

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

**Desenvolvimento e caracterização de bobinas
de compensação para experimento de
átomos-frios.**

Henrique Felix da Silva

orientado por

Prof. Dr. Philippe Wilhelm Courteille

Trabalho de Conclusão de Curso – Monografia apresentada ao curso de graduação em Física Computacional no Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, como requisito para obtenção do título de Bacharel em Física Computacional.

São Carlos

05 de Julho de 2021

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

1 Resumo

O objetivo principal deste trabalho foi a construção e caracterização de bobinas de compensação de campos magnéticos em experimento envolvendo o aprisionamento e resfriamento de átomos para sensoriamento quântico [1]. Para este fim, alguns passos intermediários se fizeram necessários para determinar as especificações que a bobina deveria atender. Inicialmente, foi realizada uma caracterização do campo magnético ao redor da câmara de ciência a fim de identificar a ordem de magnitude dos campos que deveriam ser compensados, etapa que envolveu a calibração de uma sonda Hall, e considerações acerca da geometria e distância entre as espiras que tornassem possível o acoplamento da bobina ao sistema sem causar obstrução dos feixes laser que adentrassem a câmara de ciência. Com os resultados da caracterização e visualizando a posição de formação da nuvem de átomos, optou-se pela construção de bobinas de compensação no plano da cavidade para movimentar a nuvem no interior da mesma. Foram feitas simulações computacionais da bobina com o objetivo de determinar os parâmetros relevantes para atingir o efeito necessário na nuvem e, com base nestes parâmetros, procedemos com a construção e instalação da bobina no sistema. Após a instalação, caracterizações em função da corrente foram feitas analisando o deslocamento provocado na nuvem evidenciando boa concordância com o previsto pelas simulações.

2 Introdução

O estudo de átomos-frios visa entender propriedades quânticas da matéria. Para isso faz-se necessária a preparação de armadilhas capazes de confinar átomos em pequenas regiões do espaço a fim de que sejam resfriados a temperaturas da ordem de μK , estágio em que sua natureza quântica pode ser estudada mais diretamente.

Em nosso laboratório, átomos de Estrôncio (^{88}Sr) são aprisionados e resfriados com o uso de Armadilhas Magneto-Ópticas (MOT, sigla do inglês para Magneto-Optical Trap) produzindo uma nuvem de átomos ultrafria que é posicionada no interior de uma cavidade anelar para interagir com os modos da luz e, finalmente, utilizar este sistema como um interferômetro atômico.

O MOT, que consiste na utilização de feixes laser sintonizados para o vermelho da transição de interesse e campos magnéticos gerados por bobinas em configuração anti-Helmholtz, é caracterizado pela formação de uma região espacial, onde os átomos são resfriados e confinados. No caso

do Estrôncio [2], duas transições importantes são utilizadas no processo de resfriamento da nuvem, uma transição azul larga (comprimento de onda 461 nm e largura espectral 30.5 MHz) e a transição vermelha fina (comprimento de onda 689 nm e largura espectral 7.4 kHz). Cada uma delas requer um gradiente de campo magnético diferente para o aprisionamento, e a correta caracterização deste campo é necessária para a existência e correta localização da nuvem no interior da câmara.

Neste contexto, este trabalho teve como principal foco a construção e caracterização de bobinas de compensação de campo magnético acoplada ao sistema para suprimir a influência de campos magnéticos indesejados que possam afetar a nuvem. Além disso, a introdução do campo magnético das bobinas de compensação provoca a translação do mínimo de potencial, estendendo seu uso para manipulação espacial da nuvem resfriada dentro da câmara. Por fim, foi construída uma bobina magnética para o eixo-X do plano horizontal definido no experimento que foi testada e caracterizada analisando-se sua influência sobre a nuvem de átomos confinada.

3 Materiais e métodos

3.1 Armadilha Magneto-Óptica - MOT

Armadilhas magneto-ópticas fazem uso de campos magnéticos não-uniformes e feixes laser para aprisionar e resfriar átomos. Em meio a um campo magnético, estados degenerados de um átomo são separados por efeito Zeeman dando origem a novas transições possíveis dentro da estrutura atômica. A separação dos níveis depende do campo magnético aplicado e utilizando um campo que cresce a partir da origem do sistema de coordenadas, podemos adquirir uma separação que depende da distância do átomo à origem. Para uma transição entre um nível energético com $J = 0$ e um nível de maior energia com $J = 1$, temos a separação entre os estados degenerados $m = -1, 0$ e 1 pelo efeito Zeeman que podem ser realizadas através do uso de luz circularmente polarizada respeitando as regras de seleção. Sintonizando os lasers abaixo da frequência de transição para o estado excitado, átomos que se afastam da origem com velocidade \vec{v} acabam percebendo o laser com frequência cada vez mais próxima da ressonância até que eventualmente são excitados e sofrem um recuo fotônico na direção contrária, sendo assim rebatidos para a posição de mínimo campo magnético. Desta forma, a união entre o campo magnético quadripolar não-uniforme, que normalmente é produzido por um par de bobinas em configuração anti-Helmholtz, e lasers sintonizados abaixo da transição produz um potencial res-

