra-fria. Para isso, usamos microtubos na saída do forno que auxiliam na colimação do feixe atômico, porém, devido a outros efeitos, como por exemplo colisão entre os átomos, não tínhamos garantia de que o feixe estava sendo devidamente colimado.

Dessa forma, quisemos desenvolver um experimento que nos fornecesse o perfil de dispersão da velocidade dos átomos que saem do forno, e um modelo teórico para comparar com os dados experimentais e obter algumas quantidades físicas de interesse.

2.1 Experimento

As principais etapas para criação das amostras ultra-frias foram descritas no primeiro capítulo deste trabalho, e para as medições do perfil de velocidade dos átomos usamos apenas a região da saída do forno atômico, onde há uma câmara de alto vácuo anterior à seção do Zeeman Slower.

Essa câmara é mantida a baixa pressão por bombeamento iônico e possui janelas transparentes, representada na figura 6. Através de uma das janelas, na direção \hat{z} , enviamos um feixe laser como é mostrado na figura 7. O feixe é obtido a partir de um laser comercial da marca Toptica, modelo SHG-Pro, operando através de uma cavidade de dobramento de frequência e gerando luz de polarização linear monocromática de comprimento de onda $\lambda_0 = 461$ nm, e largura espectral típica de 1 MHz. É importante destacar que para os processos de absorção de fótons a largura espectral da luz deve ser menor que a largura da transição do átomo estudado. No caso do estrôncio, na transição do nível fundamental $(5s^2)^1S_0$ para o nível $(5s5p)^1P_0$, temos um comprimento de onda $\lambda_0 = 460,82$ nm e largura de $\Gamma/(2\pi) = 30,5$ MHz. Ainda, a amostra de estrôncio metálico dentro do forno é semelhante à encontrada na natureza e portanto apresenta seus isótopos mais frequentes em uma proporção de 82,6% de Sr^{88} , 9,8% de Sr^{86} e 7,0% de Sr^{87} , os dois últimos com sua ressonância deslocada 125,0 MHz e 60,0 MHz respectivamente.

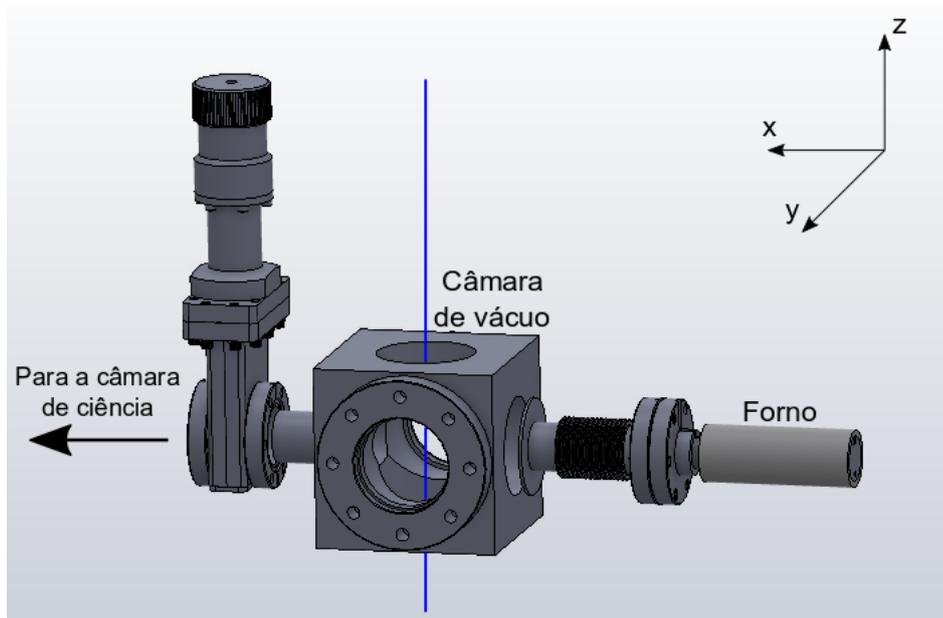


Figura 6 – Desenho do forno e câmara de alto vácuo com janelas, anteriores ao Zeeman Slower. A linha azul representa a posição onde incidimos o feixe laser na câmara de vácuo.

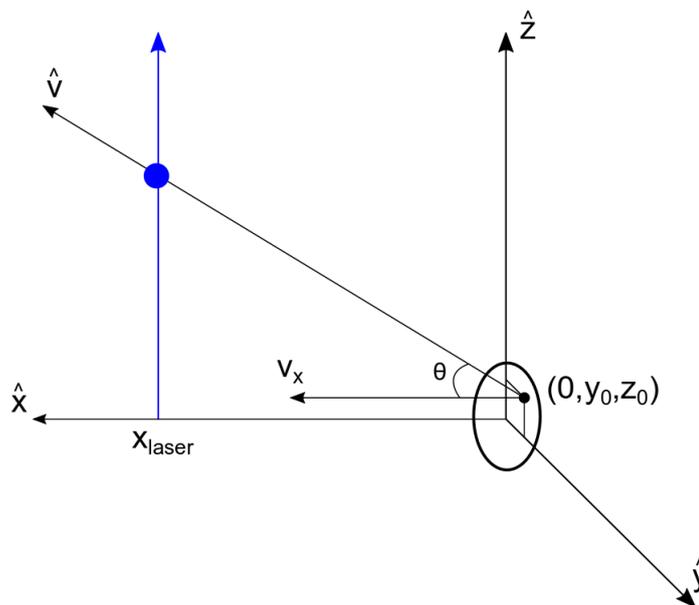


Figura 7 – Esquema experimental para medição do perfil do fluxo atômico. Os átomos partem da posição $\mathbf{r}=(0,y_0,z_0)$ com velocidades distribuídas ao redor do eixo \hat{x} . Um feixe laser é enviado perpendicular ao plano xy na posição $(x_{laser}, 0)$ e faz os átomos fluorescerem.

O feixe laser é gaussiano e colimado na região que cruza o feixe atômico, com cintura gaussiana 7,9 mm (raio do feixe para intensidade correspondente a $1/e^2$ da intensidade máxima) e potência total 0,25 mW. Neste cenário, como temos um feixe de luz com comprimento de onda próximo à ressonância dos átomos, estes absorvem e reemitem fótons na mesma frequência. A luz emitida pode ser medida e usada para determinar a quantidade e velocidade de átomos em cada posição ao longo do eixo do laser, e então relacionando a posição do átomo após viajar uma certa distância a partir do forno podemos obter sua velocidade. Para realizar essa medição usamos uma câmera CCD, cujo sinal em cada pixel é proporcional à luz recebida e portanto podemos relacionar ao número de átomos. A câmera se encontra a 22 cm e como a região de excitação dos átomos é da ordem de 1 cm podemos dizer que está igualmente distante de todos os átomos excitados, e assim o sinal na câmera é diretamente proporcional à luz recebida independente da posição.

Por fim, consideramos que o laser não afeta a velocidade dos átomos já que há pouco tempo de interação e portanto poucos efeitos de absorção dos fótons. Assim, consideramos que os átomos viajam em linha reta, mesmo durante a interação com o feixe laser.

