

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS**

Cosme Wilfredo Tancayllo Chacca

**Redistribuição quântica de sistemas fechados sujeitos a
mudança repentina do potencial**

São Carlos

2023

Cosme Wilfredo Tancayllo Chacca

**Redistribuição quântica de sistemas fechados sujeitos a
mudança repentina do potencial**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Mestre em ciências.

Área de concentração: Física Aplicada

Orientador: Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

Versão original

São Carlos

2023

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.

Tancayllo Chacca, Cosme Wilfredo

Redistribuição quântica de sistemas fechados sujeitos a mudança repentina do potencial / Cosme Wilfredo Tancayllo Chacca; orientador Vanderlei Salvador Bagnato -- São Carlos, 2023.

80 p.

Dissertação (Mestrado - Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada) -- Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2023.

1. Mudança repentina do potencial. 2. Quantum quench. 3. Sistemas fechados. 4. Condensado de Bose-Einstein. 5. Sistema adiabático. I. Bagnato, Vanderlei Salvador, orient. II. Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Cosme Wilfredo Tancayllo Chacca

Dissertação apresentada ao Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Ciências. Área de Concentração: Física Teórica e Experimental.

Aprovado (a) em: 16/02/2024

Comissão Julgadora

Dr(a).: Vanderlei Salvador Bagnato

Instituição: (IFSC/USP)

Dr(a).: Franklin Adan Julca Vivanco

Instituição: (Paul Scherrer Institut/Suíça)

Dr(a).: Celso Jorge Villas Boas

Instituição: (UFSCar/São Carlos)

AGRADECIMENTOS

Gostaria de aproveitar esta oportunidade para expressar a minha sincera gratidão a todas as pessoas que contribuíram significativamente para o desenvolvimento e conclusão desta dissertação. Este trabalho não seria possível sem o apoio e a orientação de muitas pessoas incríveis.

Primeiramente quero agradecer ao meu orientador, Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato, pela sábia orientação e incentivo constante durante todo esse projeto. A sua experiência e empenho foram essenciais para a realização deste trabalho.

À minha família, agradeço pelo apoio e incentivo incondicionais. As palavras dela de incentivo foram uma luz em tempos difíceis e sou imensamente grato por isso.

Gostaria de agradecer as Professoras Kilvia Farias e Patrícia Castilho pelas valiosas contribuições. Discussões e trocas de idéias com cada uma delas foram essenciais para o aprimoramento deste trabalho. Cada perspectiva e compreensão trouxeram uma dimensão única ao meu trabalho e estou sinceramente grato por isso, além de ter tido a oportunidade de trabalhar com uma equipe tão talentosa.

Aos meus respeitados colegas de laboratório, Edward Iraitá e Pedro Gaspar, gostaria de expressar a minha sincera gratidão por terem feito parte integrante do meu percurso acadêmico e pela aprendizagem enriquecedora que compartilhamos.

Gostaria de expressar minha profunda gratidão à Edmur Braga pelo apoio incansável na correção de meus textos em português. Sua paciência, conhecimento linguístico e atenção aos detalhes foram essenciais para melhorar a qualidade dos mesmos. Além disso, dedico especial reconhecimento à Leandro Machado e Arnol García pelo valioso apoio prestado em termos de sugestões de programação e cálculos. As suas colaborações não só facilitou a minha compreensão dos aspectos técnicos mas também aumentou significativamente a eficácia das minhas atividades. Agradeço sinceramente pela generosidade que eles compartilharam em termos de conhecimentos e habilidades.

Agradeço também ao laboratório de eletrônica, o LIEPO, por todo o suporte de equipamentos, circuitos e material.

Minha gratidão as agências de apoio: CNPq, CAPES, FAPESP e a FAFQ (pelo apoio financeiro).

É com grande honra e reconhecimento que dedico este parágrafo a minha leal amiga Jessenia Villaverde Herrera. Ao longo desses anos, a sua presença tem sido uma fonte inestimável de conforto e inspiração. A sua notável compreensão, generosidade e apoio incondicional iluminaram os caminhos mais sombrios dessa jornada. A beleza única de

nossa amizade reside na profundidade de experiências compartilhadas. Expresso minha sincera gratidão por cada momento precioso e por ser minha melhor amiga. Uma amiga exemplar que enriquece meu mundo com sua presença.

Aos meus queridos amigos(as): Ana, Anneth, André, Fiacre, Jhon, Gaston, Michelle, Sálvio, Eloy, João e entre outros, expresso minha profunda gratidão por me proporcionarem uma amizade verdadeiramente valiosa. Cada um(a) de vocês contribuíram de forma única para os momentos de alegria e apoio, que enriqueceram minha jornada. Agradeço sinceramente pela generosidade de seus corações e pela beleza única que cada amizade trouxe à minha vida. Que nossos vínculos continuem a crescer e prosperar, pois é através deles que encontramos sentido e conforto em nossas jornadas de vida.

Por fim, gostaria de agradecer à todos(as) aqueles(as) que não foram mencionados aqui mas contribuíram de alguma forma para esta trajetória acadêmica. A comunidade acadêmica como um todo proporcionou o resultado deste trabalho e estou verdadeiramente grato por fazer parte de tudo disso.

MUITO OBRIGADO À TODOS.

“Não sei como pareço aos olhos do mundo, mas eu mesmo vejo-me como um pobre garoto que brincava na praia e se divertia em encontrar uma pedrinha mais lisa uma vez por outra, ou uma concha mais bonita do que de costume, enquanto o grande oceano da verdade se estendia totalmente inexplorado diante de mim.”

SIR ISAAC NEWTON

RESUMO

TANCAYLLO CHACCA, C.W. **Redistribuição quântica de sistemas fechados sujeitos a mudança repentina do potencial**. 2023. 80p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2023.

Desde a previsão de Albert Einstein, em 1925, de um novo estado da matéria resultante de átomos bosônicos frios próximos do zero absoluto, o condensado de Bose-Einstein sempre foi considerado um sistema de equilíbrio quântico já estabelecido. No entanto, para estudar aspectos da física quântica de não-equilíbrio, como a termalização e aspectos universais da dinâmica crítica, há a necessidade de transformar um estado estacionário inicial em um estado complicado, longe do equilíbrio. Um método eficaz para alcançar esta transformação é o "*Quantum Quench*", em que mudanças abruptas no sistema levam à criação de um estado fora de equilíbrio. Neste trabalho experimental, promovemos essa perturbação repentina através de modificações no potencial confinante de uma Armadilha Óptica. Isto foi conseguido ajustando a intensidade da luz usando um modulador óptico-acústico. Inicialmente, um Condensado de Bose-Einstein (BEC) aprisionado com uma temperatura T_1 é caracterizado por um hamiltoniano adiabático $H(\varpi_1)$. No entanto, ele é posteriormente transformado em um novo hamiltoniano $H(\varpi_2)$ dentro de um intervalo de tempo Δt . À medida que o potencial sofre esta transformação, a temperatura crítica também muda simultaneamente, levando o sistema a adaptar-se às novas condições. Os nossos dados recolhidos fornecem-nos os meios para analisar os desvios resultantes da mudança abrupta do potencial em relação ao seu estado de equilíbrio inicial.

Palavras-chave: Mudança repentina do potencial. Quantum quench. Sistemas fechados. Condensado de Bose-Einstein. Sistema adiabático.

ABSTRACT

TANCAYLLO CHACCA, C.W. **Quantum redistribution of closed systems subject to sudden change of potential.** 2023. 80p. Dissertation (Master in Science) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2023.

Since Albert Einstein's 1925 prediction of a novel state of matter arising from cold bosonic atoms near absolute zero, the Bose-Einstein condensate has always been considered an already established quantum equilibrium system. Nevertheless, in order to study aspects of quantum non-equilibrium physics, such as thermalization and universal aspects of critical dynamics, there is the necessity of transforming an initial steady state into a complicated far from equilibrium state. One effective method for achieving this transformation is the "*Quantum Quench*", wherein abrupt changes to the system lead to the creation of an out-of-equilibrium state. In this experimental work, we promote such sudden perturbation through modifications on the confining potential of an Optical Trap. This was achieved by tuning the light intensity using an optical-acoustic modulator. Initially, a trapped Bose-Einstein Condensate (BEC) with a temperature T_1 is characterized by an adiabatic Hamiltonian $H(\varpi_1)$. However, it is subsequently transformed into a new Hamiltonian $H(\varpi_2)$ within a time interval Δt . As the potential undergoes this transformation, the critical temperature also changes concurrently, prompting the system to adapt to the new conditions. Our collected data provide us with the means to analyze the deviations resulting from the abrupt shift in potential from its initial equilibrium state.

Keywords: Sudden change of potential. Quantum quench. Closed systems. Bose-Einstein condensate. adiabatic system.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Áreas de estudos dos condensados, BEC.	23
Figura 2 – Frações condensadas de átomos em função de T/T_c para armadilhas do tipo: caixa e harmônica.	27
Figura 3 – Variação repentina do potencial.	31
Figura 4 – Perfis das densidades de um gás condensado n_{TF} e de um gás térmico n_{th} , ao longo da direção X.	32
Figura 5 – Densidade da nuvem tridimensional confinada por um potencial harmônico.	34
Figura 6 – Esquema mostrando a mudança repentina do potencial, de aprisionamento da nuvem	35
Figura 7 – Esboço do sistema de vácuo para produzir o condensado de Bose Einstein de Sódio.	37
Figura 8 – a) A câmara de ciência ou Ultra Alto Vácuo (UHV) para o processo 3D-MOT, b) Sistema de Alto Vácuo (HVS) para o processo de 2D-MOT de sódio.	38
Figura 9 – Esquema do forno para aquecimento de átomos de sódio.	39
Figura 10 – Estrutura hiperfina da transição da linha D2 de átomos de sódio.	40
Figura 11 – Diagrama da mesa óptica com os principais elementos ópticos, utilizados para geração dos feixes e frequências.	41
Figura 12 – Configuração do sistema 2D-MOT do Sódio, envolvendo um conjunto de quatro ímãs, os feixes 2D-MOT, o feixe Push e o feixe "Zeeman".	42
Figura 13 – Configuração do MOT com fluorescência amarela de átomos de sódio, com cerca de 4×10^9 átomos.	43
Figura 14 – O sinal de fluorescência Dark Spot MOT.	44
Figura 15 – Diagrama representativo do funcionamento do processo evaporativo por meio de ondas de rádio frequência, RF, para átomos no estado $ m_F = -1\rangle$. Os átomos estão aprisionados numa armadilha magnética harmônica.	46
Figura 16 – Comportamento do campo magnético numa armadilha magnética.	47
Figura 17 – Potencial adiabático devido ao campo magnético quadrupolo, ao plugue óptico e à RF. Essa configuração inclui a implementação de uma barreira óptica que impede a passagem dos átomos através da região de baixo campo magnético, evitando perdas de Majorana.	49
Figura 18 – Tempo de vida dos átomos no MT, utilizando uma faca de 30 MHz e utilizando imagens TOF com $t_{TOF} = 5\text{ms}$	50

Figura 19 – Configuração do potencial óptico para um feixe cruzado de laser com comprimento de onda ($\lambda = 1064\text{nm}$).	51
Figura 20 – Configuração óptica para gerenciar e distribuir o feixe de ODT em um sistema de cruzamento dos feixes.	53
Figura 21 – Rampas de evaporação numa armadilha dipolo óptico cruzado.	54
Figura 22 – Oscilação do centro de massa da nuvem atômica para diferentes valores de tensão, aplicados na ODT.	55
Figura 23 – Frequência f_z da oscilação em função da tensão aplicada nas ODTs (ODT_1 e ODT_2).	56
Figura 24 – Diagrama mostrando o caminho óptico do sistema de imagem sobre os átomos, com duas magnificações diferentes, $M_{Na} = 1,6$ e $M_{MOT} = 0,5$	57
Figura 25 – Processamento de imagens para obter a imagem de absorção normalizada, dos átomos.	58
Figura 26 – Fitting Gaussiano para determinar a temperatura.	60
Figura 27 – Tempo de vida dos átomos no condensado, na armadilha de dipolo óptica.	61
Figura 28 – Condensado de Bose Einstein na frequência $\varpi_1 = 2\pi \times 90 \text{ rad/s}$	62
Figura 29 – Fitting para diferentes valores de espera e tempos de rampeamento.	63
Figura 30 – Comportamento da fração condensada para diferentes tempos de t_{Hold} e t_{Ramp}	64
Figura 31 – Comportamento da temperatura para diferentes tempos t_{Hold} e t_{Ramp}	65
Figura 32 – Comportamento da população de átomos para um tempo de rampeamento mais rápido e um mais lento.	66
Figura 33 – Comportamento da temperatura para tempos de 0,1 ms e de 80 ms, rápido e lento respectivamente.	66
Figura 34 – Comportamento do ζ em escala di-log para diferentes tempos de rampas.	67
Figura 35 – Mudança repentina na população de átomos para diferentes tempos de espera.	69
Figura 36 – Comportamento da fração condensada para diferentes tempos de rampeamento.	70
Figura 37 – Comportamento da temperatura para diferentes tempos de rampeamento.	70
Figura 38 – Estimativa de variação de energia potencial para diferentes tempos de espera <i>in situ</i>	72
Figura 39 – Variação de energia do sistema após um tempo de voo de 20ms.	72
Figura 40 – Comportamento dos átomos. As linhas preta, azul e vermelha mostram o número total de átomos (condensados e térmicos), sem compressão. As linhas dourada, laranja e azul celeste mostram o comportamento do sistema com número total (condensado e átomos térmicos), após a compressão.	73
Figura 41 – Efeito das alterações sobre o condensado e os átomos térmicos.	74

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

BEC	<i>Bose-Einstein condensate</i> (Condensado de Bose-Einstein)
GPE	<i>Gross-Pitaevskii equation</i> (Equação de Gross-Pitaevskii)
TF	Thomas-Fermi
MOT	<i>Magnetic-Optical trap</i> (Armadilha magneto-óptico)
RF	Raio frequência
CCD	<i>Charge-coupled device</i> (Dispositivo de carga acoplada)
OD	<i>Optical density</i> (Densidade óptica)
TOF	<i>Time-of-fly</i> (tempo de voo)
MOPA	<i>Master oscillator power amplifier</i> (Amplificador de potência do oscilador mestre)
2D	<i>Two-dimensional</i> (Bidimensional)
3D	<i>Three-dimensional</i> (Tridimensional)

LISTA DE SÍMBOLOS

Ψ	Função de onda
κ_B	Constante de Boltzmann
m_{Na}	massa atômica do átomo de sódio
N_{bec}	Número de átomos no condensado
N_{th}	Número de átomos nos estados excitados
T_c	Temperatura crítica de condensação
μ	Potencial químico
a_s	comprimento de espalhamento da onda-s
$V_{ext}(r)$	Potencial de captura
ϖ	Média geométrica das frequências de captura 3D
a_{ho}	Comprimento do oscilador
R_i	Raio de Thomas-Fermi
T_D	Temperatura Doppler
$\Gamma_{Majorana}$	Taxa de perda de Majorana
τ	Tempo de vida dos átomos presos
g	Força de interação efetiva

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	21
1.0.1	Estrutura da Dissertação	22
2	OS CONDENSADO DE BOSE-EINSTEIN	23
2.1	Gás de Bose ideal em um potencial externo	24
2.1.1	Gás de Bose Homogêneo	25
2.1.2	Gás de Bose Não-Homogêneo	26
2.2	A equação de Gross-Pitaevskii	28
2.2.1	Aproximação de Thomas-Fermi	29
3	VARIAÇÃO REPENTINA DO POTENCIAL E ESTIMATIVA DE ENERGIA TRANSFERIDA	31
3.1	Estimativa da energia transferida durante a mudança repentina do potencial	31
3.1.1	Densidade da nuvem Térmica	32
3.1.2	Densidade da nuvem Condensada	33
3.1.3	Trabalho máximo realizado devido a mudanças repentinas no potencial	33
4	SISTEMA EXPERIMENTAL	37
4.1	Sistema a vácuo	37
4.2	Sistema de Resfriamento à Laser	39
4.3	Produção do MOT de Sódio	41
4.4	Armadilha Magnética e Plug	44
4.4.1	Transferência para à armadilha magnética	44
4.4.2	Armadilha magnética	46
4.4.3	O potencial da armadilha plug	48
4.5	Armadilha óptica	51
4.5.1	Resfriamento evaporativo no cruzamento de ODT	54
4.5.2	Calibração da Frequência da ODT	55
4.6	Sistema de Imagem	57
4.6.1	Fitting	58
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES	61
5.1	Tempo de vida na ODT	61
5.2	População de átomos e temperatura	62
5.3	Estimativa de energia transferida	71

6	CONCLUSÃO	75
	REFERÊNCIAS	77

1 INTRODUÇÃO

Os Condensados de Bose-Einstein (BEC, do inglês Bose-Einstein Condensates) constituem excelentes sistemas para se investigar diversos fenômenos de natureza quântica (1,2). Esses sistemas possuem estados discretos e temperatura finita (3–5). A distribuição da população de partículas ou da probabilidade de ocupação nos diversos estados, obedecem as leis da estatística quântica (6,7).

O equilíbrio térmico envolve a distribuição e o balanço das partículas da população, determinando uma temperatura média da amostra. No caso do condensado de Bose-Einstein, a temperatura também está relacionada com o parâmetro de ordem, macroscopicamente representado pela fração de partículas e que ocupa o estado fundamental do sistema:

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^\eta, \quad (1.1)$$

com o expoente η dependendo do tipo de confinamento (8). Assim, a temperatura está associada à evolução do parâmetro de ordem e também relacionada com a distribuição das partículas nos estados excitados, fazendo com que o sistema convirja para uma distribuição de população próxima à uma gaussiana na temperatura. A fração condensada e fração não condensada estão conectadas pela temperatura.

Em relação ao comportamento do sistema em equilíbrio, há um bom entendimento à respeito. Porém há muitas questões em aberto quando alterações são realizadas no sistema, em termos de confinamento. Quando alterações são realizadas, o sistema é forçado a se adaptar e restabelecer o equilíbrio. Esse, por sua vez, se refere a temperatura e população distribuída nos estados.

Para compreender um pouco mais essas alterações no sistema, considere uma mudança no potencial através da alteração da frequência da armadilha. O potencial que inicialmente caracterizado por $\varpi_1(t)$ (onde ϖ é a média geométrica das frequências do sistema 3D), é alterado para $\varpi_2(t)$, num intervalo de tempo Δt e o condensado está a uma temperatura T_1 . Trabalhos semelhantes podem ser vistos nas referências (9–11). A rapidez com que o potencial é alterado determina a dinâmica da modificação, indo de um sistema adiabático para um não-adiabático. Pela mudança do potencial a temperatura crítica se altera e o sistema deve responder as novas condições. Quando se altera o potencial, o sistema começa uma redistribuição e promove um fluxo de partículas e energia, esvaziando o condensado e populando a nuvem térmica. Esta redistribuição quântica do sistema vai depender da velocidade com que o sistema mudou e também da mudança da amplitude.