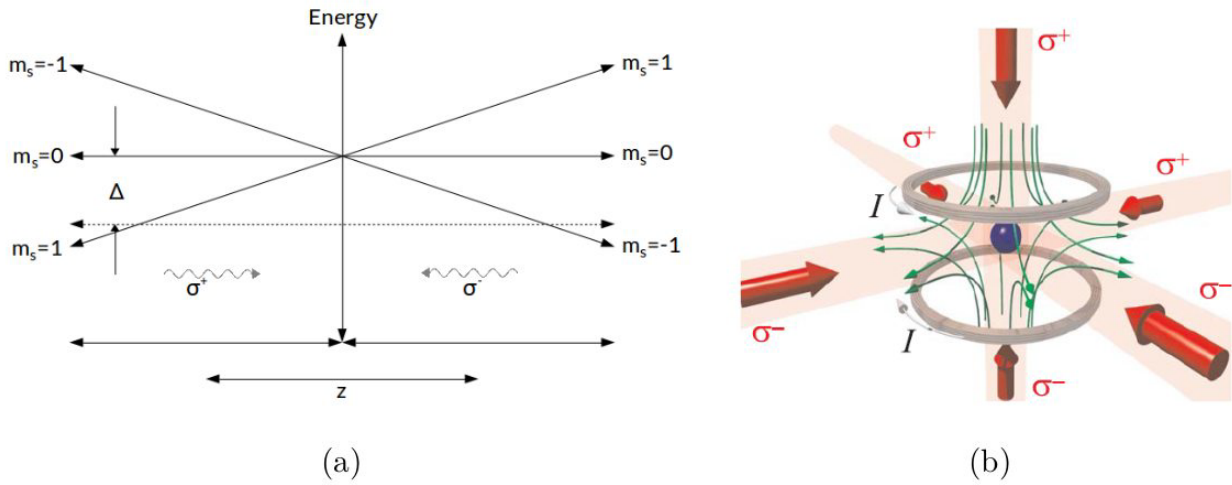


Figura 1: (a) Princípio de funcionamento do MOT que explora a dependência espacial do efeito Zeeman e a interação dos átomos com luz circularmente polarizada para confiná-los em torno do ponto de mínimo potencial. (b) Esquema de uma MOT 3D onde faz-se uso de uma bobina de campo magnético em configuração Anti-Helmholtz e três pares de feixes contra-propagantes.

taurador que confina os átomos em uma região reduzida em torno do ponto mínimo, como pode ser visto na figura (1-a).

Em nosso experimento, com o uso do ^{88}Sr utilizamos dois estágios de resfriamento da nuvem. O primeiro deles, denominado de Blue MOT, faz uso de uma transição larga ($\Gamma = 2\pi \times 30.5 \text{ MHz}$) que opera em 461 nm sendo responsável por aprisionar os átomos de estrôncio que são conduzidos à câmara de UHV (Ultra-High Vacuum) onde se localiza a cavidade anelar. Neste estágio, o gradiente de campo magnético necessário para o aprisionamento é de 70 G/cm e os átomos são resfriados a temperaturas em torno de 5 mK [3].

Após o resfriamento da nuvem no MOT Azul, aplicamos o segundo estágio do resfriamento que é feito com o uso da transição estreita ($\Gamma = 2\pi \times 7.4 \text{ KHz}$) que opera em 689 nm . Neste estágio, denominado MOT Vermelho, o gradiente necessário para o aprisionamento é de 7 G/cm e nos permite atingir temperaturas de alguns μK .

O MOT se caracteriza por ser uma armadilha bastante robusta que não depende de um balanceamento perfeito entre a intensidade dos feixes contra-propagantes [4], entretanto um campo magnético mal definido pode ocasionar desde a formação da nuvem em pontos deslocados até a não-formação da nuvem. Como consequência, experimentos com o uso de MOT costumam ser equipados com bobinas de compensação que adicionam uma componente uniforme de campo magnético em uma direção onde seja necessário o deslocamento do mínimo de potencial.

A componente de campo magnético introduzida pela bobina de compensação é usada para redefinir o ponto de mínimo potencial da armadilha, o que provoca o deslocamento da nuvem de átomos. O deslocamento provocado se relaciona com o campo magnético da bobina pela seguinte equação:

$$\Delta x = \frac{B_0}{\partial B / \partial x} \quad (1)$$

onde B_0 é o valor do campo magnético produzido pela bobina de compensação e $\partial B / \partial x$, o gradiente do campo magnético do MOT. Para deslocamentos fora do eixo de alinhamento da bobina quadripolar, deve-se considerar a relação entre os gradientes [5]:

$$\partial_z B = 2 \partial_r B \quad (2)$$

onde $\partial_z B$ e $\partial_r B$ referem-se aos gradientes na direção de alinhamento e direções transversais ao alinhamento da bobina, respectivamente.

3.2 Configuração experimental

Enunciamos aqui alguns dos itens do experimento importantes para o presente projeto.

O MOT-3D em nosso laboratório é constituído por uma bobina de campo magnético que opera em configuração Anti-Helmholtz produzindo um campo magnético quadripolar. Esta é posicionada ao redor da câmara de ciência do experimento e é formada por espiras circulares de raio externo 5.4 cm e separação 9 cm.

No interior da câmara, temos a cavidade anelar, constituída de três espelhos planos de 5 mm. O espelho contido no plano horizontal da câmara é controlado por um piezoelétrico, cujo cabo de conexão pode ser visualizado em (2).

Para manter a condição de UHV (Ultra-High Vacuum, $\approx 10^{-10}$ mbar), a câmara é conectada a uma bomba iônica através de um tubo de conexão fixo no experimento. A presença do tubo torna o acoplamento da bobina de compensação neste eixo impraticável, e portanto, a mesma deve ser confeccionada *in situ*.

Além disso, 3 feixes lasers adentram a câmara por janelas posicionadas diagonalmente e são refletidos do lado diametralmente oposto a cada entrada formando os 6 feixes contra-propagantes do MOT.

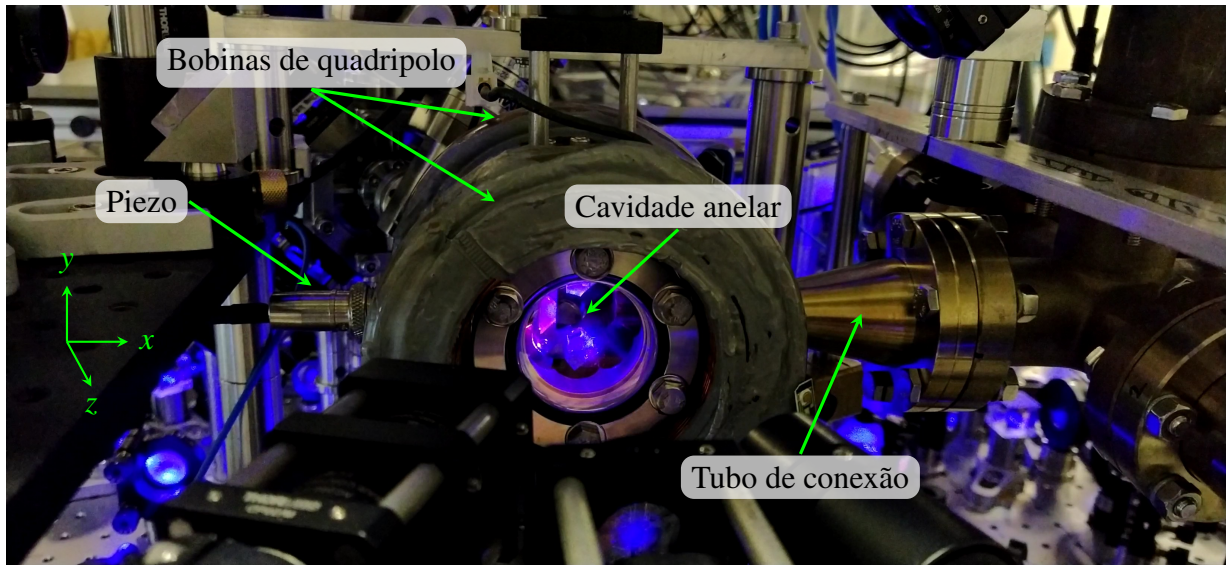


Figura 2: Configuração experimental do MOT-3D.