2.2 Modelo

2.2.1 Número de fótons espalhados por átomo

Como foi abordado na introdução do primeiro capítulo deste trabalho, átomos interagindo com uma fonte de luz próxima da ressonância absorvem e reemitem fótons. A taxa com que esse espalhamento ocorre é dada pela equação 1.2, que por enquanto escreveremos na forma da equação 2.1 para depois realizar as considerações necessárias sobre a dessintonia Δ nesse caso específico.

$$\gamma = \frac{s_0 \Gamma / 2}{1 + s_0 + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2}} \quad (2.1)$$

O centro da saída do forno se encontra na origem de um eixo de coordenadas cartesiano. Consideramos que os átomos viajam a partir de uma posição $(0, y_0, z_0)$, já que a saída não é pontual, com velocidade v simetricamente distribuída ao redor da direção \hat{x} . O feixe de luz é enviado na direção \hat{z} e cruza o plano (x, y) na posição $(L, 0)$. O laser é gaussiano e colimado na região de colisão com os átomos, assim sua intensidade é dada por:

$$I(x, y) = I_0 \cdot e^{-2[(x^2 - L^2) + y^2] / \omega^2} \quad (2.2)$$

Com $I_0 = \frac{2P}{\pi\omega^2} = 2,55 \cdot 10^{-1} \text{ mW/cm}^2$, a intensidade máxima do feixe, em seu centro, que depende da potência total e da cintura ω do feixe.

A intensidade da luz depende da posição em que os átomos se encontram, assim, podemos fazer uma transformação de coordenadas utilizando a velocidade dos átomos para obter a intensidade em função do tempo. Chamando $t = 0$ o instante em que o átomo se encontra mais próximo do eixo do laser e b a distância neste instante, podemos escrever o vetor $(x - L)^2 + y^2 = (v_x^2 + v_y^2)t^2 + b^2$, como vemos na figura 8. Assim, chegamos na relação para o parâmetro de saturação s_0 visto pelo átomo como função do tempo:

$$s_0(t) = \frac{I(x(t), y(t))}{I_{sat}} = \frac{I_0 e^{-2b^2/\omega^2}}{I_{sat}} e^{-2(v_x^2 + v_y^2)t^2/\omega^2} \quad (2.3)$$

Agora, temos que a frequência observada do referencial dos átomos é diferente da observada pelo referencial do laboratório ω_L devido ao efeito Doppler. Elas se relacionam segundo $\omega = \omega_L(1 - v_z/c)$, de forma que a dessintonia depende da velocidade dos átomos em z , sendo no final $\Delta(v_z) = \omega_L - \omega_0 - \omega_L v_z/c \simeq \Delta_0 - \omega_0 v_z/c$, com $\Delta_0 = \omega_L - \omega_0$ a dessintonia vista por um átomo sem velocidade em z , e fazendo a aproximação de $\omega_L \simeq \omega_0$ para dessintonias muito menores que a frequência absoluta $|\Delta_0| \ll \omega_L$ (temos tipicamente $|\Delta_0|/\omega_0 \leq 10^{-8}$).

Portanto temos a taxa de espalhamento por átomo, em função de b, t e \mathbf{v}

$$\gamma(b, t, \mathbf{v}) = \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{I_0 e^{-2b^2/\omega^2}}{I_{sat}} e^{-2(v_x^2 + v_y^2)t^2/\omega^2}}{1 + \frac{I_0 e^{-2b^2/\omega^2}}{I_{sat}} e^{-2(v_x^2 + v_y^2)t^2/\omega^2} + \frac{4\Delta(v_z)^2}{\Gamma^2}} \quad (2.4)$$

Assim, o número total de fótons espalhados por um átomo ao atravessar o feixe de luz é igual a

$$N_{ph}(b, \mathbf{v}) = \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(b, t, \mathbf{v}) dt \quad (2.5)$$

Que resulta em

$$N_{ph} = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{\omega\Gamma}{\sqrt{v_x^2 + v_y^2}} \left[-Li_{1/2} \left(-\frac{\frac{I_0}{I_{sat}} e^{-2b^2/\omega^2}}{1 + \frac{4\Delta^2(v_z)}{\Gamma^2}} \right) \right] \quad (2.6)$$

onde $Li_{1/2}$ é a chamada função polilogarítmica de ordem 1/2. No regime de baixa saturação, $I_0/I_{sat} \ll 1$ podemos eliminar o termo de intensidade no denominador da equação 2.4 e então obtemos

$$N_{ph} \approx \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}} \frac{\omega\Gamma}{\sqrt{v_x^2 + v_y^2}} \frac{I_0}{I_{sat}} e^{-2b^2/\omega^2} \quad (2.7)$$

Por fim, podemos determinar o parâmetro b geometricamente pela figura 8 como função dos parâmetros de movimento atômico (y_0, z_0) a posição inicial dos átomos no plano da saída do forno $x = 0$, e da velocidade \mathbf{v} , onde α é o ângulo entre a projeção de \mathbf{v} no plano xy e o eixo x .

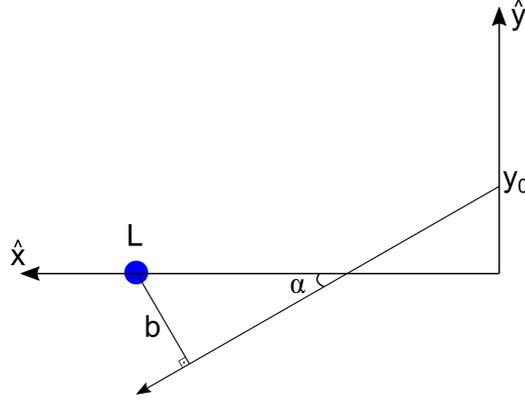


Figura 8 – Representação geométrica de um átomo viajando projetada no plano xy .

$$b = L \sin(\alpha) + \frac{y_0}{\cos(\alpha)} = \frac{(v_x^2 + v_y^2)y_0 + v_x v_y L}{v_x \sqrt{v_x^2 + v_y^2}} \quad (2.8)$$

2.2.2 Distribuição de velocidades e posição do feixe atômico

Temos que a distribuição de velocidades dentro de um gás é dada pela Distribuição de Maxwell-Boltzmann, mais conhecida na forma (SEARS; SALINGER, 1975):

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} 4\pi v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} \quad (2.9)$$

que descreve o perfil de velocidades de partículas de massa m , onde $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$, e k_B a constante de Boltzmann. Esta distribuição pode ser escrita de forma a considerar também a direção e sentido da velocidade das partículas:

$$P(v, \theta, \phi) dv d\theta d\phi = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} \sin(\theta) dv d\theta d\phi \quad (2.10)$$

Onde chamamos de θ o ângulo entre a velocidade \mathbf{v} e o eixo \hat{x} , de forma que $\cos \theta = v_x/v$.