O potencial muda por ação externa sofrendo compressão. O trabalho externo

realizado deverá ser convertido em redistribuição quântica e que após um longo tempo o sistema atinge uma nova situação, com uma nova temperatura e com uma nova população do condensado.

O trabalho realizado sobre o sistema não gera uma eficiência de 100% devido a fatores externos. Também, nesse sistema está sendo considerado um número de partículas constante e se avalia a redistribuição das mesmas nos vários estados. Se avalia a alteração da temperatura em função da rapidez com que se realiza a mudança no potencial. Em relação aos valores de ϖ_1 e ϖ_2 , a variação de um para outro é realizada conforme condições pré-estabelecidas.

Alterações em hamiltonianos são comuns em sistemas quânticos e em especial com mudança no potencial. Estudos envolvendo átomos frios aprisionados ainda não são comum e muito pode ser estudado.

A redistribuição quântica para os átomos do condensado permite uma janela de oportunidades de estudos para sistemas fora de equilíbrio e com evolução para o estado final. A investigação de tal dinâmica permite diversas aplicações quando se faz alterações nas condições da armadilha.

1.0.1 Estrutura da Dissertação

O trabalho é composto por vários capítulos: No capítulo (2), foi realizado uma revisão teórica referente ao BEC, sujeito há um potencial externo. Descreve-se um gás de bósons não-interagente, confinado em potencial tipo caixa e depois o mesmo gás confinado em potencial harmônico.

No capítulo (3), realiza-se uma revisão teórica referente a variação repentina do potencial e a estimativa de energia transferida pelo sistema. Primeiro é descrito a energia do sistema sem interação e depois com interação.

No capítulo (4), apresenta-se em detalhes a produção experimental de um condensado de Bose-Einstein, utilizando átomos de sódio ^{23}Na . Nesse processo se utiliza armadilhas magnéticas-ópticas. O processo se inicia com um ambiente ideal para obtenção de átomos em câmaras de vácuo e depois diversos processos são realizados. Na última etapa, se utiliza o processo de resfriamento evaporativo permitindo chegar ao sistema de interesse, que é o condensado. No processo final, a densidade no espaço de fase aumenta bastante até atingir um valor que indica a condensação.

No capítulo (5), é discutido os resultados, devido variação da intensidade do laser para diferentes tempos de espera e de rampeamento, com frequências ϖ_1 e ϖ_2 fixas.

Por fim, no capítulo (6), se apresenta a conclusão do trabalho realizado.

2 OS CONDENSADO DE BOSE-EINSTEIN

Desde as primeiras demonstrações experimentais da condensação de Bose-Einstein (BEC) em 1995, com átomos alcalinos diluídos (5, 12–14), esses sistemas se tornaram uma base fundamental de estudo e pesquisa para a física atômica além de outras áreas interdisciplinares: física da matéria condensada, óptica quântica (15), eletrodinâmica quântica de cavidades e informação quântica (16, 17). Os condensados têm possibilitado avanços significativos em diversas áreas, como as de redes ópticas (18), cavidades e dispositivos quânticos.

A condensação de Bose-Einstein ocorre quando partículas bosônicas ocupam coletivamente o estado de menor energia, gerando uma função de onda macroscópica (19, 20). Isso confere aos condensados propriedades quânticas macroscópicas e os torna sistemas de grande interesse devido ao seu comportamento expresso pelas leis da mecânica quântica (21, 22).

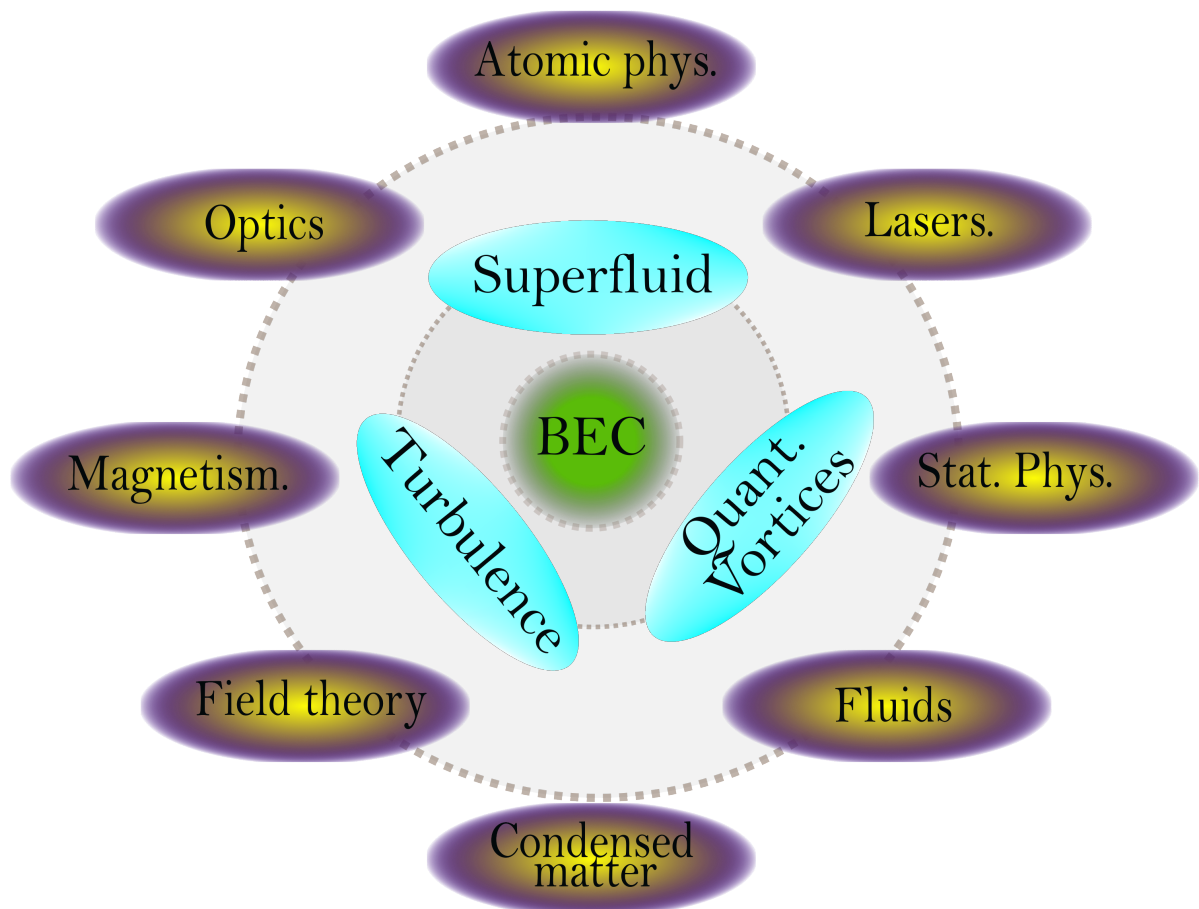


Figura 1 – Áreas de estudos dos condensados, BEC.

Fonte: Elaborada pelo autor

No Instituto de Física de São Carlos - USP e pelo centro de pesquisa de óptica e fotônica (CEPOF) coordenado pelo Professor Vanderlei S. Bagnato, tem-se produzido e trabalhado com sistemas de átomos frios, os BECs, com átomos de Rubídio ^{87}Rb e sódio ^{23}Na . O centro tem realizado uma série de estudos, principalmente com vórtices, superfluidos e turbulência figura 1. A possibilidade de produzir gases ultrafrios com diferentes espécies atômicas permite um cenário mais rico para se estudar vórtices e turbulência quântica. Atualmente, um dos principais interesses do grupo de pesquisa é investigar a dinâmica de extinção quântica e mudanças repentinas no potencial de armadilhamento, variando a intensidade da luz.

2.1 Gás de Bose ideal em um potencial externo

Considere um sistema composto por um gás de N bósons não interagentes, onde cada bóson possui uma massa m e estão sujeitos a um potencial externo $V_{\text{ext}}(r)$ confinante. A distribuição das partículas nos diferentes níveis de energia ϵ é regida pela distribuição de Bose-Einstein, equação (2.1). Levando em consideração a natureza estatística dessas partículas, elas podem ocupar o mesmo estado quântico simultaneamente:

$$\eta_{\epsilon} = \frac{1}{e^{\left(\frac{\epsilon-\mu}{\kappa_B T}\right)} - 1}. \quad (2.1)$$

Na equação acima μ é o potencial químico, κ_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura do gás.

O número total de átomos do gás, equação (2.2), é obtido pela soma de todas as partículas distribuídas nos diferentes níveis energéticos, estatisticamente acessíveis e que são regidos pela equação (2.1):

$$N = \sum_{\epsilon} \eta_{\epsilon}. \quad (2.2)$$

No limite termodinâmico quando o espaçamento entre os níveis de energia potencial é muito menor do que a energia típica do sistema, ou seja, $(\epsilon_{i+1} - \epsilon_i \ll \kappa_B T)$, os espaçamentos entre os níveis de energia tornam-se infinitesimais. Nesse caso, o sistema pode ser descrito por uma distribuição contínua de estados. Introdz-se então uma densidade de estados $\rho(\epsilon)$ na equação (2.2) gerando uma integral dada pela equação (2.3):

$$N = N_0 + \int_0^{\infty} \eta_{\epsilon} \rho(\epsilon) d\epsilon, \quad (2.3)$$

onde o termo N_0 é colocado à parte e se refere à população do estado fundamental ($\epsilon = 0$). Isso se deve ao limite da densidade de estados: $\rho(\epsilon) \rightarrow 0$ quando $\epsilon \rightarrow 0$. A população no estado fundamental é em geral muito pequena, exceto no caso especial da condensação de

Bose-Einstein onde ela se torna macroscópica. Portanto, estudar o termo N_0 separadamente se torna viável.

Para bósons, o potencial químico μ é negativo, aumentando monotonicamente à medida que a temperatura T diminui. Ele se torna nulo quando $\mu = 0$ e para qualquer valor de temperatura no qual $T \leq T_C$. T_C é a temperatura crítica do sistema. Quando $\mu = 0$, a integral da equação (2.3) atinge seu valor máximo, saturando o número de ocupação dos estados excitados. Isso significa que para $T \leq T_C$, qualquer partícula adicionada ao sistema se acumulará no estado fundamental, aumentando N_0 . Essa mudança no comportamento do sistema é caracterizada por uma transição de fase conhecida como condensação de Bose-Einstein. Nessa transição, a fração de átomos no estado fundamental pode ser utilizada como um parâmetro de ordem:

$$\frac{N_0}{N} = \begin{cases} 0 & : T > T_C \\ 1 - \frac{1}{N} \int_0^\infty \eta_\epsilon \rho(\epsilon) d\epsilon & : T \leq T_C \end{cases} \quad (2.4)$$

Generalizando a densidade de estados para um gás confinado a um potencial externo, se restringe o espaço de energia disponível para o gás e assumindo a aproximação semiclássica, ela pode ser escrita como:

$$\rho(\epsilon) = \frac{2\pi(2m)^{3/2}}{\hbar^3} \int \sqrt{\epsilon - V_{ext}(r)} d^3r. \quad (2.5)$$

Para que a densidade de estados na equação (2.5) possa ser avaliada é necessário considerar a dependência espacial do potencial que confina os bósons. Na seção que se segue será explicado como a armadilha do tipo caixa e a armadilha do tipo harmônica anisotrópica são utilizadas.

2.1.1 Gás de Bose Homogêneo

O gás de Bose ideal em uma armadilha do tipo caixa é um sistema físico composto por bósons confinados em uma região delimitada por paredes retangulares. A densidade de estados desse sistema descreve a distribuição dos níveis de energia permitidos para os bósons na armadilha. Essa densidade de estados é calculada considerando as condições de contorno das paredes da caixa. A partir dela, também é possível obter informações importantes sobre as propriedades termodinâmicas do sistema, tais como a função de partição, a energia média e a capacidade térmica.

O gás de bósons não interagente, com massa m cada átomo e sendo confinado em uma caixa potencial de volume $V = L_1 \times L_2 \times L_3$, terá uma densidade de estados como segue, considerando a equação (2.5):

$$\rho(\epsilon) = \frac{2\pi(2m)^{3/2}}{\hbar^3} V \sqrt{\epsilon}. \quad (2.6)$$

Aplicando este resultado na equação (2.3), tomando $N_0 = 0$ e considerando $T = T_C$, onde $\mu \rightarrow 0$, obtem-se a condição para a transição de fase do sistema:

$$N = \int_0^\infty \eta_\epsilon \rho(\epsilon) d\epsilon = \frac{(2\pi m \kappa_B T)^{3/2} V}{h^3} g_{3/2}(z). \quad (2.7)$$

Adicionando mais partículas a temperatura constante ao sistema, a função $g_{3/2}(z)$ também aumenta. Há um ponto em que esta função satura em $z = 1$. Neste ponto ocorre a condensação de Bose-Einstein. A expressão desse indicativo segue por:

$$\left(\frac{N}{V}\right) \left(\frac{h}{\sqrt{2\pi m \kappa_B T}}\right)^3 = g_{3/2}(1). \quad (2.8)$$

Ou

$$n\lambda^3 = g_{3/2}(1) = 2,612. \quad (2.9)$$

onde $n\lambda^3$ representa a densidade do espaço de fase dos átomos e $n = N/V$ é a densidade dos mesmos. Esta quantidade representa a marca universal da transição para a condensação de Bose-Einstein (13). Se o valor de $n\lambda^3$ for maior que 2,612 indica a presença de BEC. Utilizando as equações (2.6) e (2.4), pode ser obtido a fração condensada em função da temperatura. Essa fração é indicada por N_0/N e representa a proporção de átomos que estão no estado fundamental de condensação, em relação ao número total de átomos:

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_C}\right)^{3/2}. \quad (2.10)$$

2.1.2 Gás de Bose Não-Homogêneo

O gás se refere à um sistema bosônico não-interagente confinado em um potencial harmônico anisotrópico. Esse tipo de sistema é frequentemente utilizado como um modelo simplificado para descrever fenômenos físicos nos condensados de Bose-Einstein. A natureza não-interagente do gás permite uma análise teórica mais simples, onde é possível aplicar métodos analíticos e obter resultados precisos. O potencial harmônico fornece uma estrutura de energia bem definida, resultando em comportamentos característicos, como níveis de energia quantizados e estados de energia expresso pela equação:

$$V_{trap}(r) = \sum_i^3 \frac{1}{2} m \omega_i^2 x_i^2 \quad i = x, y, z. \quad (2.11)$$

Para estudar o novo sistema é preciso encontrar uma forma mais geral para a densidade de estados $\rho(\epsilon)$. Dessa forma a equação (2.12) sofre a mudança: $\epsilon \rightarrow \epsilon - V_{trap}(r)$.

$$\rho(\epsilon) = \frac{2\pi(2m)^{3/2}}{\hbar^3} \int \sqrt{\epsilon} dV. \quad (2.12)$$

Substituindo a equação (2.11) em (2.12) tem-se:

$$\rho(\epsilon) = \frac{1}{2} \frac{\epsilon^2}{\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z}. \quad (2.13)$$

De forma análoga, podemos determinar a temperatura crítica dada por

$$T_c = 0.941 \frac{\hbar \varpi}{\kappa_B} N^{1/3}, \quad (2.14)$$

onde $\varpi = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$.

A fração condensada em função da temperatura é dada pela equação:

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3. \quad (2.15)$$

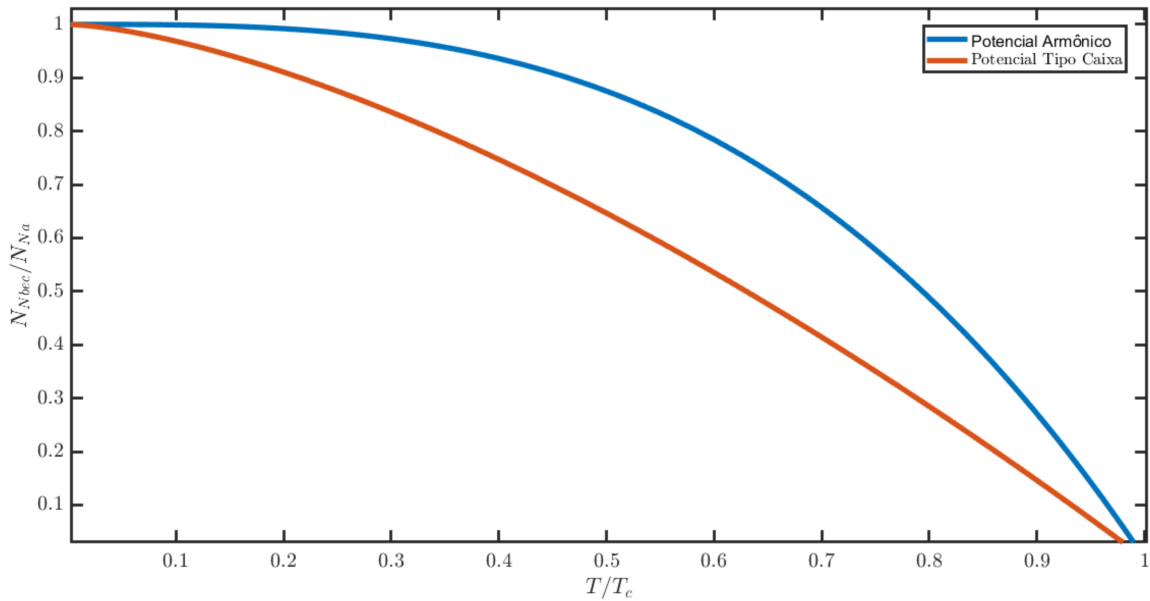


Figura 2 – Frações condensadas de átomos em função de T/T_c para armadilhas do tipo: caixa e harmônica.

Fonte: Elaborada pelo autor

Observando a figura 2, pode ser concluído que as partículas na armadilha harmônica ocupam o estado fundamental mais rapidamente, conforme a diminuição da temperatura. Em contraste, um gás confinado em caixa tem a população de partículas no estado fundamental aumentando de maneira mais gradual, à medida que a temperatura diminui. Isso indica uma transição mais suave para a condensação de Bose-Einstein.