3.3 Caracterização do campo circundante

Antes da simulação das bobinas de compensação, que precede a construção das mesmas, precisamos ter noção da magnitude dos campos magnéticos que devem ser compensados. Para isto, realizamos a caracterização do campo magnético ao redor da câmara de ciência com o uso de um sonda Hall, dispositivo que ao ser posicionado em uma região com campos produz uma tensão mensurável proporcional ao campo magnético.

$$B = \alpha V \quad (3)$$

Para ser utilizada, precisamos determinar a constante de proporcionalidade α entre a tensão gerada e o campo magnético, que pode ser feita obtendo-se o coeficiente angular da curva $B \times V$ utilizando uma fonte de campo magnéticos conhecida.

Como fonte de campos magnéticos, utilizamos um solenoide longo e calculamos o campo produzido por este seguindo a fórmula para o campo magnético de um solenoide infinito.

$$B = \mu_0 n I \quad (4)$$

onde n é o número de voltas por unidade de comprimento, I é a corrente aplicada e μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo.

Dada a impossibilidade de posicionarmos a sonda Hall no interior da câmara para medirmos campo magnético na região onde a nuvem de átomos se forma, devemos obter o perfil do campo no

interior a partir do perfil medido no exterior da câmara. Para isso, realizamos medidas do campo magnético ao longo de três eixos pré-definidos e encontramos o perfil do campo em cada eixo. Com isso, buscamos extrapolar este perfil para o interior da câmara e, assim, sabermos qual campo devemos de fato compensar com as bobinas.

Para realizar a caracterização do campo magnético ao redor da câmara procedemos definindo o sistema de eixos que usamos. Definimos o sistema de coordenadas de tal forma que a origem do sistema seja centrada na câmara de ciência, a direção-Z é escolhida como a direção do alinhamento da bobina de quadripolo e a direção-Y é dada pela direção vertical para cima. A direção-X fica definida pelo produto vetorial $\hat{y} \times \hat{z}$ e coincide com a direção normal do espelho móvel da cavidade anelar. A definição dos eixos e sua disposição no sistema pode ser visualizada na Figura (2).

Com os valores medidos, tentamos encontrar uma relação entre a posição e o campo magnético que possa descrever o perfil obtido e assim, encontrarmos o perfil no interior da câmara.

3.4 Simulação das bobinas

Primeiramente, definimos qual deveria ser a geometria das nossas bobinas para que estas se encaixassem em nosso experimento respeitando o tamanho da câmara e os elementos ópticos já dispostos e evitando a obstrução dos feixes laser que adentram a câmara. Pela presença do tubo que conecta a câmara de ciência e a bomba de vácuo, a construção da bobina no eixo-X positivo deve ser feita *in situ*, o que desfavorece o uso de espiras circulares, já que a enrolação dos fios será feita no local e a geometria deve ser mantida ao longo do processo.

Considerando estes fatores, optamos por bobinas formadas por espiras quadradas, que garantem uma maior facilidade no enrolar dos fios e permitem mais facilmente manter a geometria, cujo espaçamento respeitasse o comprimento da câmara, que é diferente em cada direção. A separação mínima entre as espiras para cada eixo são:

$$\mathbf{X} : d = 12.5 \text{ cm}$$

$$\mathbf{Y} : d = 12.5 \text{ cm}$$

$$\mathbf{Z} : d = 9 \text{ cm} \tag{5}$$

Para explicar a parametrização utilizada, consideramos uma bobina formada por espiras quadradas de lado l com 1 volta cujo eixo de simetria coincide com o eixo-X. Utilizando simetria cilíndrica, a

parametrização de uma espira quadrada é dada pelas seguintes relações:

$$\begin{aligned}x &= \frac{l}{2} \frac{\cos(t\pi)}{|\cos(t\pi)|} \\y &= \frac{l}{2} \sin(t\pi) \\z &= z_i\end{aligned}\tag{6}$$

A forma da espira é dada calculando estas relações variando o parâmetro $t \in [-1, 1]$ com z_i sendo a coordenada em z da espira. Para espiras com múltiplas voltas, basta recalculas as relações considerando $z = z_i + i d$ onde i se refere à i -ésima volta e d a espessura do fio usado.

Nas simulações, como o parâmetro t varia de forma discreta, a espira é descrita por pequenos segmentos de reta e o campo magnético gerado pela bobina pode ser calculado somando a contribuição individual de cada seguimento de reta.

$$B = \frac{\mu_o I}{4\pi} \sum_1^{N-1} \frac{(\vec{r}_{i+1} - \vec{r}_i) \times (\vec{r} - \vec{r}_i)}{(\vec{r} - \vec{r}_i)^3}\tag{7}$$

Como estamos interessados nos valores de campo magnético sentido pela nuvem, o cálculo realizado em (7) é feito em um cubo de 2 cm de aresta centrado na origem do sistema de coordenadas, o que garante uma melhor performance na simulação.

4 Deslocamento da nuvem e caracterização das bobinas

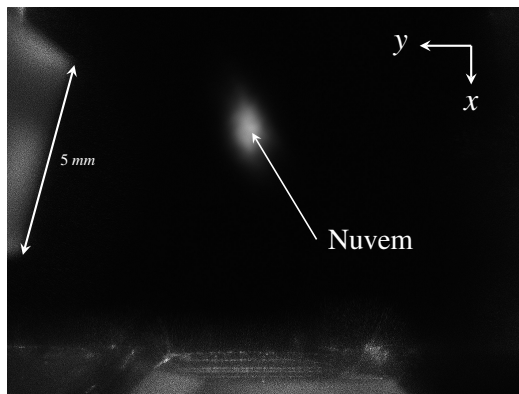
Uma vez que a bobina teve de ser construída já no local do experimento e estamos interessados no valor do campo magnético produzido no ponto médio da separação entre as espiras, a caracterização das bobinas de compensação devem ser feitas considerando-se sua influência sobre a nuvem de átomos já que o ponto médio é envolto pela câmara de ciência. Para isso, utilizamos os dois estágios de resfriamento do experimento nesta caracterização.