Para desenvolver o modelo começamos os cálculos considerando a situação de um feixe efusivo: forno de paredes finas, em comparação ao diâmetro do furo, e sem colisões. Pelo esquema da figura 9 temos um cilindro de volume diferencial dV , de altura dh e área ds , $dV = dh \cdot ds$, que cerca os átomos com velocidades $\mathbf{v} = v \cdot \cos(\theta) \hat{\theta}$ e tem uma de suas bases ligada à saída do forno de área ds . Esses átomos escapam do forno a uma taxa que depende da velocidade v , e assim, para uma densidade atômica n no forno, o número total de átomos que saem do forno, com velocidade contida em um infinitesimal $dv d\theta d\phi$ em torno dos valores v , θ e ϕ , e dentro do volume dV , é:

$$dN = n \cdot dV \cdot P(v, \theta, \phi) dv d\theta d\phi \quad (2.11)$$

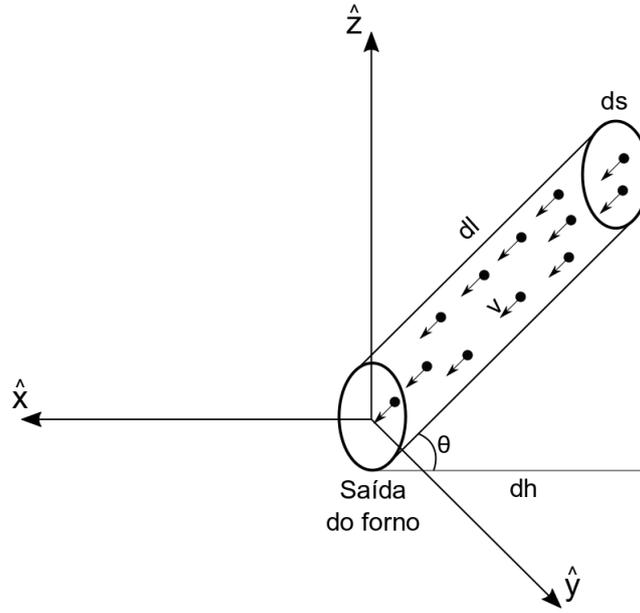


Figura 9 – Representação geométrica do fluxo atômico na saída do forno para velocidades $\mathbf{v} = v \cos(\theta)\hat{\theta}$.

Usando $dV = dh.ds = dl.ds \cos(\theta) = v.dt.ds \cos(\theta)$ chegamos a uma expressão para a quantidade de átomos que escapa do forno de uma área ds , em um tempo dt , com velocidade contida em um infinitesimal $dv d\theta d\phi$ em torno dos valores v , θ e ϕ :

$$dN = n.v.dt.ds \cos(\theta).P(v, \theta, \phi)dv d\theta d\phi \quad (2.12)$$

Assim, podemos obter que o fluxo atômico de um feixe efusivo na saída do forno, por intervalo diferencial de velocidade dv e de ângulo sólido $d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\phi$ é:

$$F_{ef}(v, \theta)dv d\Omega = \frac{dN}{dt ds} = n \left(\frac{m}{2\pi k_b T} \right)^{3/2} v^3 e^{-\frac{mv^2}{2k_b T}} \cos(\theta)dv d\Omega \quad (2.13)$$

Que podemos escrever como o produto de duas distribuições de variáveis independentes $F_{ef} = V_{ef}(v)Q_{ef}(\theta)$, com $Q_{ef}(\theta) = \cos \theta$.

Para a situação de um forno munido de microtubos em sua saída, esta distribuição de velocidades não será mais verificada. Em um sistema sem colisões com d o diâmetro dos microtubos e l seu comprimento, é estimado que distribuição de velocidades transversal tenha uma redução da ordem de d/l , e o número de átomos emitidos também seja reduzido, na ordem de $(d/l)^2$ (BEIJERINCK; VERSTER, 1975). Assim, esperamos que os microtubos atuem de forma a selecionar os átomos que poderão atravessá-los, sendo estes os que possuem velocidade majoritariamente na direção do eixo dos microtubos, de forma que colidem poucas vezes com as paredes ao longo da extensão dos microtubos (GORDON; ZEIGER; TOWNES, 1955).

No caso geral não é conhecida fórmula analítica para descrever o sistema, que deve considerar as colisões dos átomos nas paredes dos microtubos e o livre caminho médio do gás nas regiões dos microtubos e fora. Assim, a partir da equação do feixe efusivo usaremos algumas hipóteses para obter uma expressão analítica aproximada ao nosso caso de estudo.

Assumimos que o fluxo F de um forno munido de microtubos ainda é o produto de duas distribuições independentes para θ e v , $F(v, \theta) = V(v)Q(\theta)$, e V mantém a mesma forma de V_{ef} . Essas hipóteses são razoáveis para o caso em que as paredes dos microtubos estejam na mesma temperatura do forno, de forma que as colisões com os microtubos não alteram a distribuição termalizada da velocidade dos átomos. Escrevemos, então:

$$F(v, \theta)dv d\Omega = V(v)Q(\theta)dv d\Omega = F_0 \left(\frac{m}{2\pi k_b T} \right)^{3/2} v^3 e^{-\frac{mv^2}{2k_b T}} Q(\theta)dv d\Omega \quad (2.14)$$

onde $F_0 = F(v=0, \theta=0)$ é uma constante que não necessariamente é uma dependência simples da densidade no forno para pressões altas. A forma de $Q(\theta)$ a princípio é desconhecida, porém espera-se intuitivamente que seja máxima para $\theta = 0$ e nula para $\theta = \pi/2$.

2.3 Análise dos dados experimentais

Apresentamos na seção do experimento deste capítulo que para obter a distribuição angular de velocidades dos átomos que saem do forno realizamos medidas da fluorescência atômica causada pelo feixe laser ao longo da direção \hat{z} . Fizemos essas medidas variando a dessintonia da luz com a ressonância atômica, para garantir que a taxa de emissão dos átomos de diferentes velocidades na direção de propagação do feixe fosse contabilizada corretamente, evitando que a colimação medida fosse maior do que a real.

Como o sinal da câmera CCD possui dependência linear com a quantidade de fótons que recebe, podemos usar o modelo das seções anteriores para calcular o perfil de fluorescência esperado para as medições realizadas, que dependerá da eficiência de captura dos fótons. Além disso, o perfil calculado dependerá da dispersão angular do feixe, de forma que esse valor poderá ser obtido através do ajuste aos dados experimentais.

Escolhemos no ajuste a família de funções $Q_n(\theta) = \cos^n(\theta)$ para descrever a dependência angular da velocidade dos átomos. A figura 10 apresenta o gráfico da função para alguns valores de n . Para valores de n grandes a função tende a uma gaussiana $Q_n(\theta) \rightarrow e^{-n\theta^2/2}$. Assim, temos que essa função nos permite descrever tanto o comportamento de um feixe efusivo, para $n = 1$, quanto o comportamento de um feixe fortemente colimado, para $n \gg 1$. O parâmetro n será um dos parâmetros do ajuste e a partir dele obteremos a dispersão do feixe atômico.