Em termos da densidade de estados, pode-se calcular facilmente todas as funções termodinâmicas relevantes. Por exemplo, o valor do potencial químico do gás aprisionado no oscilador tridimensional é fixado pela relação ($z = e^{\beta\mu}$), acima de T_c . Abaixo da T_c o valor de z toma o valor de 1. A energia total do sistema pode ser definida pela seguinte equação (2.16) para um condensado puro:

$$E(T) = \int_0^\infty \epsilon \eta_\epsilon(T) \rho(\epsilon) d\epsilon, \quad (2.16)$$

onde $\eta_\epsilon(T)$ é a distribuição de Bose-Einstein dada pela equação (2.1)

Com as equações (2.13), (2.1) e (2.16) se obtém:

$$E(T) = \int_0^\infty \epsilon \left(\frac{1}{e^{\epsilon/\kappa T} - 1} \right) \left(\frac{\epsilon^2}{2\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z} \right) d\epsilon. \quad (2.17)$$

Reordenando a equação (2.17), tem-se:

$$E(T) = \frac{1}{2\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z} \int_0^\infty \left(\frac{\epsilon^3}{e^{\epsilon/\kappa T} - 1} \right) d\epsilon. \quad (2.18)$$

Para resolver a integral da equação (2.18), utiliza-se a seguinte identidade:

$$\int_0^\infty \left(\frac{x^n}{e^x \pm 1} \right) dx = \begin{cases} \Gamma(n+1)\zeta(n+1) & : + \\ \left(1 - \frac{1}{2^n}\right)\Gamma(n+1)\zeta(n+1) & : - \end{cases} \quad (2.19)$$

Ao substituir a equação (2.19) na equação (2.18) é obtida energia total do sistema, sem interação, e ela depende apenas da temperatura do sistema.

$$E(T) = \frac{\Gamma(4)\zeta(4)}{2(\hbar\varpi)^3} (\kappa T)^4, \quad (2.20)$$

onde os valores das constantes são $\Gamma(4) = 6$, $\zeta(4) = 1,082$.

2.2 A equação de Gross-Pitaevskii

A equação de Gross-Pitaevskii (GP) é indicada pela equação de Schrodinger com um termo adicional não-linear. É uma equação de campo médio aplicada a um sistema de N bósons representando um condensado. Ela foi formulada simultaneamente e de forma independente pelos contemporâneos: Eugene Gross e Lev Pitaevskii (23, 24).

A equação de GP desempenha um papel fundamental no estudo de sistemas bosônicos interagentes, fornecendo uma descrição eficaz dos fenômenos envolvendo a condensação de Bose-Einstein, bem como fenômenos coletivos e propriedades macroscópicas. Considerando que $\Psi(r, t)$ é a função de onda do sistema, a equação será representada por:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(r, t)}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{ext}(r, t) + g |\Psi(r, t)|^2 \right) \Psi(r, t). \quad (2.21)$$

No caso estacionário a função de onda toma a forma equivalente: $\Psi(r, t) = \phi(r)e^{-\frac{\mu}{\hbar}t}$. Dessa forma, a equação que representa o sistema segue como:

$$\mu \phi(r) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{ext} + g |\phi(r)|^2 \right) \phi(r), \quad (2.22)$$

onde o termo g é a interação efetiva entre os átomos, dada por:

$$g = \frac{4\pi\hbar^2}{m} a_s, \quad (2.23)$$

na qual a_s é o comprimento de espalhamento. Observando a equação (2.22) o potencial químico μ é definido como energia necessária para remover ou adicionar partículas ao sistema e pode ser definido como:

$$\mu = \frac{1}{N} (E_{kin} + E_{pot} + 2E_{int}). \quad (2.24)$$

Considerando a forma geral $\mu = \partial E / \partial N$, a equação (2.22) pode ser integrada e reescrita como:

$$E = \int \left[\frac{\hbar^2}{2m} |\nabla^2 \psi(r)|^2 + V_{trap}(r) |\psi(r)|^2 + \frac{g}{2} |\psi(r)|^4 \right] d^3r = E_{kin} + E_{pot} + E_{int}. \quad (2.25)$$

O número total de átomos pode ser obtido pela normalização da função de onda:

$$N = \int |\psi(r)|^2 d^3r. \quad (2.26)$$

2.2.1 Aproximação de Thomas-Fermi

A aproximação de Thomas-Fermi é uma técnica amplamente utilizada na física quântica para simplificar o cálculo da função de onda de um condensado atômico e aprisionado. Essa aproximação é especialmente útil quando o número de átomos é grande ($Na/a_{ho} \gg 0$) e $a_{ho} = \sqrt{\hbar/m\varpi}$ representa o comprimento do oscilador.

Nesta aproximação, o termo de energia cinética na equação de GP é considerado insignificante, comparado às demais energias do sistema. Isto permite simplificar a equação e obter uma forma mais fácil de ser trabalhada, para a função de onda. Assim, a aproximação de Thomas-Fermi permite estudar as propriedades do condensado sem a necessidade de resolver a equação com rigor, tornando os cálculos mais acessíveis.

É importante ressaltar que a aproximação de Thomas-Fermi é uma aproximação válida apenas em certas condições específicas. Negligenciando a contribuição da energia cinética e reescrevendo a equação de GP independente do tempo, tem-se:

$$\left[V_{trap}(r) + g |\phi(r)|^2 \right] \psi(r) = \mu \phi(r), \quad (2.27)$$

de modo que a densidade do condensado possa ser facilmente calculada por:

$$n(r) = \begin{cases} \frac{\mu - V_{trap}(r)}{g} & : n(r) \geq 0 \\ 0 & \end{cases} \quad (2.28)$$

No caso que seja utilizado um potencial de aprisionamento harmônico e tridimensional, com frequências $(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$, o perfil de densidade atômica terá o formato de uma parábola invertida, cujas extensões são determinado por:

$$R_i^2 = \frac{2\mu}{m\omega_i^2}, \quad i = x, y, z, \quad (2.29)$$

que são os raios de Thomas Fermi (TF) e são as extensões da distribuição de densidade da nuvem condensada. A condição de normalização da Equação (2.26) estabelece uma relação entre o potencial químico e o número de átomos aprisionados N . Essa relação pode ser expressa na equação (2.30).

Os raios TF são a extensão da distribuição de densidade das nuvens condensadas. A condição de normalização da Equação (2.26) estabelece uma relação entre o potencial químico e o número de átomos aprisionados N . Esta relação pode ser expressa pela equação:

$$\mu = \frac{15^{2/5}}{2} \left(\frac{Na_s}{a_{ho}} \right)^{2/5} \hbar \varpi. \quad (2.30)$$

Substituindo a equação (2.30) na equação (2.29) é possível obter uma expressão para os raios de Thomas-Fermi:

$$R_i^2 = (15Na_s)^{1/5} a_{ho}^{4/5} \frac{\varpi}{\omega_i}. \quad (2.31)$$

3 VARIAÇÃO REPENTINA DO POTENCIAL E ESTIMATIVA DE ENERGIA TRANSFERIDA

A intensidade da luz pode ser usada para modificar o potencial do condensado de Bose-Einstein, em um sistema óptico. Essa modificação pode ser feita por meio de uma técnica conhecida como “potencial óptico”, onde um intenso feixe de luz é focado em uma região específica do espaço, criando uma região de alta intensidade e que pode ser usada para capturar átomos do condensado. Variando a intensidade do feixe de luz é possível modificar a forma e a profundidade do potencial óptico, alterando assim o potencial do condensado, como pode ser visto na figura (3). Esta técnica pode ser utilizada para criar mudanças abruptas no potencial do condensado causando diversos efeitos como oscilações coletivas, expansão ou contração do condensado, entre outros.



Figura 3 – Variação repentina do potencial.

Fonte: Elaborada pelo autor

Além disso, variando a intensidade do feixe de luz, é possível controlar a taxa de resfriamento do condensado que pode afetar a temperatura e a densidade do sistema. Isto pode ser utilizado para investigar as propriedades térmicas e quânticas do condensado e além de explorar sua dinâmica (25, 26).

3.1 Estimativa da energia transferida durante a mudança repentina do potencial

Em sistemas de gás com interação é importante compreender as propriedades das densidades do condensado e da nuvem térmica para determinar o trabalho que surge quando a intensidade da luz muda o potencial. Para avaliar o trabalho é necessário levar em consideração essas propriedades e suas alterações em resposta a mudança na intensidade da luz. Uma compreensão melhor do que foi descrito por último pode ser embasada em física estatística e a mecânica quântica. Com essas informações é possível quantificar o trabalho resultante, além de utilizar modelos que determinam propriedades das nuvens de átomos, em diferentes temperaturas: como em alta temperatura ($T \geq T_c$), baixa temperatura (região condensada) e um regime intermediário de temperatura.

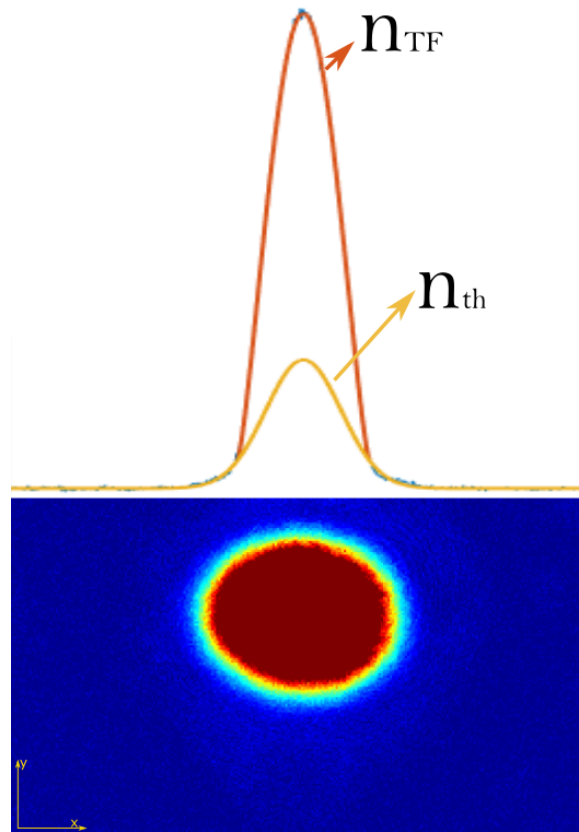


Figura 4 – Perfis das densidades de um gás condensado n_{TF} e de um gás térmico n_{th} , ao longo da direção X.

Fonte: Elaborada pelo autor

3.1.1 Densidade da nuvem Térmica

O estudo do potencial harmônico, composto no espaço 3D e que confina nuvem de átomos, é importante em estudos de física atômica e quântica. A simetria do potencial permite uma análise mais precisa do comportamento dos átomos na nuvem. Isso permite uma compreensão melhor de fenômenos como a condensação de Bose-Einstein e a interação de partículas que o compõe. O potencial harmônico, equação (2.11), é utilizado em diversos experimentos para aprisionar átomos frios e proporciona a geração de um sistema controlável, para investigar propriedades e dinâmica da nuvem de átomos.

Um gás de Bose ideal em equilíbrio térmico pode ser descrito tanto no ensemble canônico, com N constante, quanto no grand-canônico, levando em consideração os níveis de energia discretos. No entanto, para temperaturas elevadas onde a energia térmica é muito maior do que o espaçamento entre os níveis de energia ($k_B T \gg \hbar\omega_{x,y,z}$), a distribuição Bose-Einstein converge para a distribuição de Maxwell-Boltzmann. Nesse regime, a distribuição da densidade assume um perfil gaussiano. O perfil de densidade gaussiano tridimensional é descrito pela equação (3.1) e que representa a distribuição das partículas do gás de Bose.

$$n_{th}(r) = \frac{N_{th}(0)}{(2\pi^3)^{1/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp \left[-0.5 \left(\left(\frac{x}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_y} \right)^2 + \left(\frac{z}{\sigma_z} \right)^2 \right) \right], \quad (3.1)$$

onde σ_i é a largura do fitting gaussiano, medida da extensão espacial da nuvem de átomos. Essa largura é determinada pela equação (3.2). Quanto maior a largura do fitting gaussiano, maior será também a extensão espacial da nuvem condensada, indicando uma distribuição mais espalhada dos átomos. Também, além do fitting gaussiano caracterizar o tamanho da nuvem condensada caracteriza a forma dela.

$$\sigma_i = \left(\frac{k_b T}{m \omega_i} \right) \quad i = x, y, z. \quad (3.2)$$

3.1.2 Densidade da nuvem Condensada

A distribuição da densidade de um BEC de temperatura zero tem sido extensivamente estudada e discutida teoricamente. Nesse sistema, o estado fundamental de muitos corpos é caracterizado por um único parâmetro de ordem (chamado de função de onda) e representado por $\psi(r)$. A dinâmica desse estado e suas propriedades são descritas pela equação de Gross-Pitaevskii (uma equação não linear) e descreve o comportamento coletivo dos átomos do condensado.

A densidade da parte condensada, dada pela equação (2.28) pode ser escrita como:

$$n_{TF}(r) = \frac{15N_{TF}(0)}{8\pi R_x R_y R_z} \left[1 - \left(\frac{x}{R_x} \right)^2 - \left(\frac{y}{R_y} \right)^2 - \left(\frac{z}{R_z} \right)^2 \right], \quad (3.3)$$

onde os Raios de Thomas-Fermi R_i são obtidos pela equação (2.31).

3.1.3 Trabalho máximo realizado devido a mudanças repentinas no potencial

No regime *in-situ* do condensado atômico a energia predominante é a energia potencial e a energia de interação. A aproximação de Thomas-Fermi é utilizada para calcular essas energias, sendo especialmente útil em sistemas com um grande número de átomos. Nessa aproximação, a energia cinética é negligenciada em comparação com as outras energias do sistema. Isso simplifica a equação de Gross-Pitaevskii, permitindo obter expressões analíticas para a energia potencial e a energia de interação. A energia potencial é determinada pelo formato do potencial de aprisionamento dada pela equação (2.11), enquanto que a energia de interação é influenciada pelas interações repulsivas entre os átomos do condensado. Essas energias desempenham um papel fundamental na estabilidade e nas propriedades do condensado atômico.

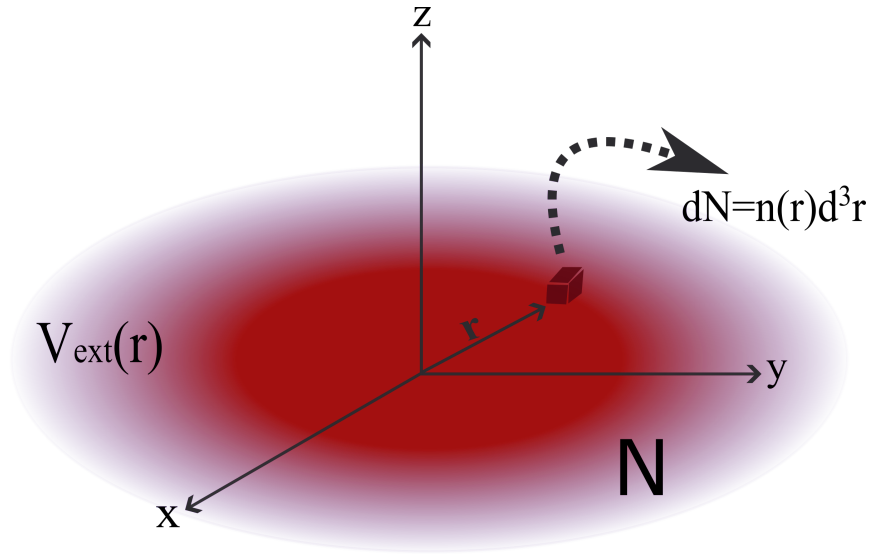


Figura 5 – Densidade da nuvem tridimensional confinada por um potencial harmônico.

Fonte: Elaborada pelo autor

Quando a energia cinética é negligenciada e a população de átomos N é mantida constante, a única energia que se torna variável de estudo é a energia potencial:

$$dU = V_{trap}(r)dN. \quad (3.4)$$

Observando a figura (5), podemos reescrever a equação (3.4) na forma integral:

$$U = \int_{Sistema} V_{trap}(r)n(r)dr^3. \quad (3.5)$$

O trabalho realizado devido a mudanças repentinas no potencial, em um sistema de condensado atômico, pode ser visualizado na figura (6).

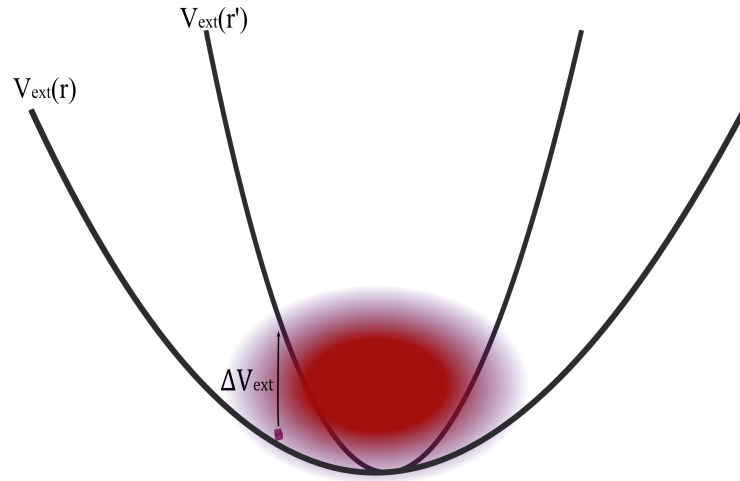


Figura 6 – Esquema mostrando a mudança repentina do potencial, de aprisionamento da nuvem

Fonte: Elaborada pelo autor

O potencial de aprisionamento para um sistema isotrópico e ilustrado pela figura (6), é dado por:

$$V(r) = \begin{cases} V_{ext}(r) = \frac{mNa}{2} [(\omega_x x)^2 + (\omega_y y)^2 + (\omega_z z)^2] & : \text{sem compressão} \\ V_{ext}(r') = \frac{mNa}{2} [(\omega_x^* x)^2 + (\omega_y^* y)^2 + (\omega_z^* z)^2] & : \text{com compressão} \end{cases} \quad (3.6)$$

A variação da energia potencial devido mudanças repentinas pode ser expressa por:

$$\Delta U = \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty (V'(x, y, z) - V(x, y, z)) n(x, y, z) dx dy dz, \quad (3.7)$$

onde: $n(x, y, z) = n_{TF}(x, y, z) + n_{th}(x, y, z)$.