Aplicando um certo valor de corrente nas bobinas de compensação, o campo magnético produzido translada o ponto de campo mínimo no centro da câmara segundo a equação (1), o que provoca o movimento da nuvem para o novo ponto de mínimo.

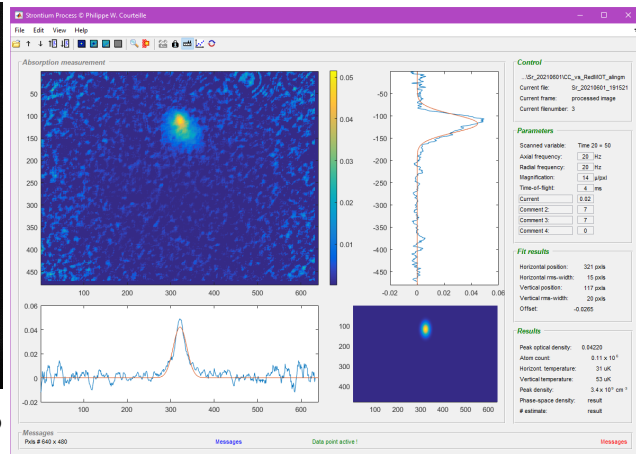
O MOT-Azul apresenta alto grau de fluorescência e, portanto, coletamos parte da luz irradiada a fim de obter a posição do centro de massa da nuvem. Para isso, fotografamos a nuvem e analisamos

as imagens com o software ImageJ [6] para diversos valores de corrente na bobina, construímos o gráfico $\Delta x \times I$ e comparamos com o comportamento previsto nas simulações. Uma imagem típica da nuvem no MOT-Azul pode ser vista em (3a).

A posição do MOT-Vermelho na câmara é feita da mesma forma que o MOT-Azul, porém utilizamos aqui uma técnica de imageamento por absorção. A técnica consiste enviar um pulso de luz ressonante com diâmetro muito maior que o tamanho da nuvem e coletar a imagem após a interação do mesmo com a nuvem. A parte do pulso que passa justamente na posição dos átomos é absorvida e, portanto, imprime uma sombra dos átomos na imagem coletada. Imagens de background e contendo somente os feixes usados no MOT são também feitas para redução de ruídos na imagem por absorção. Um programa desenvolvido em Matlab pelo nosso grupo é usado na análise das imagens coletadas e fornece o valor estimado da posição do centro de massa da nuvem através de fitting gaussiano nas direções X e Y, vide figura (3b).



(a) Imagem por fluorescência da nuvem no MOT-Azul. As manchas brancas na lateral esquerda e em baixo são os espelhos da cavidade anelar.



(b) Programa escrito em Matlab usado no processo de análise da nuvem no MOT-Vermelho

Figura 3: Imagens das nuvens nos diferentes estágios de resfriamento do experimento.

5 Resultados

5.1 Caracterização do campo circundante

Visando a caracterização do campo, utilizamos uma sonda Hall HoneyWell de modelo 91SS12-2. A calibração foi feita levantando a curva de $B \times V$ utilizando-se uma fonte de campos magnéticos conhecida. Utilizamos um solenoide para esta caracterização possuindo $N = 360$ voltas e um comprimento total de $L = 0.175 \text{ m}$, cujo campo é calculado através da equação (4). Variamos a corrente no solenoide de 1 mA até 1000 mA em passos de 10 mA e observamos na figura (4) a relação linear esperada, cujo fitting linear resulta em coeficiente de proporcionalidade $\alpha = 0.1437 \pm 0.0003 \text{ G/mV}$. Em

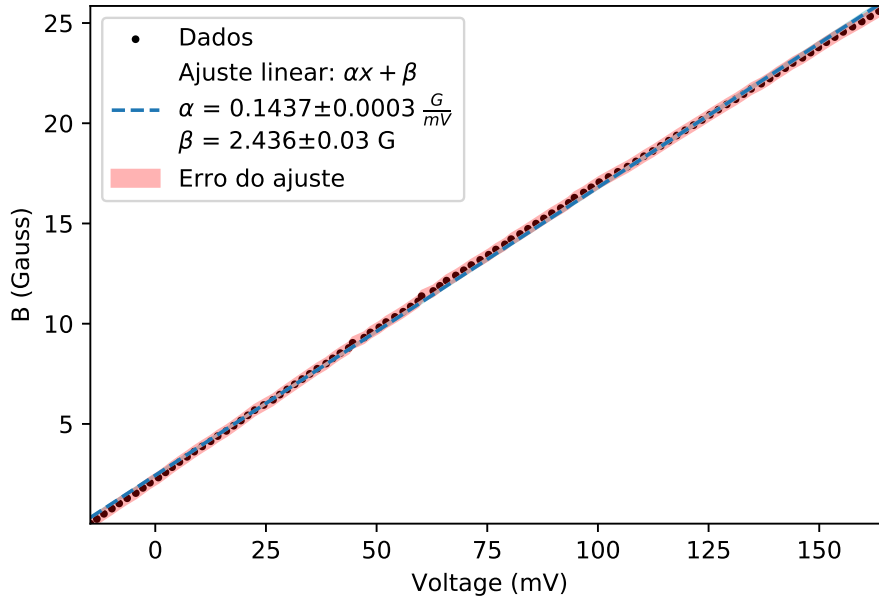


Figura 4: Curva de caracterização da sonda Hall usada para medições de campos magnéticos

seguida, procedemos para a caracterização do campo circundante. Como explicado na [Subseção 3.3](#), realizamos medições ao longo das três direções do experimento afim de mapear o campo magnético existente.

Para cada eixo, realizamos medidas do campo na região positiva e negativa partindo do ponto mais próximo possível da origem do sistema (i.e., iniciamos as medidas em pontos rente às janelas da câmara). Em Z, os pontos mais próximo da origem foram 4 e -4 , em X e Y os pontos mais próximos foram 5 e -5 . Realizamos medidas do campo magnético em diversos pontos utilizando passos de 0.5 cm em todas as direções.