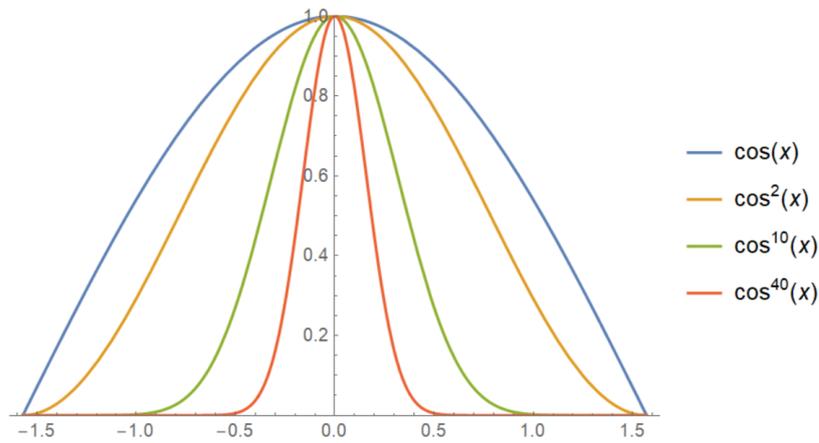


Figura 10 – Gráficos de algumas curvas da família de funções $\cos^n(x)$ utilizadas para ajuste do perfil angular de divergência dos átomos

A imagem resultante das medições com a câmera corresponde à fluorescência em função da posição no plano xz . Exemplos de imagens obtidas estão dispostas na figura 11. Ainda, o sinal registrado fornece a fluorescência total na direção \hat{y} , já que a imagem é feita perpendicularmente a esse plano, medida durante o tempo de exposição da câmera. Como a cintura do feixe laser é muito menor do que a distância L percorrida em \hat{x} , durante a passagem pelo feixe a variação da posição z é muito pequena e então a desprezamos para simplificar a análise dos dados. Assim, integrando a imagem na direção x , obtemos um gráfico da fluorescência em função da posição z , que representa a fluorescência total dos átomos que atravessam o feixe na posição z durante o período de exposição da câmera.

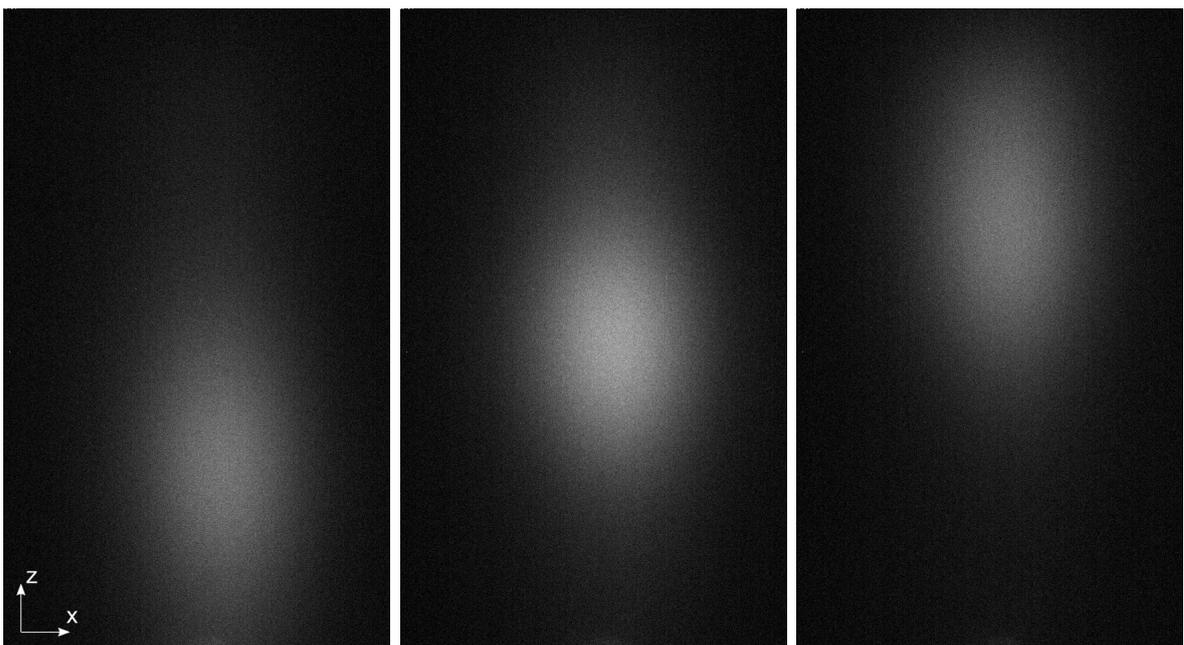


Figura 11 – Exemplos de imagem da fluorescência atômica capturada pela câmera CCD. Cada imagem corresponde a uma dessintonia diferente do laser.

2.3.1 Perfil de fluorescência esperado

É necessário agora calcular o perfil de fluorescência esperado na direção z a partir do cálculo do número total de fótons espalhados pelos átomos que atravessam o feixe laser. Para isso usamos o número de fótons espalhados por um único átomo atravessando o feixe laser na aproximação de baixa intensidade 2.7, e a distribuição de velocidades do feixe atômico 2.14. No regime estacionário o fluxo é constante em todo o espaço, e podemos calcular a fluorescência dos átomos com velocidades contidas no elemento diferencial $v^2 dv d\Omega = dv_x dv_y dv_z$. Esse perfil é dado pelo produto entre o número de fótons espalhados por átomo e a densidade de átomos nesse volume diferencial.

$$\gamma(n, T, \Delta_0, \mathbf{v}) dv d\Omega = \sqrt{\frac{\pi}{8}} F_0 \frac{I_0}{I_{sat}} \frac{\omega \Gamma}{\sqrt{v_x^2 + v_y^2}} \frac{e^{-\frac{2[(v_x^2 + v_y^2)y_0 + v_x v_y L]^2}{\omega^2 v_x^2 (v_x^2 + v_y^2)}}}{1 + \frac{4\Delta^2(v_z)}{\Gamma^2}} \left(\frac{m}{2\pi k_b T}\right)^{3/2} v e^{-\frac{mv^2}{2k_b T}} Q_n(\arccos(v_x/v)) dv_x dv_y dv_z \quad (2.15)$$

Na equação acima temos a dependência com n , o parâmetro de dispersão encontrado na função Q_n , T , a temperatura do forno, Δ_0 , a dessintonia com a frequência de ressonância atômica encontrado em $\Delta(v_z)$ e a velocidade dos átomos. Usamos a relação geométrica $\theta = \arccos(v_x/v)$ que podemos obter da figura 7 e a expressão 2.8 para b . Em um tempo de exposição igual a Δt o número de fótons espalhados por átomos de velocidade contida em $dv d\Omega$ é simplesmente a expressão acima multiplicada por Δt .