Dessa forma, a equação (3.7) pode ser expressa por:

$$\Delta U = \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \Delta V n_0(x, y, z) dx dy dz + \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \Delta V n_{th}(x, y, z) dx dy dz, \quad (3.8)$$

$$\Delta U = \Delta U_{TF} + \Delta U_{th}. \quad (3.9)$$

A energia potencial da nuvem térmica é escrita por:

$$\Delta U_{th} = \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \Delta V n_{th}(x, y, z) dx dy dz. \quad (3.10)$$

Substituindo a equação (3.1) em (3.10), tem-se:

$$\Delta U_{th} = \frac{N_{th}}{(2\pi^3)^{1/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \Delta V * \exp \left[-0.5 \left(\left(\frac{x}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_y} \right)^2 + \left(\frac{z}{\sigma_z} \right)^2 \right) \right] dx dy dz. \quad (3.11)$$

De forma análoga, a energia potencial da nuvem condensada pode ser determinada pela seguinte equação:

$$\Delta U_{bec} = \frac{15 N_{TF}}{8 \pi R_x R_y R_z} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \Delta V \left[1 - \left(\frac{x}{R_x} \right)^2 - \left(\frac{y}{R_y} \right)^2 - \left(\frac{z}{R_z} \right)^2 \right] dx dy dz. \quad (3.12)$$

Pela integral da equação (3.12) pode ser observado que ela diverge, se for integrada em todo o espaço. Para evitar isso é necessário introduzir uma função unitária que restrinje o espaço de integração:

$$\vartheta(x, y, z) = \vartheta \left(1 - \left(\frac{x}{R_x} \right)^2 - \left(\frac{y}{R_y} \right)^2 - \left(\frac{z}{R_z} \right)^2 \right). \quad (3.13)$$

Sendo a equação (3.12) complementada pela equação (3.13), tem-se:

$$\Delta U_{bec} = \frac{15 N_{bec}}{8 \pi R_x R_y R_z} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \Delta V \left[1 - \left(\frac{x}{R_x} \right)^2 - \left(\frac{y}{R_y} \right)^2 - \left(\frac{z}{R_z} \right)^2 \right] \vartheta(x, y, z) dx dy dz. \quad (3.14)$$

Finalmente, a variação da energia potencial pode ser expressa por:

$$\Delta U = \frac{N_{th}}{(2\pi^3)^{1/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \Delta V * \exp \left[-0.5 \left(\left(\frac{x}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{y}{\sigma_y} \right)^2 + \left(\frac{z}{\sigma_z} \right)^2 \right) \right] dx dy dz + \frac{15 N_{TF}}{8 \pi R_x R_y R_z} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \Delta V \left[1 - \left(\frac{x}{R_x} \right)^2 - \left(\frac{y}{R_y} \right)^2 - \left(\frac{z}{R_z} \right)^2 \right] \vartheta(x, y, z) dx dy dz. \quad (3.15)$$

4 SISTEMA EXPERIMENTAL

Neste capítulo, será descrito de forma resumida o experimento envolvendo ^{23}Na , com a finalidade de obter um estudo sobre mudanças repentinas no potencial, em sistemas fechados. O laboratório é composto por duas mesas, sendo uma delas com um sistema de vácuo e outra com sistema óptico. Uma descrição mais detalhada do experimento pode ser encontrada nas referências (27–29).

4.1 Sistema a vácuo

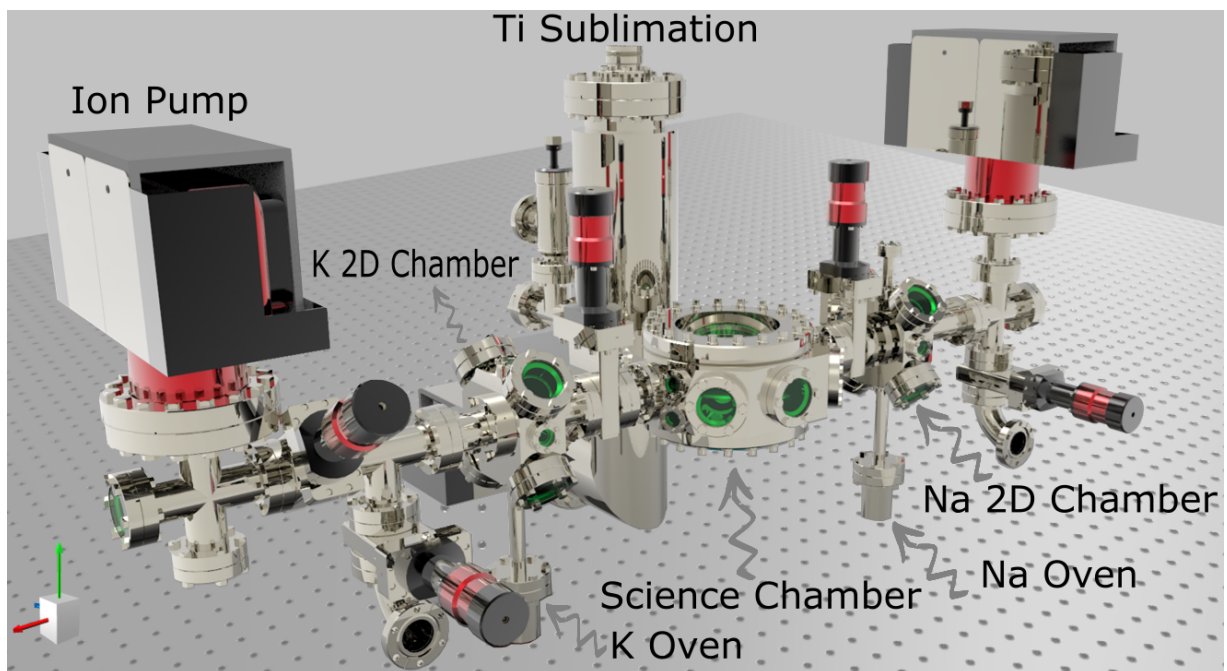


Figura 7 – Esboço do sistema de vácuo para produzir o condensado de Bose Einstein de Sódio.

Fonte: Adaptada de GUTIERREZ (27).

A figura 7 representa a mesa óptica do sistema a vácuo, onde ocorre todas as técnicas de resfriamento e captura dos átomos como: o melço óptico, MOT-2D, MOT-3D, armadilha óptica de dipolo (ODT), armadilha magnética (MT) e a condensação de Bose-Einstein (BEC). Também, nesse mesmo aparato experimental é possível realizar outros estudos.

Para realização do experimento, é necessário criar um ambiente completamente isento de impurezas. Isso pode ser alcançado por meio de câmaras de vácuo que mantêm pressões extremamente baixas, milhões de vezes inferiores à pressão atmosférica. No experimento, são utilizadas três câmaras de vácuo feitas de aço inoxidável 316L³. Duas

dessas câmaras são conhecidas como "Sistema de Alto Vácuo"(HVS) e operam em uma faixa de pressão de aproximadamente $P \sim 10^{-10} - 10^{-9}$ Torr. Essas câmaras são responsáveis por capturar os átomos de potássio e sódio. A terceira câmara, chamada de câmara de ciência, funciona em um nível de pressão ainda mais baixo, em torno de $P \sim 10^{-12} - 10^{-11}$ Torr, denominada "Ultra-high Vacuum"(UHV). Cada espécie atômica é direcionada para uma das câmaras 2D-MOT do "Sistema de Alto Vácuo"de maneira independente como pode ser observado pela figura 8.

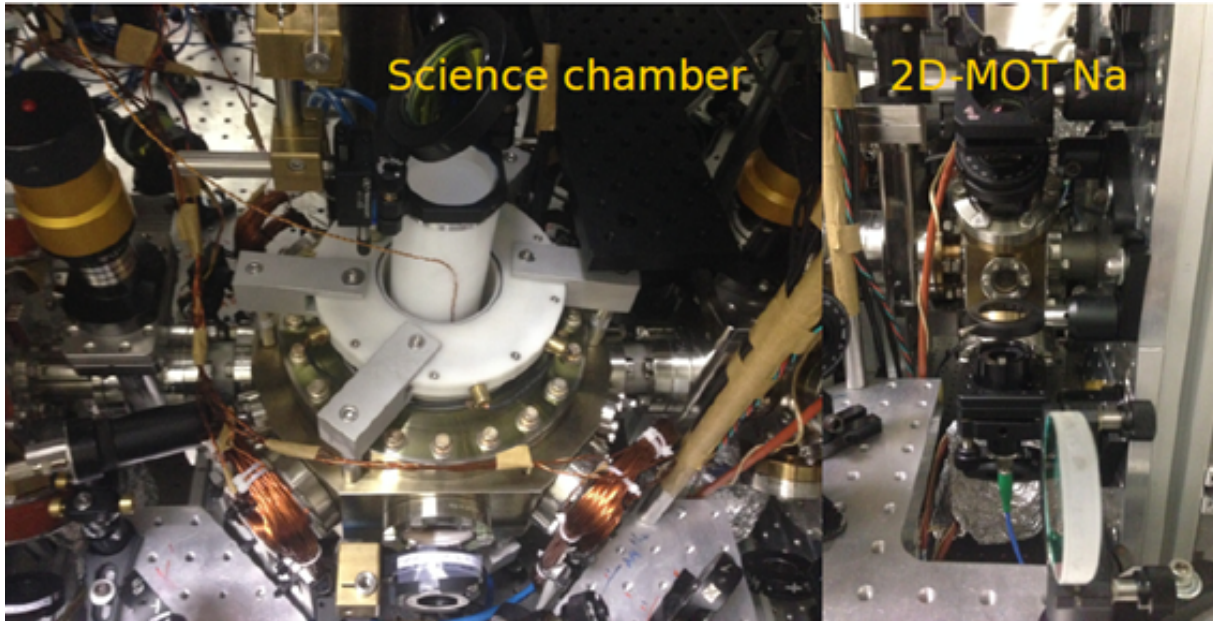


Figura 8 – a) A câmara de ciência ou Ultra Alto Vácuo (UHV) para o processo 3D-MOT, b) Sistema de Alto Vácuo (HVS) para o processo de 2D-MOT de sódio.

Fonte: Adaptada de CASTILHO (29).

Abaixo das câmeras 2D há um fluxo atômico de cada espécie no experimento, tanto para o potássio quanto para o sódio. No caso de sódio a amostra é aquecida em uma ampola com 5 gramas do produto à $205^{\circ}C$, com um resistor cerâmico do tipo (Heatcon OP24764). O vapor de sódio gerado é levado para uma câmara através de um tubo do forno chamado de pescoço. Este tubo também é aquecido à $150^{\circ}C$ para evitar que o sódio se acumule nas paredes do mesmo, figura 9. Com isso, se produz um feixe atômico para ser resfriado por lasers.

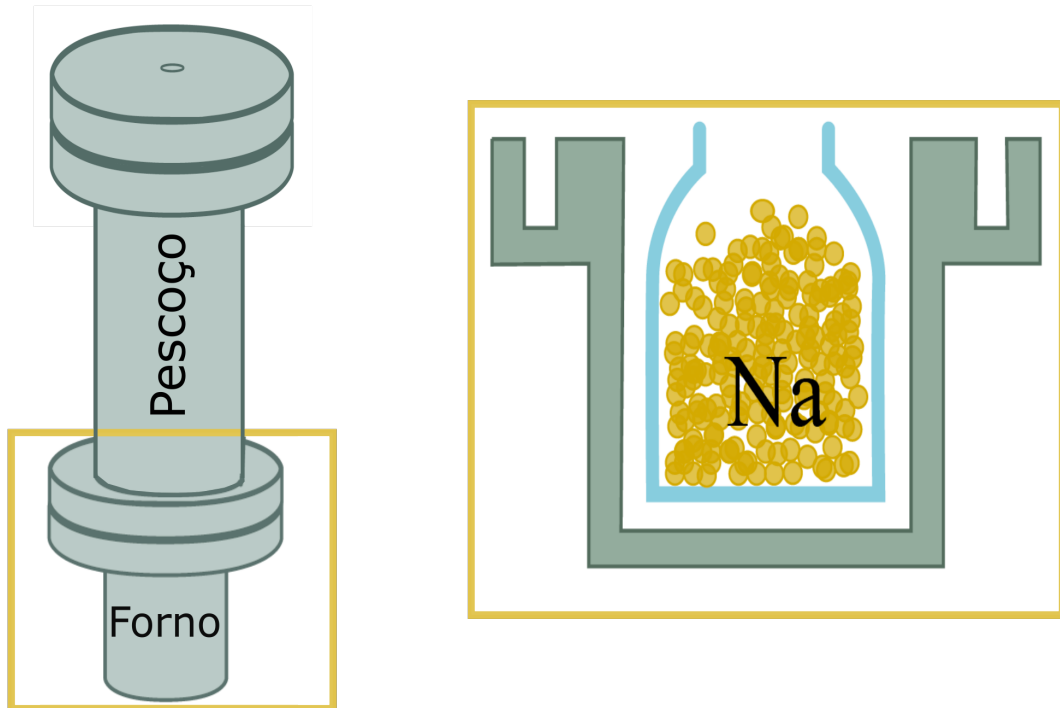


Figura 9 – Esquema do forno para aquecimento de átomos de sódio.

Fonte: Adaptada de VIVANCO (30).

O forno tem a forma de um "copo" com altura h (50mm) e diâmetro interno d (35mm). Um tubo de 100 mm de comprimento e diâmetro d_{tubo} (17mm) conecta-se ao forno com as câmaras 2D-MOT.

4.2 Sistema de Resfriamento à Laser

Primeiramente, será descrito o sistema de lasers capaz de produzir todas as frequências para cada etapa do experimento. Depois será exposto o funcionamento dos MOTs.

Para geração das frequências, são utilizados: moduladores acústico – ópticos (AOM), moduladores elétrico – ópticos (EOM) e um laser do tipo (model DL-RFA-TA-SHG, from Toptica) fornecendo 2,48W de potência e estabilizado na linha $D2$ ($3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$).

O sódio ^{23}Na tem um papel importante na física atômica ao ser utilizado para gerar um condensado de Bose-Einstein. A fim de reduzir sua temperatura por meio do resfriamento a laser, é necessário compreender a interação da luz com a estrutura hiperfina do sódio (31–33). A Figura 10 representa um diagrama dos níveis de energia do sódio para serem manipulados. No estado fundamental, o átomo de sódio possui um único elétron de valência na configuração $3^2S_{1/2}$ com um spin nuclear de $I = 3/2$. Esse spin nuclear possibilita a existência de uma estrutura hiperfina com dois níveis no estado fundamental, separados por uma frequência de 1772 MHz.

Além disso, a figura mostra os níveis de energia do átomo de Sódio com duas transições: de $3^2S_{1/2}|F=2\rangle$ a $3^2P_{3/2}|F'=3\rangle$, e de $3^2S_{1/2}|F=1\rangle$ a $3^2P_{3/2}|F'=2\rangle$, denominadas como transições de resfriamento e bombeio, respectivamente. Essas transições são responsáveis por reduzir a temperatura e bombear os átomos para os estados excitados, sendo que existe uma probabilidade de as partículas se acumularem no estado fundamental $3^2S_{1/2}|F=1\rangle$.

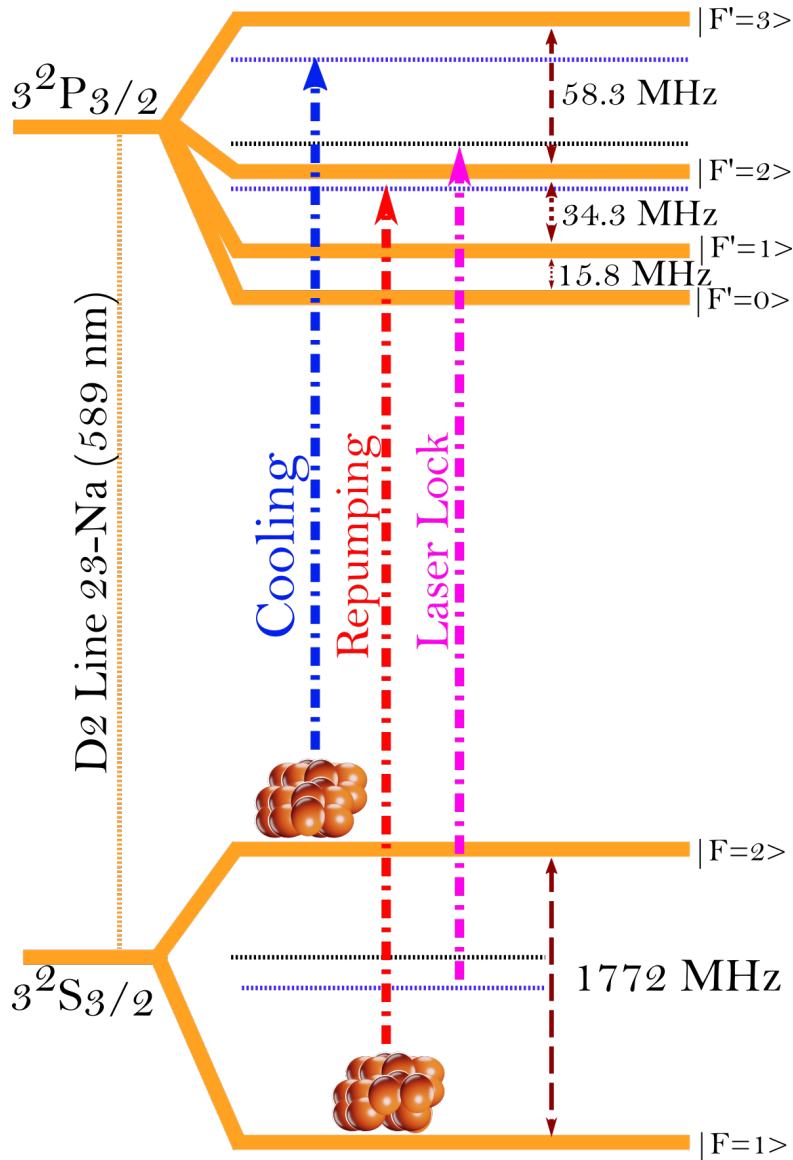


Figura 10 – Estrutura hiperfina da transição da linha D2 de átomos de sódio.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Um esquema da montagem do sistema de lasers do nosso experimento segue ilustrado na figura 11.