Na figura (5) temos os valores de campo magnético medidos ao redor da câmara de ciência. Estes

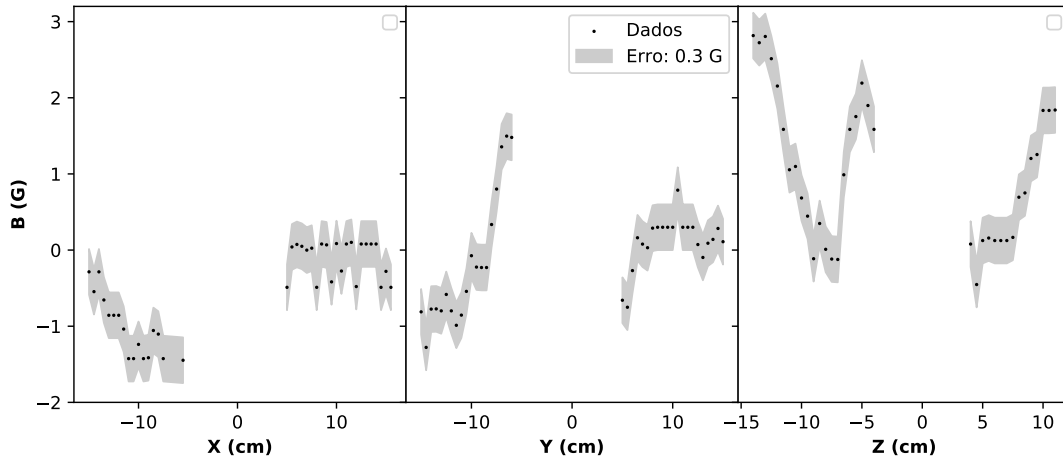


Figura 5: Medidas do campo magnético ao redor da câmara de ciência nos 3 eixos espaciais.

dados nos fornecem informações sobre os valores de campo magnético que a bobina de compensação deve ser capaz de produzir. Para encontrar os valores de campo no interior da câmara, onde efetivamente a bobina de compensação atuará, realizamos um fitting linear nos dados e extrapolamos a medida para o interior da câmara.

Na figura (6) vemos a extrapolação da medida em uma região de 1 cm em torno da origem, evidenciando a existência de campos magnéticos de baixa intensidade. Vê-se que o campo magnético é mais intenso na direção-Z do experimento, justamente na direção de alinhamento das bobinas de quadripolo. Com isso, a compensação do campo magnético medido neste eixo pode ser facilmente realizada através da movimentação das próprias bobinas do MOT.

Temos na direção vertical do experimento, eixo-Y, a menor contribuição de campo magnético medido, vê-se que este varia em torno de 0 G. Além disso, o objetivo final do experimento é observar a interferência entre a onda de matéria formada pela nuvem de átomos altamente resfriada e os modos de luz na cavidade. Essa interferência se dará justamente ao longo do eixo-Y, não importando a exata localização vertical da nuvem.

Por outro lado, na direção-X, o campo magnético medido apresenta uma contribuição que não pode ser negligenciada ou compensada pela simples movimentação das bobinas de quadripolo, tornando necessária a construção de uma bobina de compensação que atue neste eixo. Com isso, optamos pela construção de bobinas somente na direção-X do experimento capazes de produzir campo magnético maior que o observado, em torno de 0.5 G.

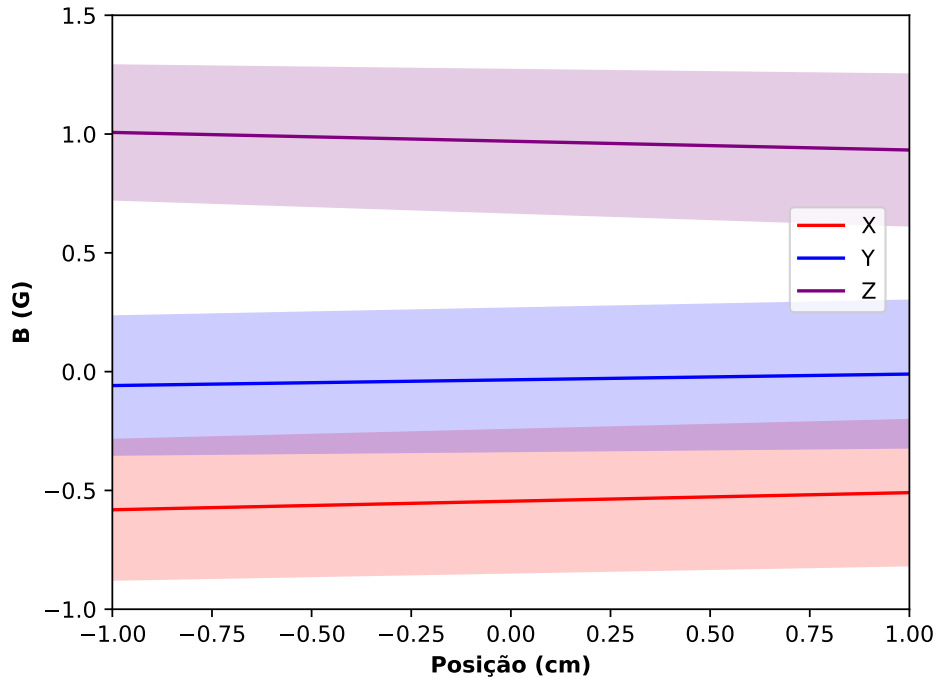


Figura 6: Comportamento do campo magnético no interior da câmara ciência obtido através de fitting linear dos dados medidos no exterior da câmara.

5.2 Simulação das bobinas

Como já esclarecido, através da compensação do campo magnético na direção-X, a bobina atuará na redefinição do mínimo de potencial da armadilha tornando possível movimentar a nuvem de átomos ao longo deste eixo.

Após a compensação do campo na direção-Z, que foi feita através do movimento das bobinas do MOT, observou-se que a nuvem no estágio do MOT-Vermelho se formava no plano $z = 0$ do experimento, porém deslocada de 5 mm na direção positiva do eixo-X. Pela equação (1), utilizando o gradiente do MOT-Vermelho na direção transversal, que por (2) vale 0.35 G/cm , o campo necessário para compensar o deslocamento observado é de 1.75 G no sentido negativo do eixo-X.