Nossas medidas fornecem o perfil de fluorescência em função da posição dos átomos em z , assim, é interessante fazermos uma mudança de variáveis de v_z para z . Como consideramos $(0, y_0, z_0)$ a posição inicial dos átomos, temos que a posição em z para $x = L$ é $z = L \frac{v_z}{v_x} + z_0$. Integrando em v_x, v_y e fazendo a mudança de variáveis de v_z para z , obtemos o perfil de fluorescência total dos átomos em um intervalo de tempo Δt por unidade de comprimento z . A equação se torna, então:

$$N(n, T, \Delta_0, z) dz = \frac{\sqrt{\pi} F_0 \Delta t}{8} \left(\frac{m}{k_b T}\right)^{3/2} \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y \frac{\omega \Gamma}{\sqrt{v_x^2 + v_y^2}} \frac{e^{-\frac{2[(v_x^2 + v_y^2)y_0 + v_x v_y L]^2}{\omega^2 v_x^2 (v_x^2 + v_y^2)}}}{1 + 4 \left(\frac{\Delta_0 - \frac{\omega v_x (z - z_0)}{cL}}{\Gamma}\right)^2} \frac{v_x^n e^{-\frac{m \left[v_x^2 \left(1 + \left(\frac{z - z_0}{L} \right)^2 \right) + v_y^2 \right]}{2k_b T}}}{\left[v_x^2 \left(1 + \left(\frac{z - z_0}{L} \right)^2 \right) + v_y^2 \right]^{\frac{n-1}{2}}} dz \quad (2.16)$$

2.3.2 Correção para colisões na saída dos microtubos

Ao fazer uma análise inicial dos dados utilizando o modelo desenvolvido observamos um que os dados apresentavam uma distribuição de velocidades incompatível com a suposição de átomos com movimento retilíneo a partir da abertura do forno, de diâmetro de apenas 4 mm. Propusemos então, para tentar explicar o fato, que o efeito de colisão dos átomos na saída dos microtubos estaria alterando a direção das velocidades e causando aumento da dispersão. Isso pode ser dividido em dois efeitos: a colisão dos átomos com as paredes do tubo que se encontra na saída do forno e a colisão dos átomos entre si.

O primeiro efeito pode ser visualizado através da figura 3, e imaginando que na saída dos microtubos o feixe apresenta baixa colimação, de forma que há átomos que colidem com o tubo que se encontra imediatamente após a saída dos microtubos. O segundo efeito ocorre devido à densidade alta após a saída dos microtubos, o que favorece a colisão entre os átomos.

O nosso modelo deve então considerar o fato de que os átomos saem do forno com uma velocidade inicial, percorrem uma distância e podem colidir com as paredes do tubo ou com outra partícula, mudando assim sua velocidade. Quando os átomos alcançarem a posição do feixe laser $x = x_{laser}$, mediremos as velocidades finais que cada átomo tem após sua última colisão. Podemos acrescentar esse fator ao modelo considerando que a posição inicial dos átomos, para o movimento retilíneo que eles fazem até o feixe laser, não é mais a saída dos microtubos, mas sim a posição (L_0, y_0, z_0) na qual ele se encontra após a última colisão que sofre, e a partir da qual seu movimento será retilíneo e uniforme. Assim, existe uma distribuição de probabilidades da posição inicial y_0 e z_0 , mais provável no centro e menos nas extremidades do plano yz devido à maior densidade na saída dos microtubos. Ainda, com essa correção temos que os átomos não percorrem a distância total L na direção \hat{x} com a velocidade final medida, antes da última colisão os átomos percorreram uma distância L_0 , de forma que os termos nas seções anteriores tratados como L devem ser interpretados agora como a distância $L = x_{laser} - L_0$, que é a distância em x percorrida pelos átomos em movimento retilíneo uniforme, após a última colisão.

Portanto, propusemos a correção multiplicando a equação 2.14 por distribuições $A(y_0)$ e $A(z_0)$ em função da posição inicial y_0 e z_0 independentemente. Na análise final, usamos uma distribuição gaussiana para ambas as direções:

$$A(x) = e^{-x^2/\delta^2} \quad (2.17)$$

onde δ é a cintura da gaussiana. Com essa correção temos então duas novas grandezas interessantes e que podem ser obtidas com o ajuste aos dados experimentais: a distância L_0 que os átomos percorrem sofrendo colisões a partir da saída dos microtubos e a largura da distribuição das posições iniciais dos átomos após percorrer a distância L_0 , relacionado à grandeza δ .

Após acrescentar os fatores discutidos na equação temos:

$$N(n, T, \Delta_0, z) dz = \frac{\sqrt{\pi} F_0 \Delta t}{8} \left(\frac{m}{k_b T} \right)^{3/2} \frac{I_0}{I_{sat}} \int_{-\infty}^{\infty} dy_0 A(y_0) \int_{-\infty}^{\infty} dz_0 A(z_0) \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} dv_y$$

$$\frac{\omega \Gamma}{\sqrt{v_x^2 + v_y^2}} \frac{e^{-\frac{2[(v_x^2 + v_y^2)y_0 + v_x v_y L]^2}{\omega^2 v_x^2 (v_x^2 + v_y^2)}}}{1 + 4 \left(\frac{\Delta_0 - \frac{\omega v_x (z - z_0)}{cL}}{\Gamma} \right)^2} \frac{v_x^n e^{-\frac{m \left[v_x^2 \left(1 + \left(\frac{z - z_0}{L} \right)^2 \right) + v_y^2 \right]}{2k_b T}}}{\left[v_x^2 \left(1 + \left(\frac{z - z_0}{L} \right)^2 \right) + v_y^2 \right]^{\frac{n-1}{2}}} dz \quad (2.18)$$

2.3.3 Resultados experimentais

As medidas que fazemos fornecem um perfil de fluorescência em função da posição z , de forma que pra cada valor de dessintonia obtemos um gráfico como os da figura 12.

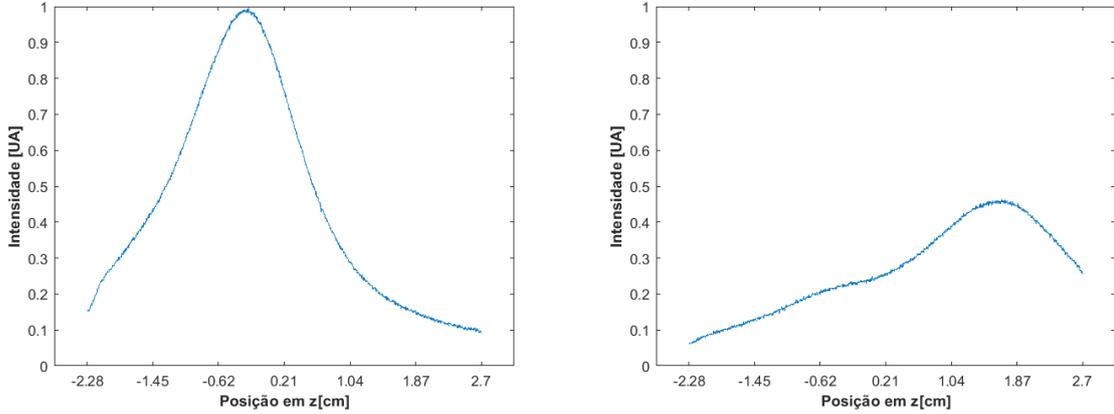


Figura 12 – Perfil de velocidades do feixe atômico em função da posição em z para dois valores diferentes de dessintonia da frequência do laser com a ressonância atômica. À esquerda $\Delta_0 = 3.97$ MHz, à direita $\Delta_0 = -92.53$ MHz.