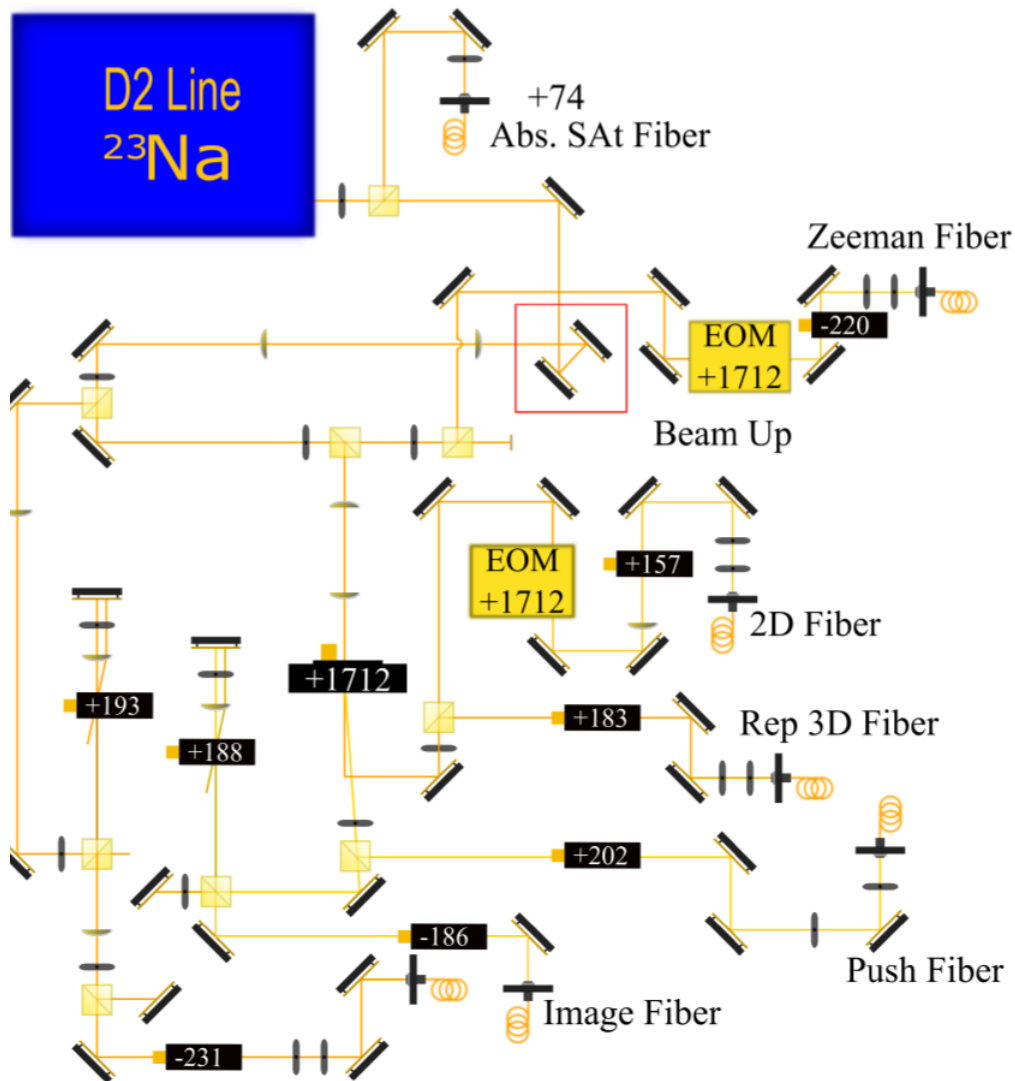


Figura 11 – Diagrama da mesa óptica com os principais elementos ópticos, utilizados para geração dos feixes e frequências.

Fonte: Adaptada de GUTIERRES (27).

4.3 Produção do MOT de Sódio

Uma técnica amplamente utilizada para aprisionar átomos neutros é a armadilha magneto-óptica (MOT) (34, 35). Nessa armadilha, os feixes de lasers e campos magnéticos são empregados para resfriar átomos neutros, cuja a temperatura gira em torno de μK . Na armadilha magneto-óptica, um feixe de luz chamado Zeeman é selecionado na mesa óptica e utilizado para desacelerar os átomos provenientes do forno, por meio de um desacelerador de Zeeman adaptado. Em seguida, os átomos são aprisionados em uma armadilha magneto-óptica bidimensional (2D-MOT) composta por dois feixes de luz contrapropagantes e perpendiculares. Os feixes possuem polarizações circularmente opostas e sintonizados numa frequência abaixo da ressonância. Os feixes também se cruzam no centro de um campo magnético, de quadrupolo, gerado por quatro pilhas de ímãs permanentes. Esses

dois feixes são sintonizados para o vermelho das transições de resfriamento e rebombeio do sistema. Para transferir os átomos para a câmara de ciência, utiliza-se a direção não aprisionada na armadilha 2D-MOT, perpendicular aos feixes, adicionando um quarto feixe de luz chamado de Push ou feixe de impulso, sintonizado para o azul da transição de resfriamento. A figura (12) representa um esboço da câmara 2D com os feixes de: Push, Zeeman e 2D-MOT.

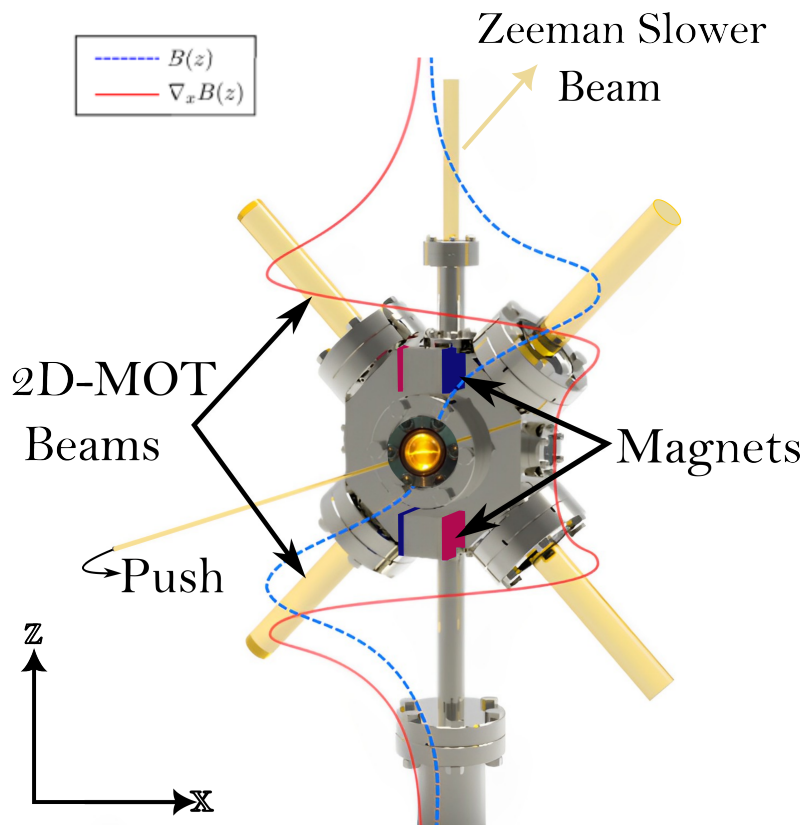


Figura 12 – Configuração do sistema 2D-MOT do Sódio, envolvendo um conjunto de quatro ímãs, os feixes 2D-MOT, o feixe Push e o feixe "Zeeman".

Fonte: Adaptada de GUTIERRES (27).

Para realizar o MOT 3D são necessários seis feixes de luz contrapropagantes que atuam no aprisionamento dos átomos. Também um campo magnético quadrupolar não uniforme é gerado por meio de um par de bobinas em uma configuração anti-Helmholtz, conforme ilustrado pela figura 13. Essas bobinas são posicionadas acima e abaixo da câmara, gerando o campo e com intensidade zero no centro geométrico da armadilha.

Os feixes de luz contrapropagantes, configurados de forma distinta em relação ao MOT 2D, são sintonizados para o vermelho e são responsáveis pelo resfriamento dos átomos. Além disso, um feixe de rebombeio independente é gerado ao passar por um deslocador óptico, alinhado em uma das três direções possíveis da 3D-MOT, de modo a ser coaxial com o feixe de resfriamento em um trajeto de única passagem. Uma característica

peculiar do feixe de rebombeio é a presença de um "ponto escuro" no centro de seu perfil transversal como pode ser observado na figura 13, permitindo que os átomos localizados nesse ponto se acumulem no estado fundamental $|F = 1\rangle$, resultando em maior densidade atômica.

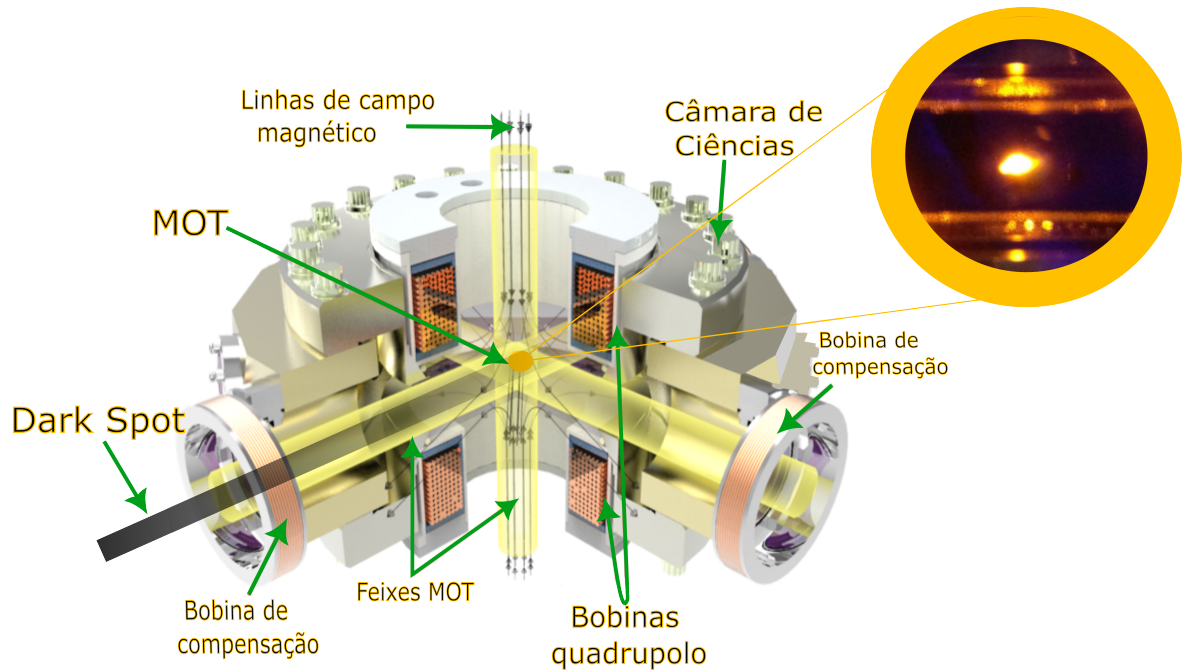


Figura 13 – Configuração do MOT com fluorescência amarela de átomos de sódio, com cerca de 4×10^9 átomos.

Fonte: Adaptada de PEÑAFIEL (28).

Por conta do que acontece na câmara de ciência, 3D-MOT, registra-se a curva de carregamento que representa o número de átomos aprisionados ao longo do tempo representado pela figura 14. Essa curva é obtida por meio da detecção de fluorescência da nuvem de átomos, por meio de um fotodetector que está instalado na câmara do 3D-MOT. Também, a curva azul representa uma média de medidas realizadas conforme o intervalo de tempo.

Com a técnica mencionada antes, se consegue aprisionar aproximadamente em torno de 4×10^9 átomos, no 3D-MOT. Esse valor gera uma quantidade suficiente para a obtenção de um condensado de Bose-Einstein de sódio.

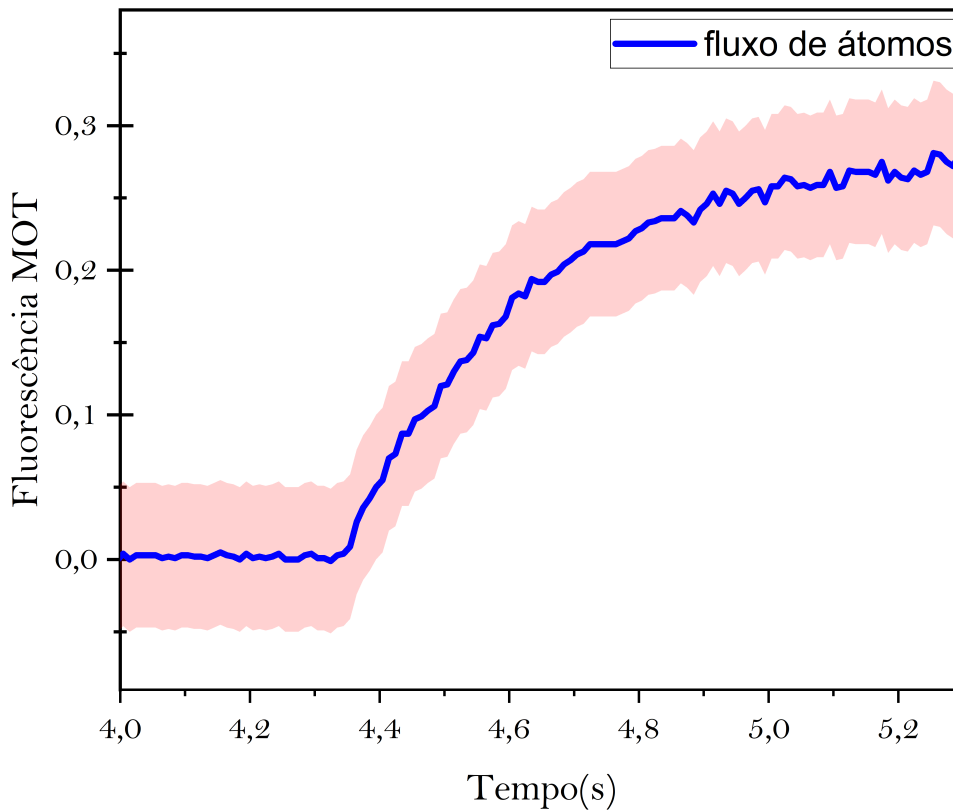


Figura 14 – O sinal de fluorescência Dark Spot MOT.

Fonte: Elaborada pelo autor

4.4 Armadilha Magnética e Plug

4.4.1 Transferência para à armadilha magnética

A transferência para a armadilha magnética é uma etapa crítica e extremamente importante no experimento, onde o objetivo é transferir o maior número possível de átomos em baixa temperatura. Esta etapa envolve três processos principais: compressão MOT, resfriamento do melaço ou sub-Doppler e o pre pumping. Durante a compressão do MOT, a nuvem de átomos diminui de tamanho aumentando a densidade atômica. Em seguida, tem-se a etapa do melaço onde o gradiente de um campo magnético é desligado e a nuvem se expande dentro dos feixes de luz do MOT. Essa técnica permite que a temperatura dos átomos seja reduzida ainda mais. Por fim, os átomos são preparados para atingir o estado de menor energia, usando transições ópticas. Esses processos, todos combinados, visam maximizar a quantidade de átomos transferidos para a armadilha magnética, permitindo que o sistema atinja temperaturas muito baixas.

Na sequência, os três processos mencionados podem ser melhores descritos.

O primeiro deles, referente à compressão do MOT, os feixes de resfriamento são deslocados ainda mais para o vermelho, o que reduz a taxa de espalhamento dos fótons e faz com que os átomos se acumulem no centro da armadilha, mantendo constante o gradiente de campo magnético. A duração desse processo gira em torno de 5 ms. Com esse procedimento se atinge $300 \mu\text{K}$ de temperatura aproximadamente.

O seguinte passo é a técnica do melão, onde se desliga abruptamente o campo magnético do MOT, permitindo que os átomos se expandam somente num meio "viscoso" de luz. Isso possibilita resfriar a nuvem atômica abaixo do limite Doppler, e a temperatura é obtida pela equação (4.1). Para o caso dos átomos de sódio essa técnica se chama de melão escuro (*dark – molasses*), porque é mantido o ponto escuro, *dark – spot*, no feixe de rebombeio durante o processo. No melão escuro o campo magnético é desligado abruptamente e a potência de luz de resfriamento são ajustados para valores finais do melão. Essa etapa se realiza em dois tempos: 1,5 ms e 3,0 ms. Em relação a parte ótica do processo, a luz de rebombeio não é alterada durante a etapa. No final do estágio do melão escuro se atinge uma temperatura de aproximadamente a $80 \mu\text{K}$, na amostra.

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2\kappa_B} = 235\mu\text{K}. \quad (4.1)$$

Na última equação, $\Gamma = 2\pi \times 9,794 \text{ MHz}$ é a largura natural da transição de resfriamento dos átomos de sódio.

A última etapa da transferência é o pre pumping. Neste estágio, os átomos são deixados em um estado de rotação magneticamente aprisionáveis. No entanto, o bombeamento óptico completo para o estado $|2, 2\rangle$ pode apresentar algumas dificuldades, como por exemplo a baixa eficiência, girando em torno de 75% (36). Esse estágio, referente a transferência de átomos, indica os desafios existentes no resfriamento para uma subsequente nuvem atômica (37). Por esta razão em grandes MOTs de sódio, é melhor realizar um pré-bombeamento para o estado de menor energia, como o estado $|F = 1\rangle$. Isso permite aos átomos serem distribuídos uniformemente entre os estados magnéticos $|m_F = 1\rangle$, $|m_F = 0\rangle$, $|m_F = -1\rangle$, onde o estado $|m_F = -1\rangle$ é o único que tem acessibilidade na armadilha magnética. Esse procedimento é realizado mesmo capturando 33,33% da população total de átomos e a figura 15 ilustra essa etapa. A última escolha pode resultar em uma produção maior de BEC se comparado à primeira.

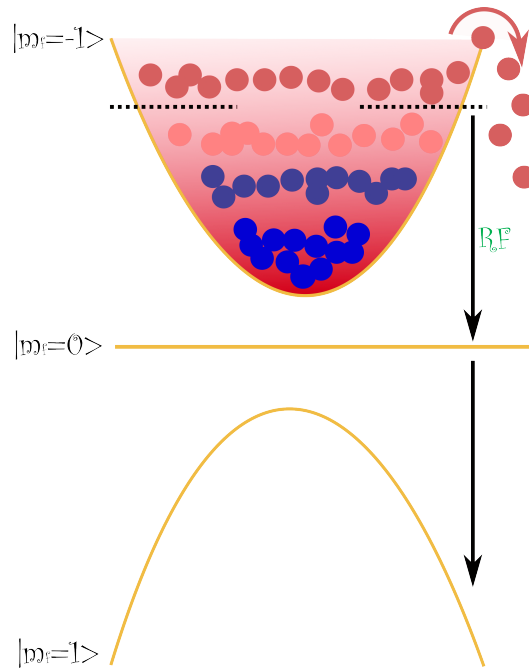


Figura 15 – Diagrama representativo do funcionamento do processo evaporativo por meio de ondas de rádio frequência, RF, para átomos no estado $|m_F = -1\rangle$. Os átomos estão aprisionados numa armadilha magnética harmônica.

Fonte: Adaptada de PEÑAFIEL (28).