Vê-se, portanto, que o campo magnético a ser compensado na direção-X é maior que aquele extrapolado na figura (6), evidenciando que embora a caracterização do campo circundante nos forneça uma ideia dos valores de campos presentes, não é capaz de fornecer a magnitude efetiva a ser compensada. Isto acontece, pois no deslocamento da nuvem de átomos, o desbalanço de potência entre os feixes contra-propagantes causa um desequilíbrio entre as forças opostas de pressão de radiação experimentadas pela nuvem.

Com isso, simulamos bobinas formadas por espiras quadradas de lado $l = 9.82 \text{ cm}$ e separação de 14 cm contendo 28 voltas distribuídas em 4 camadas, com esses parâmetros queremos ser capazes de produzir campos magnéticos levemente maiores que 1.75 G . A representação da bobina, segundo a parametrização (6), pode ser vista em (7). Na simulação, permitimos que as bobinas operem com o

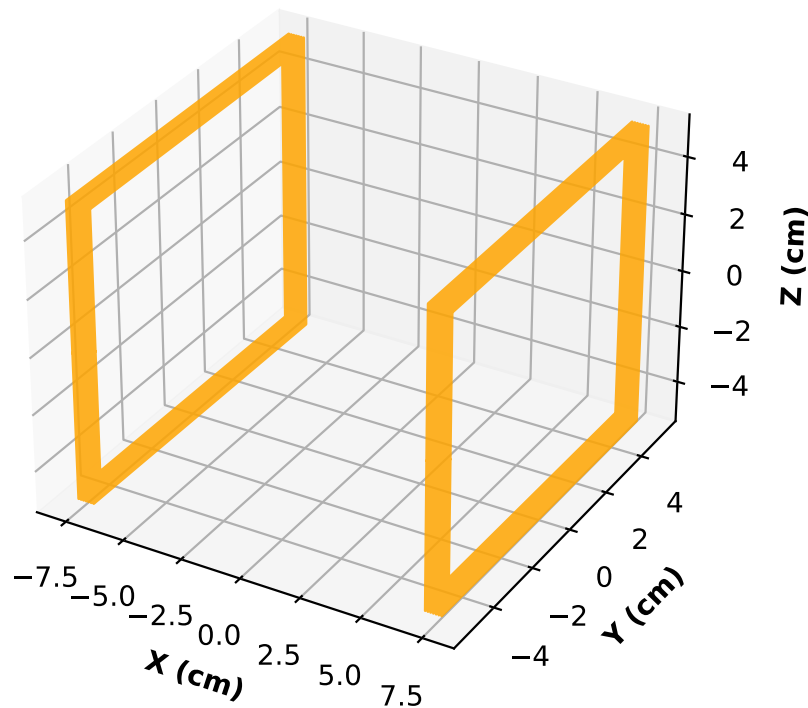


Figura 7: Esquema das bobinas de compensação alinhadas no eixo-X formada por espiras quadradas e composta por 28 voltas distribuídas em 4 camadas.

máximo de 3 A de corrente, pois a fonte de alimentação usada possui este limite. Porém, para valores de 1.2 A já é possível produzir o campo magnético de 1.75 G necessário para o deslocamento de 5 mm da nuvem no MOT-Vermelho. Portanto esperamos operar bem abaixo da corrente máxima fornecida pela fonte. A figura (8) exhibe o perfil dos campos simulados nos planos $x = 0$, $y = 0$ e $z = 0$. Com o campo produzido neste valor de corrente conseguimos o deslocamento da nuvem no MOT-Vermelho de 5 mm necessário no eixo-X. No MOT-Azul, o deslocamento provocado é de 0.5 mm .

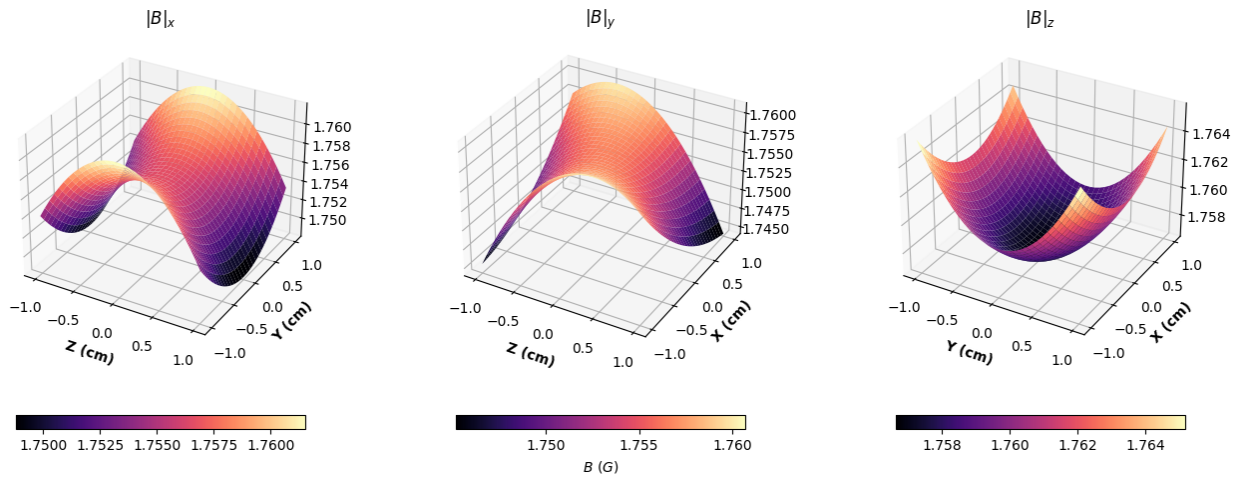


Figura 8: Simulação da magnitude do campo magnético nos planos $x = 0$, $y = 0$ e $z = 0$, respectivamente. A bobina é simulada em configuração Helmholtz com corrente $I = 1.2$ A.