O valor de intensidade nos gráficos foi normalizado de forma que a maior intensidade obtida ao longo de todas as medições tem seu valor igual a 1. Assim, vemos que a intensidade é máxima para o menor valor de dessintonia medido e próximo ao centro do eixo z , quando estamos em ressonância com átomos sem velocidade na direção z , ou seja, na direção do eixo do forno quando projetado no plano xz .

Como a intensidade da luz medida está diretamente relacionada com a quantidade de átomos na posição e com a direção da velocidade destes, a máxima intensidade no centro mostra que há maior concentração de átomos nessa região. Além disso, a dessintonia da frequência do laser desloca o pico de intensidade das curvas. Assim, podemos concluir que a suposição de movimento retilíneo dos átomos a partir de um ponto $x = L_0$ é coerente, já que ainda verificamos uma correlação entre a posição z de máximo da fluorescência e a velocidade v_z nesta direção, que depende linearmente da dessintonia do laser.

Para determinar a dispersão do feixe atômico a partir dos dados obtidos desenvolvemos um programa no software MATLAB, versão R2016b. O programa consiste em calcular o perfil de intensidade a partir do modelo desenvolvido usando a equação 2.18 e variar os parâmetros L , n e δ através de um método iterativo de minimização do erro do ajuste teórico da curva aos pontos experimentais para obter os valores desses parâmetros que melhor aproximam a curva teórica dos dados experimentais.

Após o ajuste feito, obtivemos valores para os parâmetros citados, de forma que podemos então construir os gráficos teóricos correspondentes aos da figura 12. Ainda, podemos construir um gráfico tridimensional para visualização do comportamento geral, apresentado na figura 13.

Em uma primeira comparação vemos que as curvas obtidas pela simulação reproduzem satisfatoriamente o perfil dos dados experimentais. Assim, podemos partir para a análise dos parâmetros obtidos: $L = 14,7$ cm, $n = 37$ e $\delta = 9,3$ mm.

2.3.4 Discussão

Os parâmetros obtidos através do ajuste se mostraram razoáveis, já que temos valores coerentes com as ordens de grandeza esperados de cada um. Assim, temos que o ajuste feito é bastante adequado, dado o caráter aproximado de alguns elementos do modelo. Podemos, portanto, considerar que no desenvolvimento deste experimento nós compreendemos satisfatoriamente os efeitos físicos relevantes para nossa medida. A seguir, discutiremos em mais detalhes cada parâmetro.

Temos que o parâmetro L consiste no comprimento percorrido pelos átomos na direção \hat{x} em movimento retilíneo. Dessa forma separamos o experimento em uma região inicial onde ocorrem colisões e outra onde esse efeito não é presente, como foi representado na figura 15. Porém, é importante mencionar que a quantidade de colisões que ocorrem é proporcional à densidade atômica no local, de forma que é coerente dizer que, como o feixe atômico diverge e conseqüentemente a densidade diminui ao longo do eixo \hat{x} , os efeitos de colisão vão se tornando menos relevantes. Dessa forma, como não há um ponto onde as colisões de fato cessam abruptamente, podemos interpretar o trecho entre a saída dos microtubos até L_0 como uma região onde as colisões são mais relevantes enquanto deste ponto até x_{laser} o efeito não é significativo. A posição x_{laser} onde o feixe laser se encontra em relação à saída dos microtubos foi medida e tem o valor de $x_{laser} = 22,0$ cm, dessa forma obtemos pelo ajuste do parâmetro $L = 14,7$ cm que o trecho em que as colisões são significativas é de $L_0 = 7,3$ cm.