No experimento NaK, os átomos de ^{23}Na são pré-bombeados quando se desliga o feixe de luz no MOT (*Dark – SPOT*), permitindo que eles se expandam em $200\mu\text{s}$. Após alguns ciclos, todos os átomos estarão no estado $|F = 1\rangle$, sem que a nuvem atômica seja aquecida. Neste estágio, os átomos têm a possibilidade de sair do estado magnético, como será visto na próxima seção.

4.4.2 Armadilha magnética

A armadilha magnética de quadrupolo (38, 39) é uma configuração simples para aprisionar átomos neutros. Ela consiste de um par de bobinas em configuração anti-Helmholtz (40) produzindo um campo magnético mais intenso. Após a fase do melaço e pré-bombeamento, os feixes de luz do MOT são desligados e as correntes das bobinas são aumentadas, criando uma armadilha magnética pura, permitindo confinar átomos de forma mais precisa. Essa armadilha tem um ponto de zero no centro e o campo magnético aumenta linearmente em todas as direções.

que minimizam energia (seção 4.4.1) podem ser capturados, conforme diminui a amplitude do campo magnético. Estados presos magneticamente são conhecidos como "*low field seekers*" (buscadores de campo baixo). Neste caso temos apenas um estado em $|1, -1\rangle$.

Numa descrição semi-clássica, os átomos com momento magnético são aprisionados em torno do eixo de quantização determinado pelo campo magnético da armadilha de quadrupolo. Se o campo magnético muda em uma escala de tempo maior que a frequência inversa de Larmor $\frac{1}{\omega_L} = \frac{\hbar}{\mu_B}$, ocorre a possibilidade de reversão do spin dos átomos, fazendo com que não acompanhem as variações do campo magnético. Este comportamento é observado próximo ao centro da armadilha, onde o campo magnético se aproxima de zero ($B \sim 0$), resultando em divergência em relação à frequência de Larmor ($\frac{1}{\omega_L}$). Assim, o potencial não abrange cem por cento dos átomos, resultando em perdas conhecidas por efeito Majorana (41). Essas perdas são significativas em uma região conhecida como "buraco de Majorana", quando se trata o centro magnético como um elipsóide de raio médio ρ e com condições de contorno absorventes (42). O raio do elipsóide será dado por:

$$\rho_{hole} = \sqrt{\frac{2v\hbar}{\mu_B g_F m_{FB'}}}, \quad (4.5)$$

onde v é a velocidade média das partículas, relacionada à temperatura da amostra. Para um determinado fluxo de partículas atravessando este elipsóide, pode ser obtido a taxa de perda de Majorana dada por:

$$\Gamma_M = \chi \frac{\hbar}{m} \left(\frac{\mu_B g_B m_B B'}{\kappa_B T} \right)^2, \quad (4.6)$$

sendo χ um fator numérico que depende do volume do elipsóide. O valor pode ser obtido aproximando o elipsóide por uma esfera.

4.4.3 O potencial da armadilha plug

O potencial da armadilha plug (14, 43) foi realizada focando um feixe de laser de $\lambda = 532\text{nm}$ dessintonizado em azul próximo ao zero do campo magnético. O feixe de laser é focalizado e passa pelo centro da armadilha de quadrupolo, figura 17, criando uma barreira óptica impedindo que os átomos da região de campo magnético zero, saiam da armadilha. Dessa forma, se evita as perdas de Majorana, onde os átomos poderiam sofrer inversões de spin não adiabáticas. A equação (4.7) seguinte fornece o potencial da armadilha de dipolo-óptico:

$$U_{plug} = U_0 \frac{1}{1 + (x/x_R)^2} \exp \left[\frac{-2(y^2 + z^2)}{w_0^2 (1 + (x/x_R)^2)} \right], \quad (4.7)$$

com $U_0 = 3c^2\Gamma P/\omega_0^3\Delta^2w_0^2$ sendo a profundidade do potencial, c a velocidade da luz no vácuo, P a potência do feixe, Γ e Δ a taxa de decaimento e desvio em relação à transição da linha D_2 , w_0 a cintura do feixe e $x_R = \pi w_0^2/\lambda$ o comprimento de Rayleigh.

O potencial da armadilha Plug é obtido pela combinação do potencial da armadilha de quadrupolo regido pela equação (4.4) com o potencial da armadilha dipolar óptica expresso pela equação (4.7) e é dado por:

$$U_{plug} = \mu B' \sqrt{\rho^2 + 4z^2} + U_0 \frac{1}{1 + (x/x_R)^2} \exp \left[\frac{-2(\rho^2)}{w_0^2 (1 + x/x_R)^2} \right]. \quad (4.8)$$

O potencial está associado a um laser sintonizado em azul propagando-se ao longo do eixo x e sendo alinhado com o centro do quadrupolo.

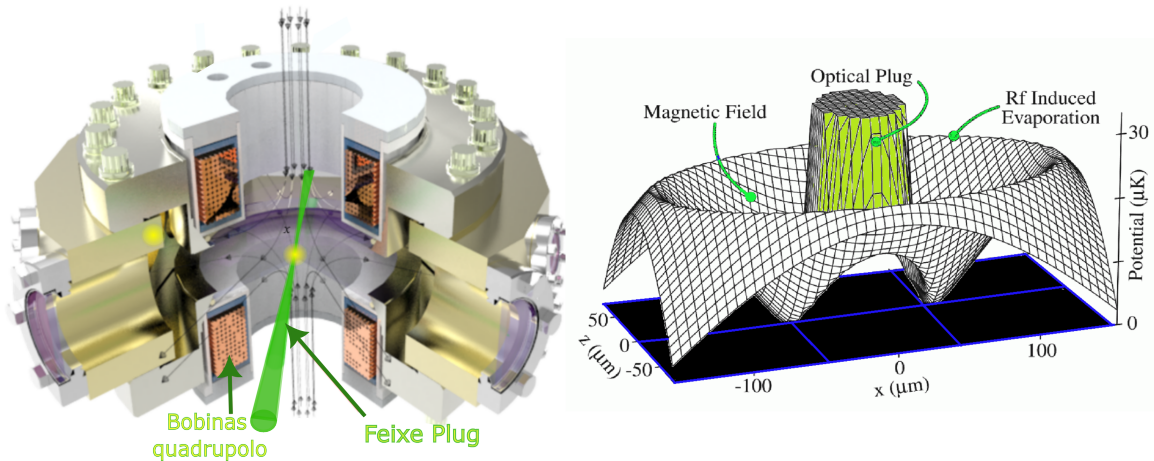


Figura 17 – Potencial adiabático devido ao campo magnético quadrupolo, ao plugue óptico e à RF. Essa configuração inclui a implementação de uma barreira óptica que impede a passagem dos átomos através da região de baixo campo magnético, evitando perdas de Majorana.

Fonte: Adaptado de PEÑAFIEL (28); DAVIS (14).

Na figura 17, é apresentado o potencial da armadilha Plug, conforme descrito pela equação (4.8). Nesta representação, podemos observar a barreira óptica resultante de um feixe com potência de 2,5 W e um tamanho de cintura de $w_0 \sim 40\mu\text{m}$. Quando o feixe é configurado horizontalmente, ocorrem a formação de dois mínimos, o que pode dificultar a transferência dos átomos para a armadilha dipolo óptico.

Para solucionar esse problema, o feixe é desalinhado do centro do quadrupolo, visando obter um único mínimo absoluto de potencial. Dessa forma, garante-se que os átomos fiquem aprisionados em uma única região do espaço, o que é essencial para o bom funcionamento da armadilha e para a realização de experimentos controlados com os átomos aprisionados.

É importante conhecer o tempo de vida dos átomos do MT antes de começar qualquer processo de evaporação. O procedimento que utilizamos para medir o tempo de vida consiste no seguinte: os átomos são transferidos para o MT e uma faca de RF de 30MHz é aplicada durante um segundo. Após a transferência, os átomos são deixados na armadilha durante diferentes tempos de espera. Para cada tempo de espera, o número de átomos restantes no MT foi medido utilizando a técnica de imagem TOF, com $t_{TOF} = 5\text{ms}$.

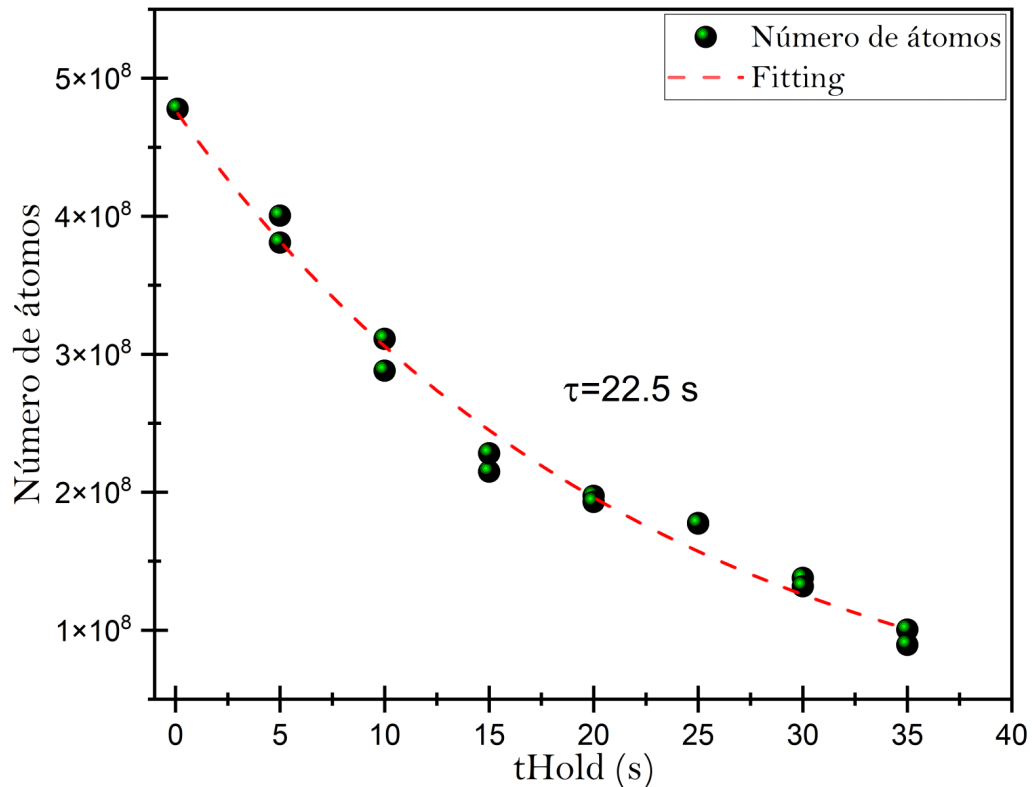


Figura 18 – Tempo de vida dos átomos no MT, utilizando uma faca de 30 MHz e utilizando imagens TOF com $t_{TOF} = 5\text{ms}$.

Fonte: Elaborada pelo autor

A Figura 18 mostra a curva obtida para as medidas de tempo de vida no MT. A partir desta curva, ajustamos uma curva de decaimento exponencial para extrair a constante de tempo $\tau = 23\text{ s}$. Lembrando que o processo total de resfriamento evaporativo leva 18 s, podemos concluir que o tempo de vida do nosso MT é razoavelmente bom, sendo adequado para realizar o resfriamento evaporativo.

4.5 Armadilha óptica

Ao invés de evaporar os átomos na armadilha magnética até o final, optamos por transferir a nuvem para uma armadilha óptica de dipolo (ODT) (44–48). Nessa configuração, o potencial óptico que os átomos experienciam é semelhante ao caso da barreira de Plug. No entanto, utilizamos um feixe de laser com comprimento de onda ($\lambda = 1064\text{nm}$) desviado para o vermelho em relação à linha D_2 do sódio, o que resulta em uma atração dos átomos em vez de expulsá-los. Dois feixes vermelhos desviados e focalizados se cruzam no plano $\hat{x}' - \hat{y}'$, localizado no centro da armadilha quadrupolar, abaixo de um mínimo do potencial de Plug como mostra a figura 19.

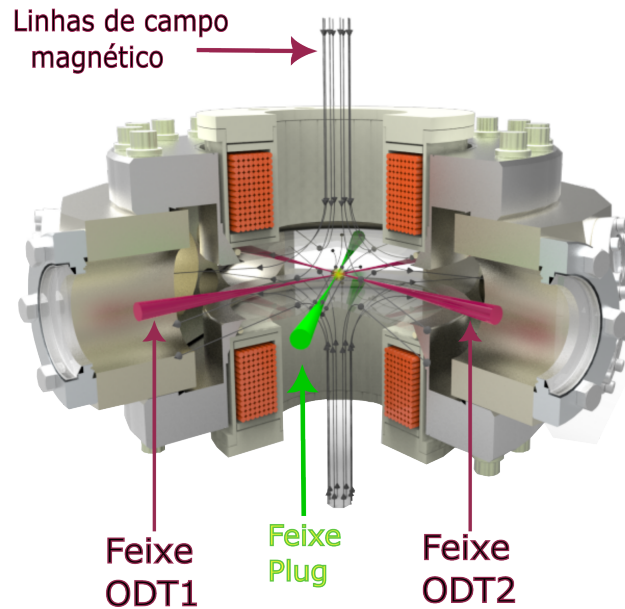


Figura 19 – Configuração do potencial óptico para um feixe cruzado de laser com comprimento de onda ($\lambda = 1064\text{nm}$).

Fonte: Adaptada de CASTILHO (29).

O potencial da armadilha de dipolo óptico de aprisionamento é composto por um único feixe de laser, sintonizado no vermelho e com um perfil de intensidade gaussiano dado por:

$$U_{ODT} = U_0 \frac{1}{1 + (x/x_R)^2} \exp \left[\frac{-2(y^2 + z^2)}{w_0^2 (1 + (x/x_R)^2)} \right]. \quad (4.9)$$

Com base nisso, o potencial total é determinado pela soma dos potenciais introduzidos por cada feixe e dado pela equação:

$$U_{cruz} = U_{01} \frac{1}{1 + (x'/x_R)^2} \exp \left[\frac{-2(y'^2 + z^2)}{w_{01}^2 (1 + x'/x_R)^2} \right] + U_{02} \frac{1}{1 + (y'/y_R)^2} \exp \left[\frac{-2(x'^2 + z^2)}{w_{02}^2 (1 + y'/y_R)^2} \right]. \quad (4.10)$$

No experimento, os sub-índices 01 e 02 representam a propagação do feixe ao longo das direções \hat{x}' e \hat{y}' , respectivamente. Para pequenos deslocamentos em torno do mínimo de potencial, utiliza-se a série de Taylor (49) e a equação 4.10 pode ser aproximada por um potencial harmônico na forma:

$$U_{ODT} \simeq -U_0 \left(1 - \omega_{x'}^2 x'^2 - \omega_{y'}^2 y'^2 - \omega_{z'}^2 z'^2 \right). \quad (4.11)$$

Condiderando que $U_{01} = U_{02} = U_0$, $w_{01} = w_{02} = w_0$ e $x_R = y_R$, as frequências do potencial são dadas por:

$$\omega_{x'} = \omega_{y'} \simeq \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}}, \quad (4.12)$$

$$\omega_z = \sqrt{\frac{8U_0}{mw_0^2}}. \quad (4.13)$$

A armadilha apresenta uma razão entre as frequências de um fator de $\sqrt{2}$, muito menor do que no caso de um só feixe e a profundidade do potencial da armadilha, rotulado como cruzada, fica: $U_{cruz} = 2U_0$.

O laser utilizado para gerar os feixes da ODT cruzada é um MEPHISTO-X12, com potência máxima de saída da ordem de 40W, um pouco menor do que é indicado pela figura 20. A potência total é dividida em dois caminhos, passando por dois moduladores AOMs que controlam a potência total e o estado ligado/desligado de cada feixe, figura 20. Da potência máxima, 10W são injetados em duas fibras de polarização, fibras NKT LMA-PM-15, com uma eficiência de acoplamento superior a 70%.

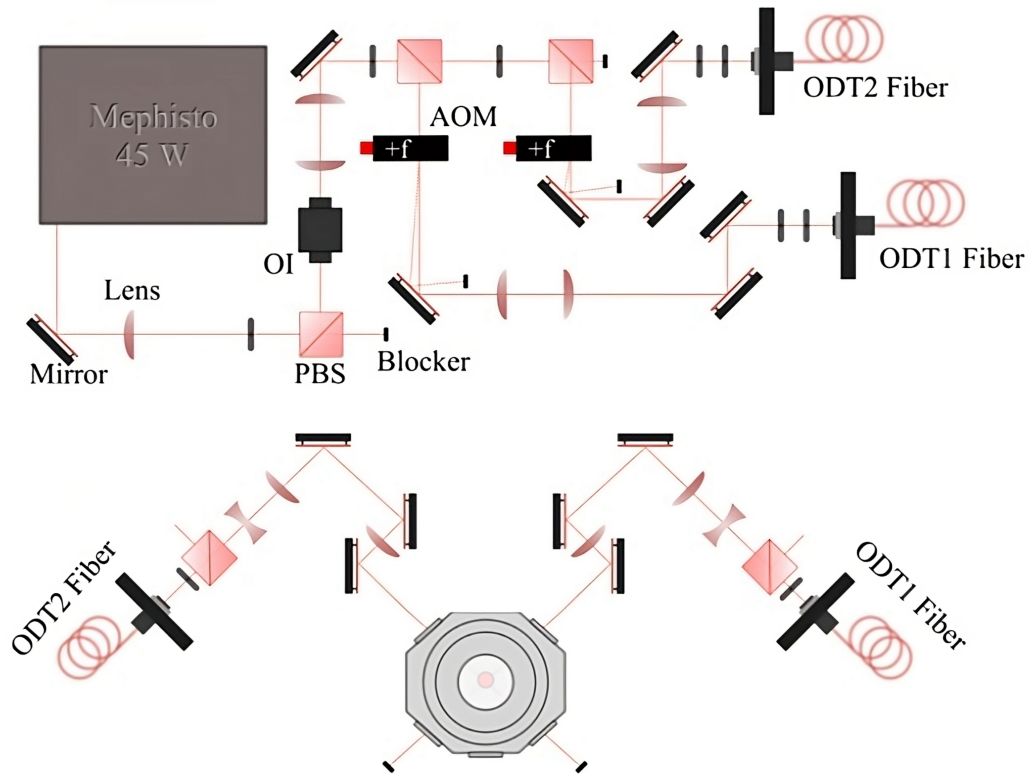


Figura 20 – Configuração óptica para gerenciar e distribuir o feixe de ODT em um sistema de cruzamento dos feixes.

Fonte: Adaptada de GUTIERRES (27).