5.3 Construção e caracterização das bobinas

Levando-se em conta os parâmetros permitidos pela configuração do sistema e obtidos pela simulação realizada, a construção da bobina de compensação seguiu as especificações contidas na tabela (1). O

Nº Voltas totais	Camadas	Voltas por camada	Aresta (cm)	Separação (cm)	Fio (AWG)
28	4	7	9.82	14	18

Tabela 1: Especificações da bobina construída para compensação do campo magnético no eixo-X

uso do fio 18 AWG (1.024 mm) de cobre esmaltado é justificado pela necessidade de se enrolar uma das espiras em torno do tubo que conecta a câmara à bomba de vácuo. Esse diâmetro forneceu a maleabilidade necessária para esta tarefa sem levar a valores muito altos de resistência, que poderia provocar alto aquecimento no fio. Além disso, foi utilizada cola com propriedades de dissipação térmica para fixar a geometria das espiras e manter a temperatura mais baixa possível. A bobina construída já acoplada ao sistema pode ser visualizada na figura (9).

As espiras foram ligadas em série no circuito e alimentadas por uma fonte da marca Rohde&Shwarz de modelo HMC804x. Medidas da tensão em função da corrente foram realizadas variando a corrente até seu valor máximo de operação, 3 A. O comportamento linear observado, vide figura (10), evidencia o caráter ôhmico do cobre revelando uma resistência total de $R = 0.57 \pm 0.02 \Omega$. Durante as medidas, a temperatura da bobina foi monitorada por um termopar e observou-se um aquecimento até 30°C na corrente máxima de operação, temperatura que é aceitável dentro de um laboratório à 24°C .

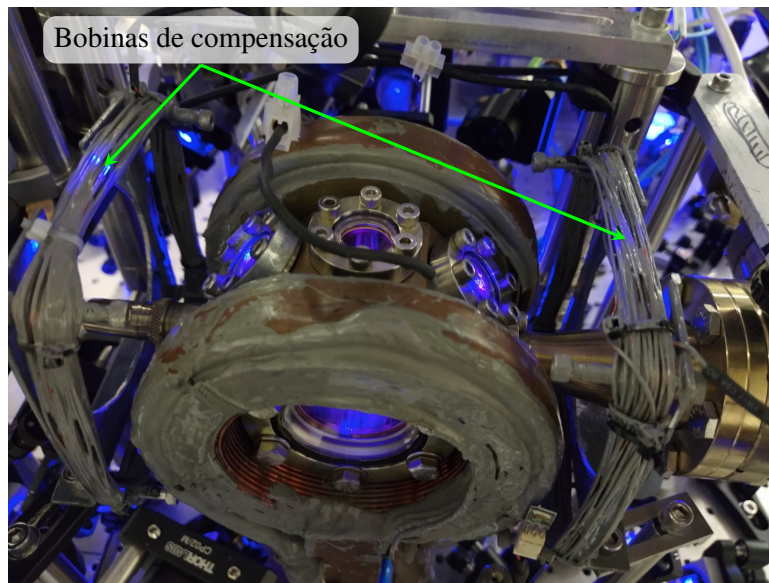


Figura 9: Bobinas de compensação instaladas no sistema.

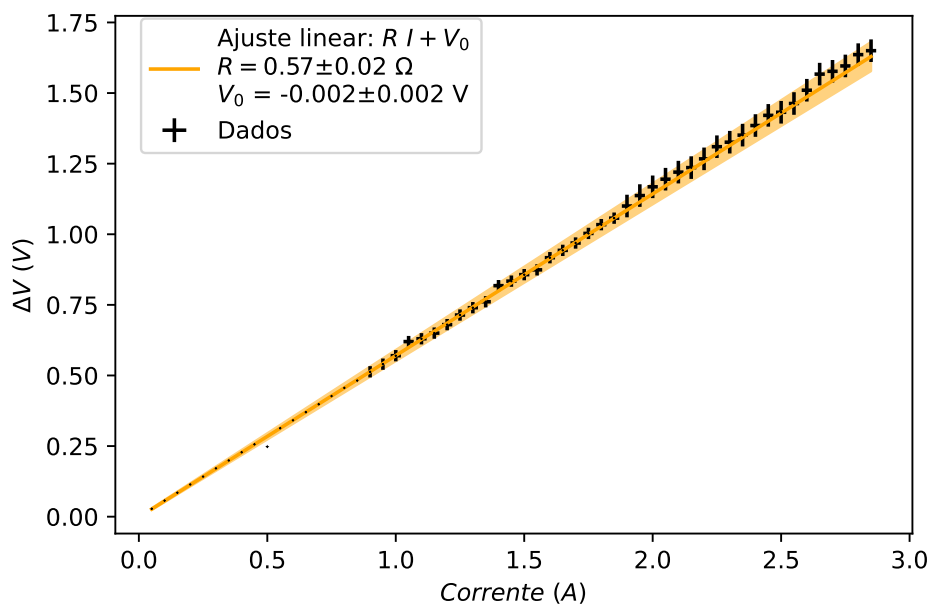


Figura 10: Tensão em função da corrente para a bobina de compensação. A relação linear evidencia o caráter ôhmico do cobre.

A caracterização das bobinas construídas foi feita analisando-se sua influência sobre a nuvem de átomos. A fonte usada na alimentação da bobinas, possui uma maior estabilidade ao controlar-se a tensão, por isso as medidas foram feitas variando o valor da tensão fornecida em incrementos de

0.05 V no MOT-Azul até o valor máximo de corrente, 3 A, e incrementos de 0.01 V no MOT-Vermelho até valores de 700 mA de corrente. Na figura (11) vê-se o deslocamento provocado na nuvem como função da corrente para os dois estágios.