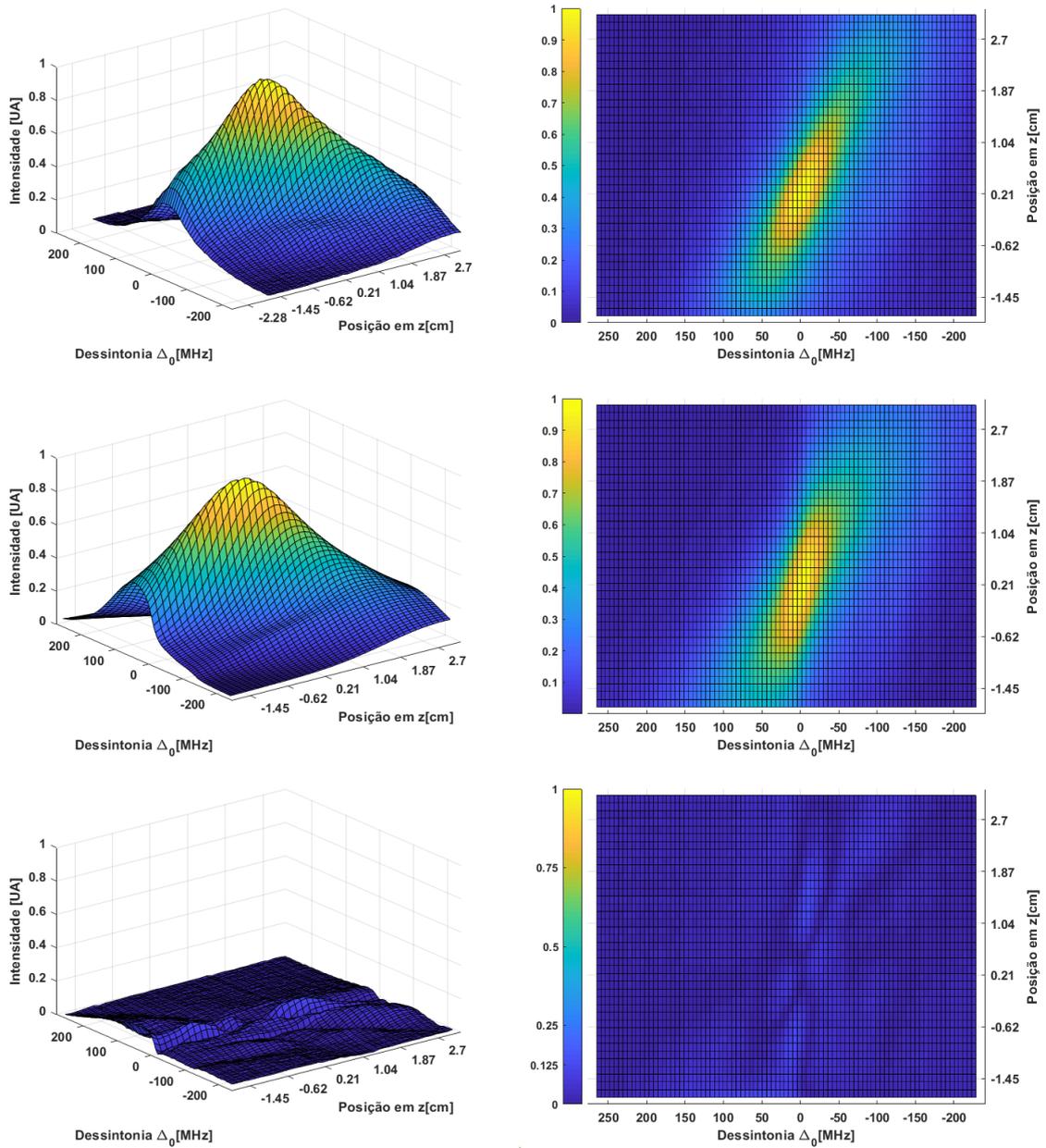


Figura 13 – Intensidade de luz em função da posição no eixo z e da dessintonia da frequência do laser Δ_0 . Os gráficos superiores apresentam os dados experimentais, os centrais apresentam o ajuste teórico da equação 2.18 aos dados experimentais, deixando livres os parâmetros L , n e δ . Os inferiores mostram o módulo da diferença entre os dados e o ajuste. À esquerda visão em perspectiva; à direita visão superior.

A partir desse parâmetro podemos identificar a região do sistema onde ocorrem os processos de colisão. Temos que o comprimento do tubo na saída do forno, após os microtubos, é de aproximadamente 6,9 cm, e como obtivemos $L_0 = 7,3$ cm, as colisões são relevantes principalmente dentro do tubo. O ângulo máximo de saída que um átomo pode ter sem que colida com as paredes do tubo é dado no caso em que o átomo sai de uma das extremidades do microtubo e viaja para a extremidade oposta da saída do forno, como é mostrado na figura 14. A abertura, ou seja o diâmetro, da saída do forno mede 4 mm e a do tubo após os microtubos mede 12 mm, assim o ângulo máximo é de aproximadamente $\theta_{max} = \arctan\left(\frac{(12+4)/2}{69}\right) \approx 0,12$ rad = $6,6^\circ$. Como o valor medido para a divergência é maior do que esse, podemos concluir que seguramente ocorrem colisões com as paredes do tubo, e que portanto o feixe na saída dos microtubos apresenta divergência maior que este valor, porém não podemos determinar o valor mais precisamente já que a divergência obtida não será relacionada à saída dos microtubos mas à saída do tubo após as colisões.

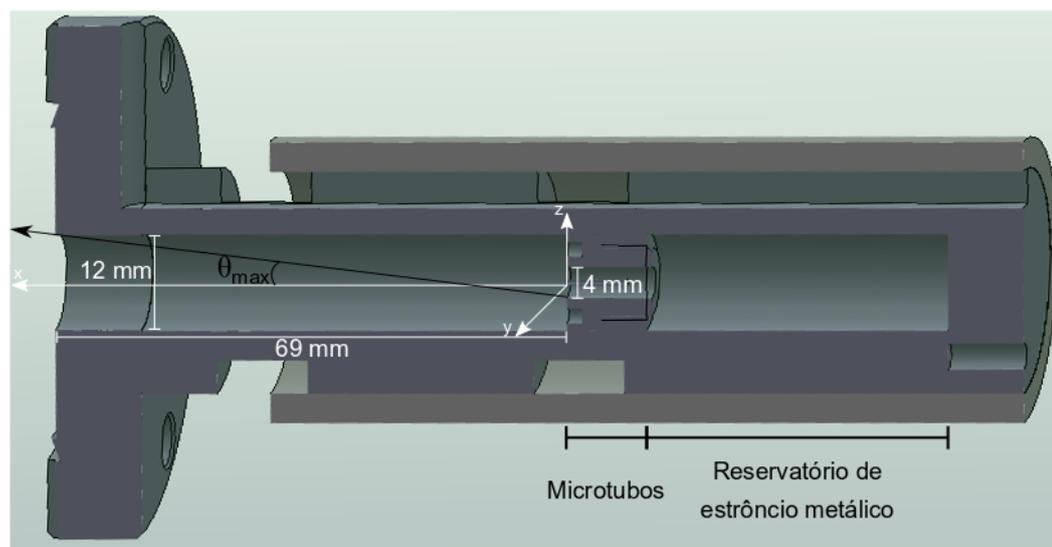


Figura 14 – Desenho da seção transversal do forno destacando as dimensões da saída do forno e do tubo após os microtubos. A linha preta indica o caminho que um átomo pode percorrer a partir da saída do forno sem realizar colisões.

Em $x = L_0$ os átomos podem estar em diferentes posições no plano yz , e para descrever isso supomos uma distribuição gaussiana. O parâmetro δ corresponde à cintura da gaussiana, de forma que podemos relacioná-lo com a dispersão dos átomos, já que para uma distribuição mais larga a probabilidade de encontrar átomos mais distantes do centro é maior. Temos o valor de $\delta = 9,3$ mm, portanto a probabilidade de um átomo estar a uma distância de 9,3 mm do eixo \hat{x} é igual a $1/e \approx 0,37$ em relação à probabilidade de estar no centro. Ainda, o valor do parâmetro é da ordem do diâmetro do tubo que segue à saída do forno, 12 mm, assim, este parâmetro serve como mais um indicativo de que os efeitos de colisão são mais relevantes dentro do tubo após a saída dos microtubos.

Por fim, o parâmetro n indica o grau de colimação do feixe atômico a partir da saída dos microtubos. Um valor de n maior significa que o feixe está mais colimado, como foi mostrado na figura 10. Temos o valor de $n = 37$ e fazendo a aproximação da função do ajuste $Q_n = \cos^n(\theta)$ para a gaussiana $Q_n = e^{-n\theta^2/2}$, válida para $\theta \ll 1$, obtemos um valor para a largura a $1/e$ de Q_n , de $\Delta\theta = \sqrt{2/n} = 0,23 \text{ rad} = 13,2^\circ$.