O procedimento para transferir os átomos para a armadilha óptica de dipolo se inicia na armadilha magnética com barreira de Plug, quando a temperatura da nuvem atômica está próxima de $7\mu\text{K}$, correspondendo a uma frequência de RF de 2,5 MHz. A intensidade da ODT é gradualmente elevada até atingir a potência máxima de aproximadamente de 6W em 100 ms. Após esse período, o campo magnético da armadilha quadrupolar é reduzido a zero em 500 ms, sem remoção da barreira de Plug, para evitar perdas de Majorana e a transferência para estados diferentes do $|1, -1\rangle$. Uma vez que o campo magnético atinge zero, o feixe de Plug também é desligado, deixando todos os átomos na armadilha óptica de dipolo cruzado. A intensidade da ODT é então gradualmente reduzida exponencialmente durante 1200 ms, até atingir 0,49 W num dos braços (ODT_1) e 0,64 W no outro braço (ODT_2), como pode ser observado na figura 21. Nesse estágio, o condensado de Bose-Einstein é formado na armadilha óptica de dipolo e é observado após um tempo de voo (TOF) de 20 ms.

4.5.1 Resfriamento evaporativo no cruzamento de ODT

Em uma armadilha de dipolo óptico, as rampas de evaporação desempenham um papel importante no resfriamento dos átomos aprisionados. Durante o processo de evaporação, as rampas são utilizadas para diminuir gradualmente a profundidade do potencial óptico, permitindo que os átomos percam energia e atinjam temperaturas cada vez mais baixas. Essas rampas são implementadas ajustando a intensidade dos feixes de laser que geram o potencial dipolo óptico. Normalmente, a potência dos feixes de laser é reduzida de maneira controlada pelos moduladores AOMs, seguindo uma função exponencial, figura 21. Essa redução gradual da potência do laser permite que os átomos com maiores energias escapem do potencial, enquanto que os átomos mais frios permaneçam aprisionados. O processo de evaporação é realizado em várias etapas, com múltiplas rampas, para obter um resfriamento gradual e eficiente. Cada rampa reduz a profundidade do potencial óptico, resultando em uma diminuição da temperatura dos átomos aprisionados. À medida que a profundidade do potencial é diminuída, os átomos de alta energia são expulsos da armadilha, enquanto que os átomos mais frios permanecem confinados e continuam a se resfriar ainda mais. As rampas de evaporação são essenciais para atingir temperaturas ultrabaixas e necessárias para atingir a produção de condensados de Bose-Einstein, BEC.

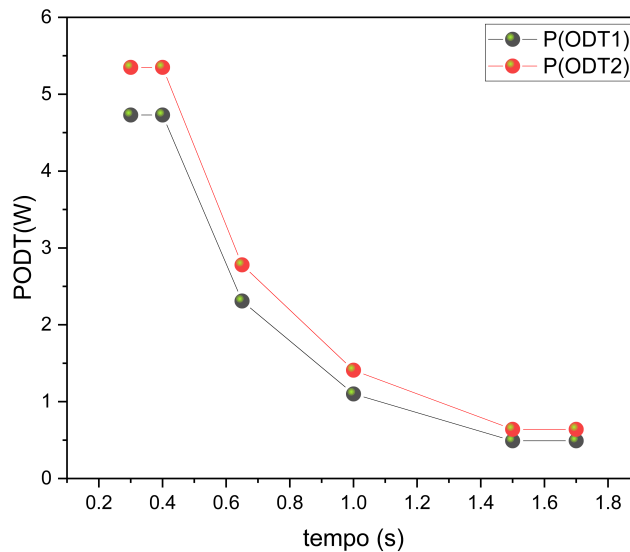


Figura 21 – Rampas de evaporação numa armadilha dipolo óptico cruzado.

Fonte: Elaborada pelo autor

No experimento, para se atingir a produção de BEC de sódio, a diminuição da potência dos feixes laser do ODT é feita com quatro rampas lineares para cada feixe, como pode ser observado pela figura 21. Ao final da rampa de evaporação, tem-se um condensado quase puro de aproximadamente 1×10^6 átomos e fração condensada de $N_0/N \geq 80\%$ e a uma temperatura da ordem de $T \sim 100$ nK.

4.5.2 Calibração da Frequência da ODT

Antes de ser iniciada uma análise é realizada uma calibração na frequência da Armadilha de Dipolo Óptico (ODT) que é composta por feixes cruzados. Eles podem se desalinhar facilmente resultando em mudanças na frequência ω do sistema. Para calibrá-la, a potência da ODT fica fixada, com base nos valores de tensão do programa de controle do experimento. Na sequência se produz oscilações no centro de massa da nuvem atômica para diferentes valores de potência da ODT. Essas oscilações são obtidas desligando a ODT por um intervalo de tempo Δt , fazendo com que os átomos caiam sob a ação da gravidade. Nesse contexto se observa como o centro de massa da nuvem de átomos varia em função do tempo de oscilação. Essa calibração é fundamental para garantir o bom funcionamento da ODT durante o experimento.

O processo foi realizado para diferentes valores iniciais de tensão na ODT, como pode ser verificados pela figura 22.

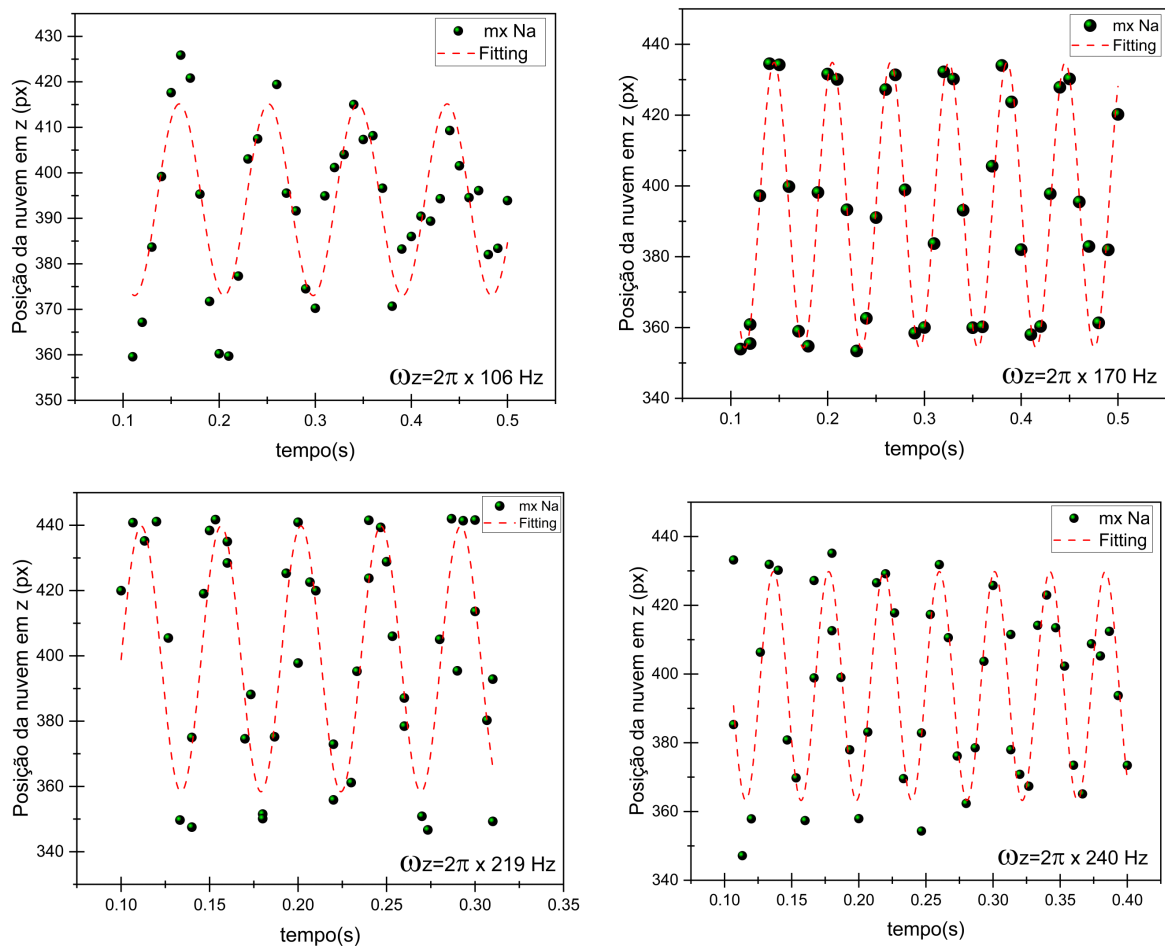


Figura 22 – Oscilação do centro de massa da nuvem atômica para diferentes valores de tensão, aplicados na ODT.

Fonte: Elaborada pelo autor

Com o fitting utilizado da figura 22 se obtém a frequência na direção \hat{z} , para cada tensão aplicada na ODT. Através desse procedimento, pode ser determinado com precisão a frequência da ODT para cada configuração experimental, garantindo assim um controle preciso da armadilha e resultados confiáveis em análises.

Considerando os dados da frequência e tensão das quatro curvas é possível generalizar essa relação através da construção de uma curva de $f_z \times \sqrt{V_{ODT1} + V_{ODT2}}$, conforme ilustrado na figura 23. Essa curva representa uma relação entre a frequência de oscilação f_z e a raiz quadrada da soma das tensões V_{ODT1} e V_{ODT2} aplicadas nas ODTs. Essa generalização nos permite estimar a frequência apropriada da ODT para qualquer combinação de tensões, facilitando o controle e ajuste do sistema experimental, de forma eficiente e precisa. A figura 23 é uma representação visual da relação entre a frequência da ODT e as tensões aplicadas, sendo uma ferramenta valiosa para nossas análises experimentais futuras.

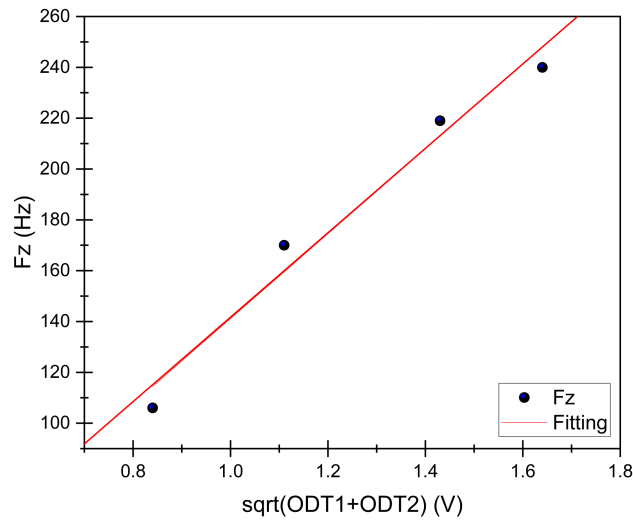


Figura 23 – Frequência f_z da oscilação em função da tensão aplicada nas ODTs (ODT_1 e ODT_2).

Fonte: Elaborada pelo autor

Como resultado final da calibração, obtemos que a relação da frequência em \hat{z} e a tensão na ODT é:

$$f_z = -25 + 166 \cdot \sqrt{V_{ODT1} + V_{ODT2}}. \quad (4.14)$$

Além disso, podemos determinar as frequências nas direções \hat{x} e \hat{y} por meio da seguinte relação:

$$f_x = f_y = \frac{f_z}{\sqrt{2}}. \quad (4.15)$$

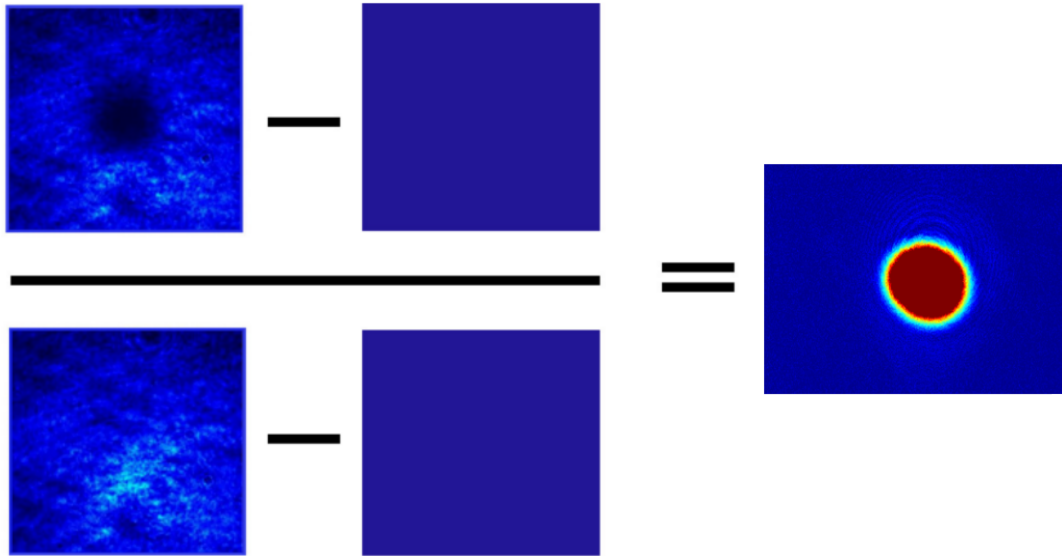


Figura 25 – Processamento de imagens para obter a imagem de absorção normalizada, dos átomos.

Fonte: Elaborada pelo autor

Utilizando a imagem normalizada é possível de se obter a densidade óptica da nuvem, ao ser aplicada a Lei de Beer-Lambert (25):

$$I(x, y) = I_0 e^{-OD(x, y)}, \quad (4.16)$$

onde $I_0(x, y)$ é a intensidade do feixe de entrada, sem interagir com os átomos, propagando-se na direção \hat{z} , $OD(x, y) = \sigma_0 \int n(x, y, z) dz$ é a espessura do meio ou densidade óptica e $n(x, y, z)$ é a densidade tridimensional da nuvem. O feixe de interação com os átomos é projetado em uma câmera CCD para extrair a densidade bidimensional da nuvem $n(x, y)$, perpendicular ao eixo de propagação do feixe, por meio da equação:

$$\rho(x, y) = OD(x, y)/\sigma_0 = -(1/\sigma_0) \ln \left(\frac{I(x, y)}{I_0(x, y)} \right), \quad (4.17)$$

na qual σ_0 é a seção de choque do átomo e para o ^{23}Na , $\sigma_0 \sim 1,36 \times 10^{-9} \text{cm}^{-2}$.

4.6.1 Fitting

Em um sistema de armadilha harmônica, o condensado e a nuvem térmica seguem diferentes distribuições. Enquanto o condensado apresenta uma distribuição inversa ao potencial de confinamento e pode ser descrito pela distribuição de Thomas-Fermi, a nuvem térmica segue a distribuição de Maxwell-Boltzmann (53). A partir da Equação (4.17), pode ser calculado o número total de átomos e as frações correspondentes de átomos térmicos e condensado, por meio do ajuste bimodal.

A densidade óptica para a nuvem térmica é dada pela equação:

$$OD_{th}(x, y) = \max(OD_{th}(x, y)) \exp \left[-\frac{(x - x_0^2)}{2\sigma_x^2} - \frac{(y - y_0^2)}{2\sigma_y^2} \right], \quad (4.18)$$

onde $\max(OD_{th}(x, y))$ é o valor máximo da distribuição, x_0 e y_0 são as coordenadas do centro de massa da nuvem, e σ_x , σ_y são os raios da nuvem termica. Portanto, o número de átomos térmicos é determinada pela equação:

$$N_{th} = \int n(x, y, z) dx dy dz = \frac{1}{\sigma_0} \int OD_{th}(x, y) dx dy, \quad (4.19)$$

$$N_{th} = \frac{2\pi \max(OD_{th}(x, y))}{\sigma_0} \sigma_x \sigma_y. \quad (4.20)$$

A partir da aproximação de Thomas-Fermi se obtém a parte condensada, por meio da relação:

$$OD_{TF}(x, y) = \max(OD_{TF}(x, y)) \max \left\{ \left[1 - \frac{(x - x_2)^2}{R_x^2} - \frac{(y - y_2)^2}{R_y^2} \right]^{3/2}, 0 \right\}, \quad (4.21)$$

onde $\max(OD_{TF}(x, y))$ é o valor máximo da distribuição, x_0 e y_0 são as coordenadas do centro de massa da nuvem, e R_x , R_y são os raios de Thomas Fermi. Assim, o número de átomos no condensado é determinada pela equação:

$$N_{th} = \frac{2\pi}{5} \frac{\max(OD_{TF}(x, y))}{\sigma_0} R_x R_y. \quad (4.22)$$

A densidade óptica total da nuvem pode ser expressa por:

$$OD(x, y) = OD_{TF}(x, y) + OD_{th}(x, y), \quad (4.23)$$

e o número total de átomos será dado por:

$$N(x, y) = N_{TF}(x, y) + N_{th}(x, y). \quad (4.24)$$

Em relação a temperatura, seu valor médio é obtido pela expansão da nuvem no tempo de vôo (TOF), utilizando-se um ajuste gaussiano. Esse ajuste permite determinar com grande aproximação a temperatura do condensado, como ilustrado na figura seguinte:

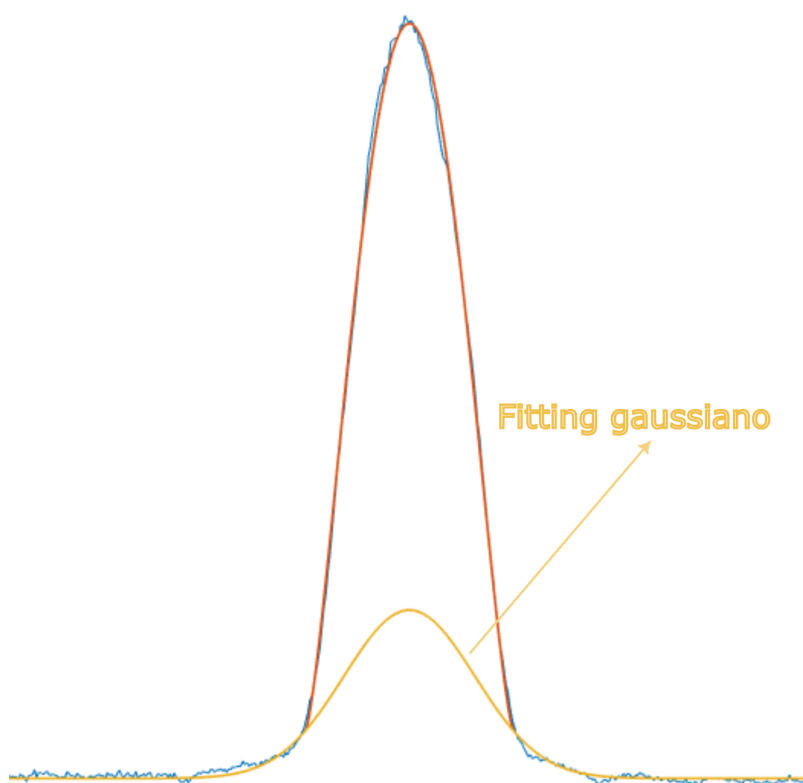


Figura 26 – Fitting Gaussiano para determinar a temperatura.