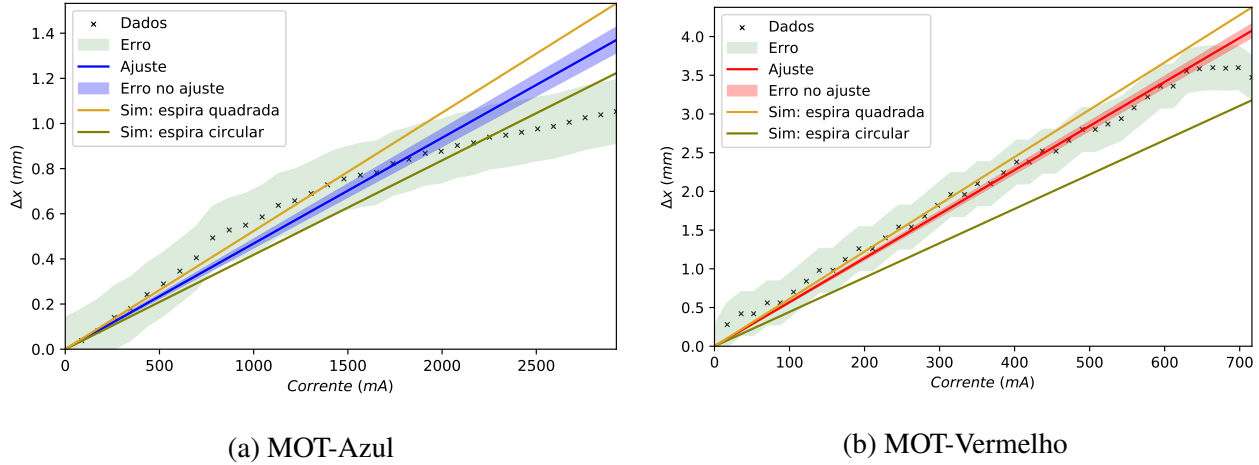


Figura 11: Caracterização das bobinas de compensação nos dois estágios de resfriamento com base no movimento da nuvem em função da corrente aplicada.

Vemos que o comportamento linear esperado da equação (1) é observado na curva do MOT-Vermelho, porém o MOT-Azul não segue tal comportamento de forma inequívoca. Também notou-se que ao aumentar a corrente, a nuvem apresentava deformações no perfil gaussiano esperado nos dois estágios, o que pode ser explicado levando em conta o papel da força de pressão de radiação na armadilha. Ao se deslocar, a nuvem interage com diferentes porções dos feixes do MOT. Mínimas diferenças de intensidade entre os feixes contra-propagantes levam a nuvem a experimentar um desbalanço de forças, causando deformação. Além disso, considerando-se os tamanhos típicos das duas nuvens, temos que a nuvem no estágio Azul tem $\approx 500 \mu m$ e no estágio Vermelho $\approx 100 \mu m$. Por isso, devido à sua maior distribuição espacial e também ao gradiente de $70 G/cm$, os valores de campo magnético sentidos pela nuvem Azul podem variar bastante dentro do espaço onde esta se distribui. Com o MOT-Vermelho, os valores de campo magnéticos sentido são mais homogêneos devido ao seu tamanho espacial e ao gradiente de $7 G/cm$ deste estágio, por isso essa nuvem possui maior resolução na medida do campo magnético, o que introduz também menos desvios do comportamento linear esperado.

Além dessas considerações, nota-se que os deslocamentos obtidos apresentam desvios dos esperados. Nos gráficos (11a) e (11b) compara-se o ajuste linear aos dados com a reta do deslocamento simulado para as nuvem no MOT-Azul e MOT-Vermelho, respectivamente. Vemos que os desloca-

mentos observados são sempre maiores que os esperados para um mesmo valor de corrente nas bobinas formadas por espiras quadradas. Entretanto, os ajustes ficam sempre abaixo dos deslocamentos que se esperava obter caso as espiras fossem circulares. Isso pode ser explicado pela impossibilidade em reproduzir-se espiras quadradas como aqueles esquematizadas em (7). Os desvios na geometria da bobina construída (9), em especial nos vértices das espiras, fazem a curva de deslocamento observada se afastar da simulada para espiras quadradas e se aproximar da simulação realizada com espiras circulares.

6 Conclusão

Neste trabalho foi realizada a construção e caracterização de uma bobina de campo magnético formada por espiras quadradas para operação em configuração Helmholtz. Com a bobina, visamos realizar a compensação de campos magnéticos em um MOT para átomos de ^{88}Sr .

Caracterizando o campo magnético ao redor da câmara UHV, percebemos que a compensação nas direções Y e Z podiam ser realizadas através da própria bobina de quadripolo que já constitui o MOT. Assim, fez-se necessária a introdução de um campo magnético uniforme direcionado no sentido negativo de X capaz de provocar uma movimentação de 5 mm na nuvem de átomos no MOT-Vermelho.

A geometria quadrada das espiras foi decidida levando em conta a configuração do sistema e a necessidade de se enrolar uma das espiras no local do experimento. Simulações das bobinas nos permitiram construir a bobina com 28 voltas operando a valores de correntes muito abaixo do valor máximo fornecido pela fonte, 3 A, e no MOT-Vermelho o deslocamento necessário podia ser atingido com 1.2 A.

Com a bobina construída e instalada, caracterizações em termos da corrente foram feitas analisando o deslocamento provocado na nuvem nos dois estágios de resfriamento. Imperfeições na construção da bobina introduziram desvios do comportamento esperado nas curvas de deslocamento das nuvens no estágio Azul e Vermelho, porém não impactaram de forma significativa os resultados. Ao fim, fomos capazes de compensar os campos magnéticos que provocavam o deslocamento da nuvem além do centro da câmara e pudemos deslocar a nuvem no MOT-Vermelho para a correta localização ainda abaixo do 1.2 A previsto.

Referências

- [1] Ph.W. Courteille e R. Bachelard. *Dispositivo e método para medida da aceleração gravitacional*. Patent pending, INPI, BR 10 2015 007944-3, 2015.
- [2] Simon Stellmer. “DEGENERATE QUANTUM GASES OF STRONTIUM”. Tese de doutoramento. University of Innsbruck, 2014, p. 256. arXiv: [1307 . 0601](https://arxiv.org/abs/1307.0601). URL: [http : / / www . ultracold.at/theses/thesis_simon_stellmer/thesis_simon_stellmer.pdf](http://www.ultracold.at/theses/thesis_simon_stellmer/thesis_simon_stellmer.pdf).
- [3] Michelle Alejandra e Moreno Armijos. “Construction of an experiment providing cold strontium atoms for atomic interferometry in a ring cavity”. Tese de mestrado. Universidade de São Paulo, 2020, p. 68.
- [4] Harold J. Metcalf e Peter van der Straten. *Laser Cooling and Trapping*. New York: Springer-Verlag, 1999.
- [5] Philippe Wilhelm Courteille. *Quantum Mechanics applied to atoms and light*. 2015, pp. 817–818. URL: <https://www.ifsc.usp.br/~strontium/>.
- [6] Tiago Ferreira e Wayne Rasband. *ImageJ User Guide User Guide ImageJ*. 2012. DOI: [10.1038/nmeth.2019](https://doi.org/10.1038/nmeth.2019).