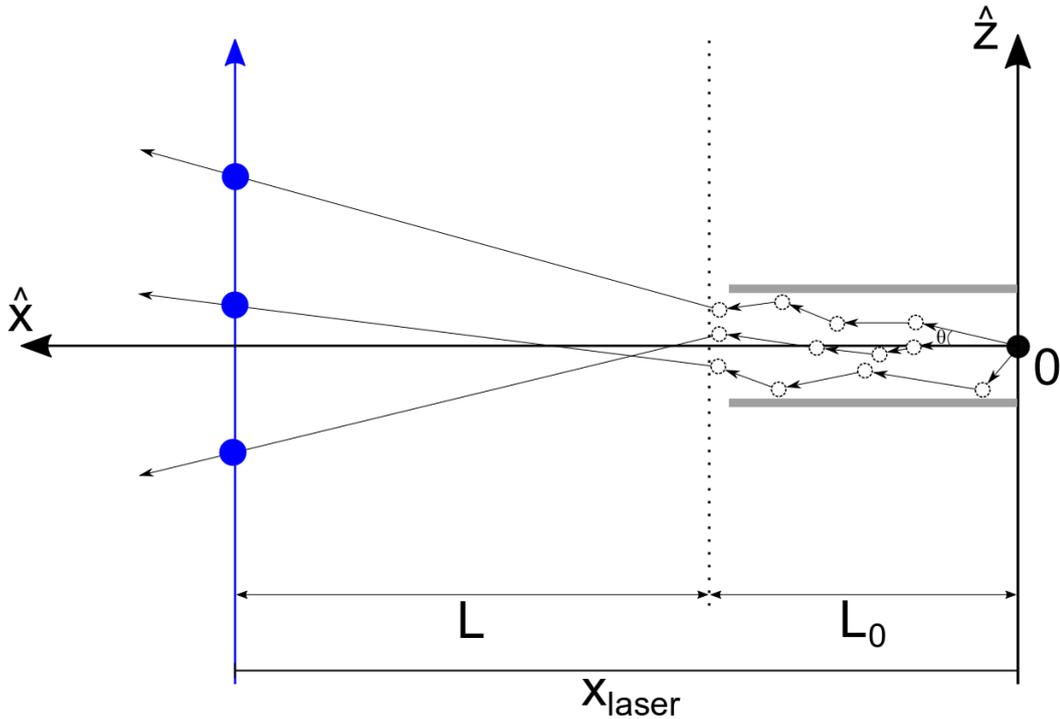


Figura 15 – Representação geométrica de átomos viajando a partir da saída dos microtubos, projetada no plano xz . As linhas contínuas, em cinza, representam as paredes do tubo após a saída do forno. A linha pontilhada indica o ponto em que as colisões se tornam menos relevantes. A linha contínua azul representa o feixe laser.

Como discutimos antes, para um feixe que passa por microtubos sem que hajam colisões é esperado que a colimação seja da ordem de d/l (BEIJERINCK; VERSTER, 1975). No nosso caso, usamos microtubos com diâmetro $d = 130 \mu\text{m}$ e comprimento $l = 8 \text{ mm}$, de forma que a divergência esperada é $d/l = 0,01625$. Assim, vemos pelo experimento que a divergência do feixe atômico é maior do que a esperada pelo efeito de colimação pelos microtubos. Isso pode ser relacionado à presença de colisões dentro dos microtubos, o que faz sentido já que a densidade de átomos nessa região é maior que na saída do forno, onde sabemos que há colisões.

2.4 Conclusão

Com a realização deste experimento, buscamos determinar o perfil de velocidades de um feixe atômico. O feixe estudado era gerado por um forno e atravessava um conjunto de microtubos para que fosse colimado, com o objetivo de prolongar o tempo de vida do forno, já que menos átomos seriam perdidos na criação das amostras ultra-frias. Essas amostras são usadas no laboratório para os experimentos principais de estudo de interação de luz com matéria, e como o feixe atômico é o início da produção das amostras, e portanto parte fundamental disto, consideramos importante obtermos dados que permitissem a verificação da eficiência dos microtubos no processo de colimação.

Assim, desenvolvemos um experimento para medir o perfil de velocidades baseado na medição da fluorescência dos átomos cruzando um feixe laser, que pudemos relacionar com a posição dos átomos e portanto com suas velocidades. Obtivemos, então, gráficos de fluorescência em função da posição num eixo perpendicular ao eixo da saída do forno, e da dessintonia da frequência do laser com a ressonância atômica, já que foram necessárias considerações do efeito Doppler.

Após isso, construímos as bases de um modelo teórico que descrevesse os dados experimentais medidos para obter valores quantitativos relativos à dispersão do feixe atômico. Para o modelo, fizemos dois cálculos principais: o número de fótons espalhados por um átomo e a distribuição de velocidades de um feixe atômico. A partir dessas equações determinamos o perfil de fluorescência de um feixe atômico, sendo este o perfil medido em nosso experimento.

Dessa forma, fizemos o ajuste do modelo teórico aos dados experimentais, que gerou como resultados os valores para a distância em que as colisões eram significativas no experimento $L_0 = 7,3$ cm, a dispersão da posição inicial dos átomos causado pelas colisões $\delta = 9,3$ mm e a dispersão angular do feixe atômico $\Delta\theta = 0,23$ rad. Os dados obtidos são coerentes com a geometria do nosso sistema, e assim consideramos o modelo desenvolvido como um dos principais resultados deste trabalho.

Através da análise dos dados podemos interpretar que as colisões ocorrem principalmente no tubo que segue à saída dos microtubos. Por este mesmo fato, os dados obtidos não permitem que seja determinada a condição de colimação dos microtubos, apenas sabemos que é maior que $\theta \approx 6,6^\circ$. Porém, o modelo desenvolvido concorda bem com os dados experimentais, de forma que é um resultado positivo e a técnica de caracterização do perfil de velocidades com um feixe laser de dessintonia variável tem êxito na descrição do sistema.

Referências

- BEIJERINCK, H. C. W.; VERSTER, N. F. Velocity distribution and angular distribution of molecular beams from multichannel arrays. *Journal of Applied Physics*, v. 46, n. 5, p. 2083–2091, 1975. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.321845>>. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 29.
- DIAS, P. G. S. Otimização de ligamento e produção de armadilha magneto-óptica para átomos frios de estrôncio. *Monografia (Trabalho de conclusão de curso de Bacharelado em Física)*, Instituto de Física de São Carlos - Universidade de São Paulo. São Carlos, p. 7, 2017. Citado na página 10.
- GORDON, J. P.; ZEIGER, H. J.; TOWNES, C. H. The maser—new type of microwave amplifier, frequency standard, and spectrometer. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 99, p. 1264–1274, Aug 1955. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.99.1264>>. Citado na página 20.
- LETT, P. D. et al. Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B*, OSA, v. 6, n. 11, p. 2084–2107, Nov 1989. Disponível em: <<http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-6-11-2084>>. Citado na página 9.
- MAGNANI, P. H. N. Armadilha Óptica de dipolo para ^{88}Sr . *Dissertação (Mestrado em Física)*, Departamento de Física - Universidade Federal de São Carlos. São Carlos, p. 25, 2018. Citado na página 14.
- METCALF, H.; STRATEN, P. van der. *Laser Cooling and Trapping*. Springer New York, 2001. (Graduate Texts in Contemporary Physics). ISBN 9780387987286. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=i-40VaXqrj0C>>. Citado 2 vezes nas páginas 7 e 11.
- RAAB, E. L. et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 59, p. 2631–2634, Dec 1987. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.59.2631>>. Citado na página 9.
- SEARS, F.; SALINGER, G. *Thermodynamics, Kinetic Theory, and Statistical Thermodynamics*. Addison-Wesley Publishing Company, 1975. (Addison-Wesley principles of physics series). ISBN 9780201068948. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=3gRRAAAAMAAJ>>. Citado 2 vezes nas páginas 7 e 19.
- STELLMER, S. *Degenerate quantum gases of strontium*. [S.l.], 2013. Disponível em: <<http://www.ultracold.at/theses/2013-stellmer.pdf>>. Citado na página 12.