Fonte: Elaborada pelo autor

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados que foram obtidos ao longo do trabalho. Se realiza uma análise da população de átomos, temperatura e energia transferida no sistema, sujeita a diferentes tempos de espera e rampas, tudo obtido pela alteração da intensidade do laser.

5.1 Tempo de vida na ODT

O tempo de vida dos átomos, na armadilha de dipolo óptica, é de 10,6 s para os átomos no condensado e 15,4 s para o número total de partículas.

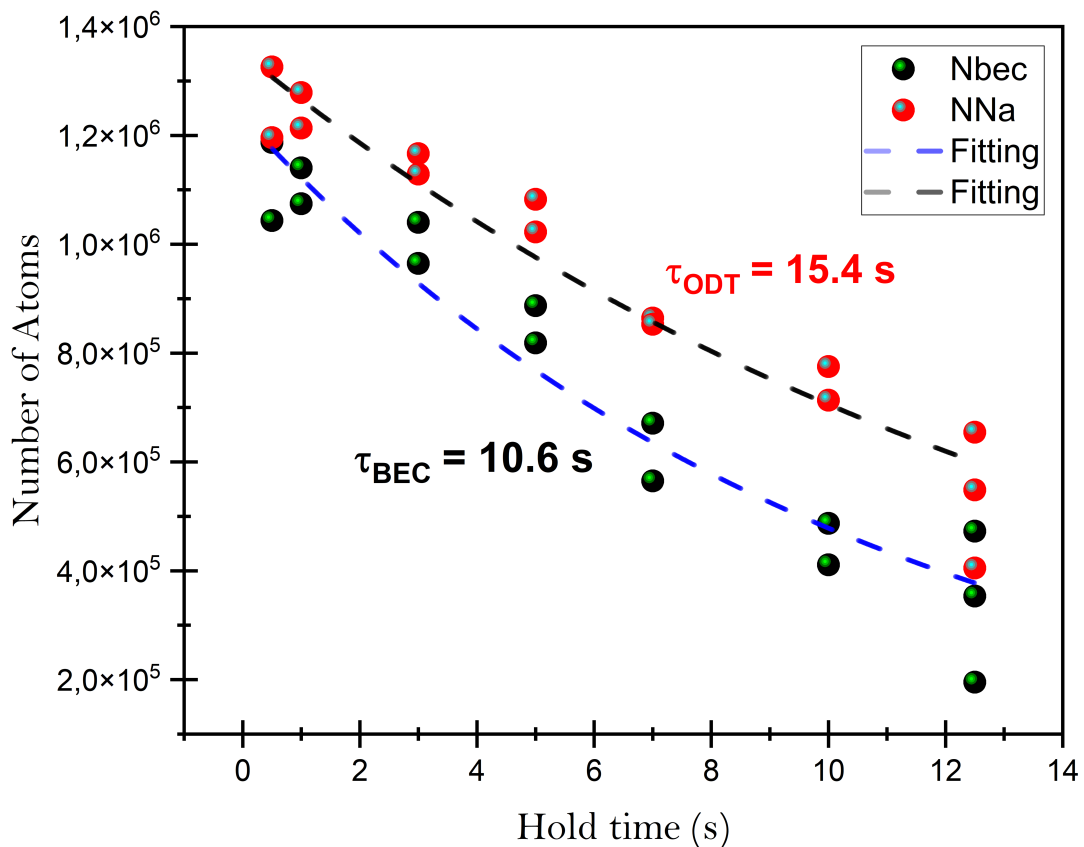


Figura 27 – Tempo de vida dos átomos no condensado, na armadilha de dipolo óptica.

Fonte: Elaborada pelo autor

Observando a figura 27 pode-se concluir que há tempo suficiente para realizar diversos estudos sobre propriedades do condensado.

Neste trabalho é avaliado as variações das grandezas que caracterizam o estado do sistema em armadilha. Realiza-se uma mudança no potencial harmônico, indo de uma

frequência $\varpi_1 = 2\pi \times 90$ rad/s, que caracteriza o sistema em equilíbrio adiabático, para uma nova frequência de $\varpi_2 = 2\pi \times 318$ rad/s. Esse procedimento é realizado através de um rampeamento do potencial e que permite realizar estudos sobre o comportamento do condensado.

5.2 População de átomos e temperatura

Inicialmente, o estudo avalia a variação das quantidades que caracterizam o estado do sistema na armadilha. Se o sistema estiver totalmente em equilíbrio, o estado é caracterizado pela distribuição espacial de uma combinação de Thomas-Fermi com uma Gaussiana, dado pela equação:

$$n(r) = n_{TF}(r) + n_{th}(r). \quad (5.1)$$

A figura 28 mostra o fitting da imagem inicial do sistema, antes da mudança da intensidade de luz.

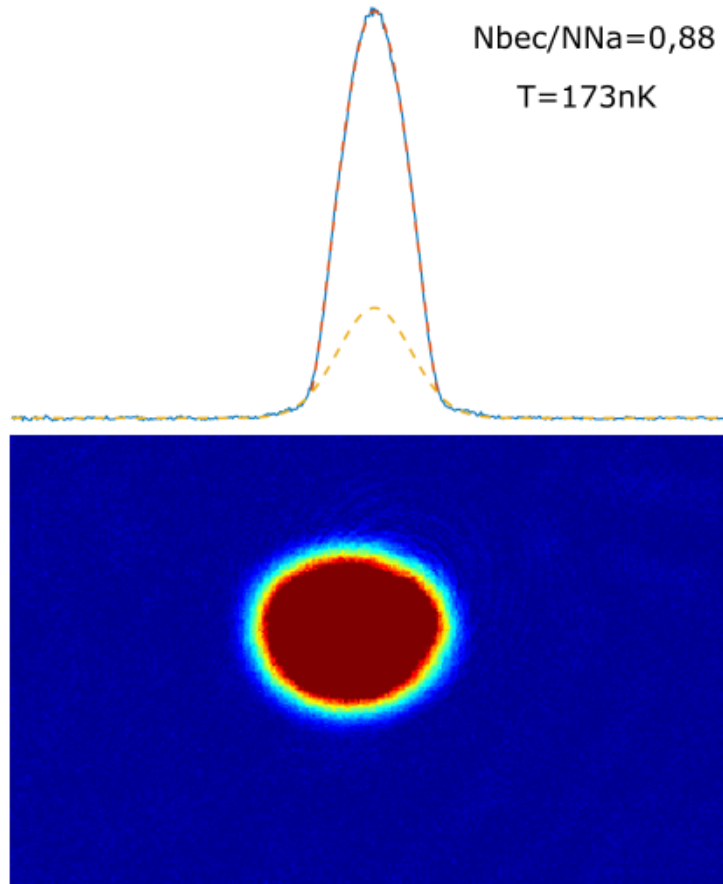


Figura 28 – Condensado de Bose Einstein na frequência $\varpi_1 = 2\pi \times 90$ rad/s.

Fonte: Elaborada pelo autor

Pela imagem e fitting, se observa que em quase todas as condições tem-se uma distribuição bimodal clara. Este comportamento indica que a mudança no potencial não está desviando abruptamente o sistema, do seu estado de equilíbrio.

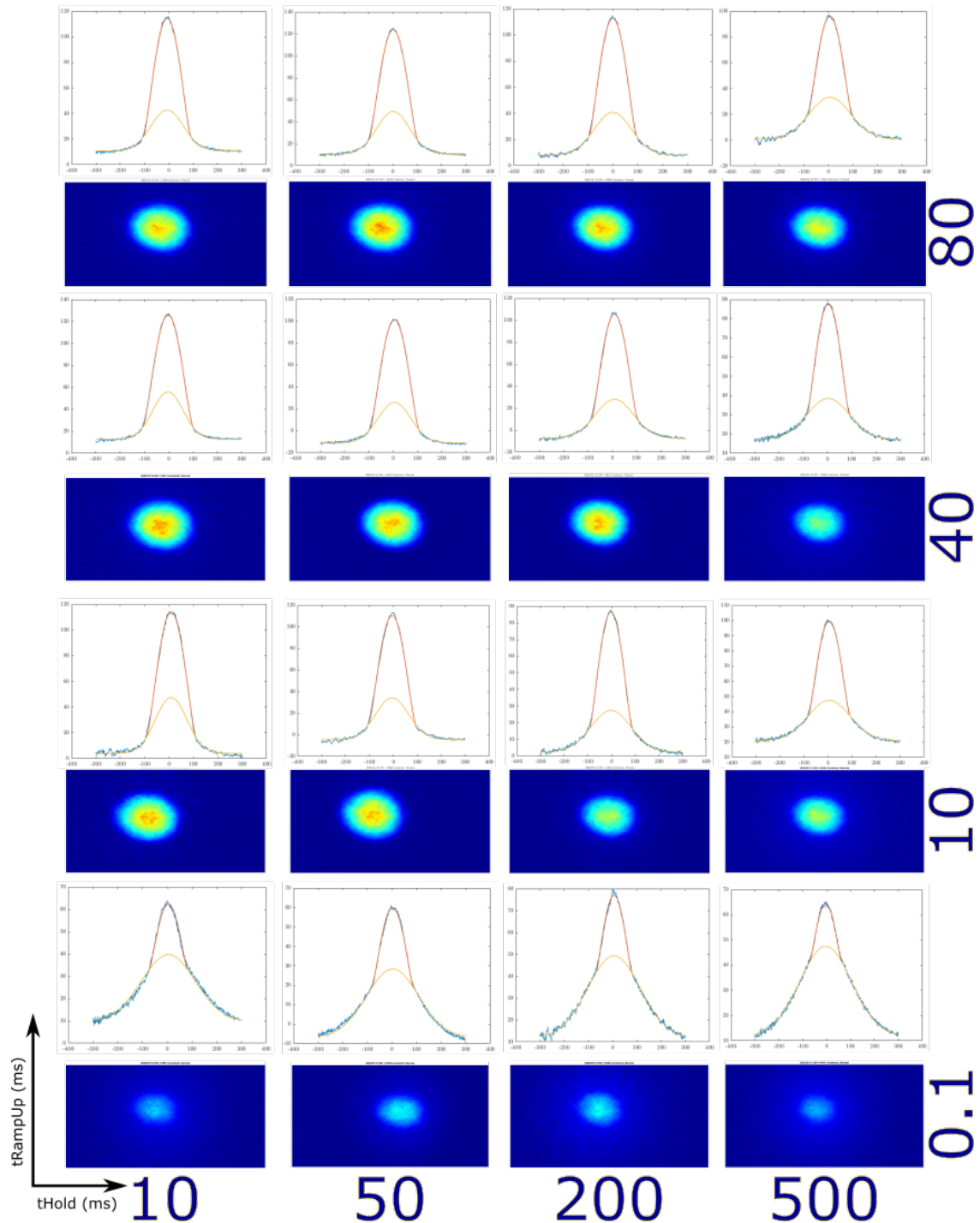


Figura 29 – Fitting para diferentes valores de espera e tempos de rampeamento.

Fonte: Elaborada pelo autor

Observando a figura 29, pode ser notado que para rampas muito rápidas e tempos de espera muito curtos, o padrão de distribuição se desvia mais significativamente. Isto indica que mudanças mais abruptas no potencial e tempos de espera muito curtos podem levar o sistema a afastar-se mais do seu estado de equilíbrio. Por outro lado, para rampas mais lentas e tempos de espera mais longos, o sistema tende a ajustar-se de forma mais suave, resultando em menos desvio do estado estacionário.

A parte gaussiana da nuvem desempenha um papel fundamental na determinação da temperatura do sistema. Para os casos de rápido rampeamento e baixo t_{Hold} observa-se que o desvio da Gaussiana é maior, regulamentando à medida que o t_{Hold} aumenta. Os dados mostram que acima de $t_{\text{Hold}} > 0,1\text{ms}$, a parte gaussiana parece comportar-se bem, dando credibilidade à medição de temperatura ao longo do experimento. A identificação da parte térmica e da parte condensada à partir do fitting das imagens, para todas as condições, permite obter a medição da fração condensada ($N_{N_{\text{bec}}}/N_{N_a}$) e da temperatura (T).

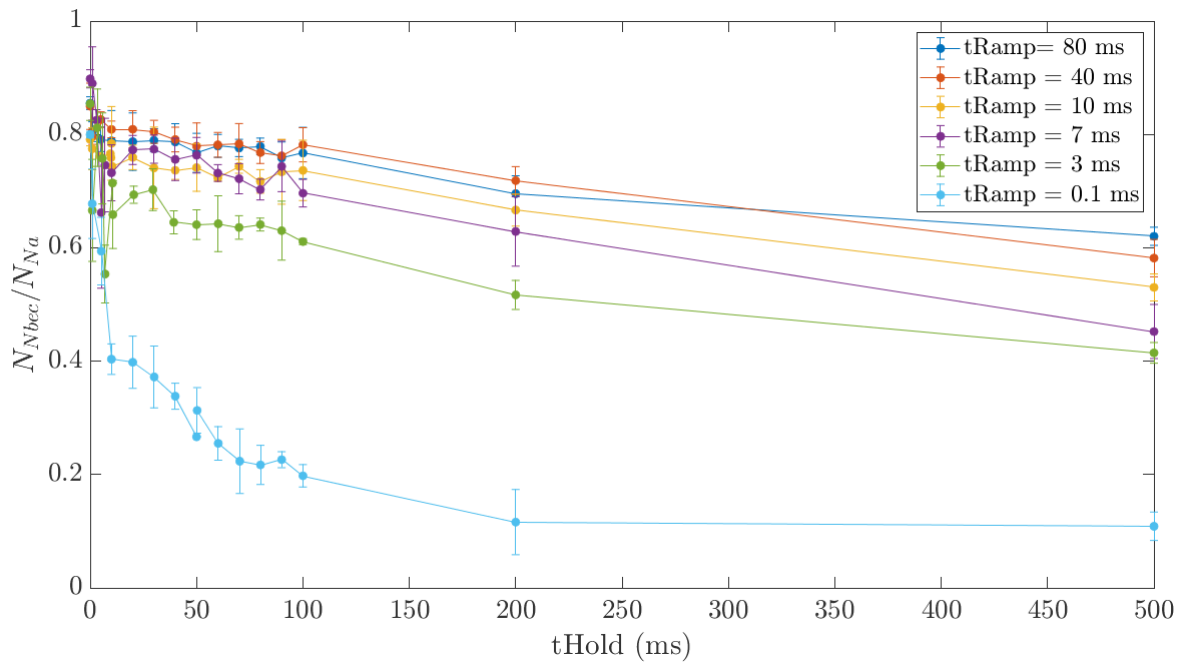


Figura 30 – Comportamento da fração condensada para diferentes tempos de t_{Hold} e t_{Ramp} .

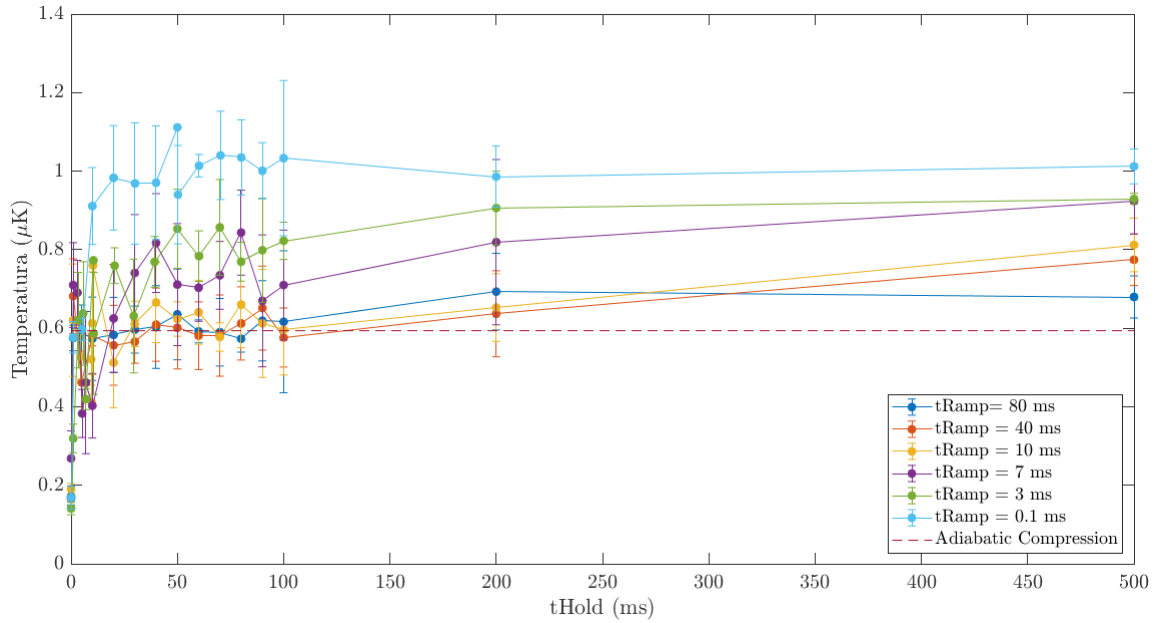


Figura 31 – Comportamento da temperatura para diferentes tempos t_{Hold} e t_{Ramp} .

Fonte: Elaborada pelo autor

As figuras 32 e 33 mostram que o sistema sempre inicia com $N_{bec}/N_{Na} \approx 0,84$ e a uma temperatura de $T \approx 200nK$, para qualquer t_{Ramp} . Para t_{Hold} muito curto com variação de 0,1 ms à 200 ms, é observado uma rápida diminuição na população de átomos do condensado e aumento da temperatura do sistema.

Ao realizarmos medidas da variação repentina do potencial, foi possível de seguir a evolução temporal com diferentes t_{Hold} e que pode ser observado nas figuras 32 e 33. Para cada uma das condições de rampa (t_{ramp}) foram realizadas várias medidas de T e $N_{N_{bec}}/N_{Na}$. Diante disso surge uma questão relativa aos instantes de tempo do sistema que pode estar evoluindo de forma quase estática.

Se o sistema evolui de forma a ter uma sequência de estados em equilíbrio, deve haver características que são preservadas. Na sequência, será considerado uma análise comparativa entre o tempo mais lento de mudança do potencial e o tempo mais rápido, isto é, 80 ms e 0,1 ms. Os gráficos abaixo mostram a evolução de T , medida pela Gaussiana, e a população $N_{N_{bec}}/N_{Na}$, medida pela distribuição modal.

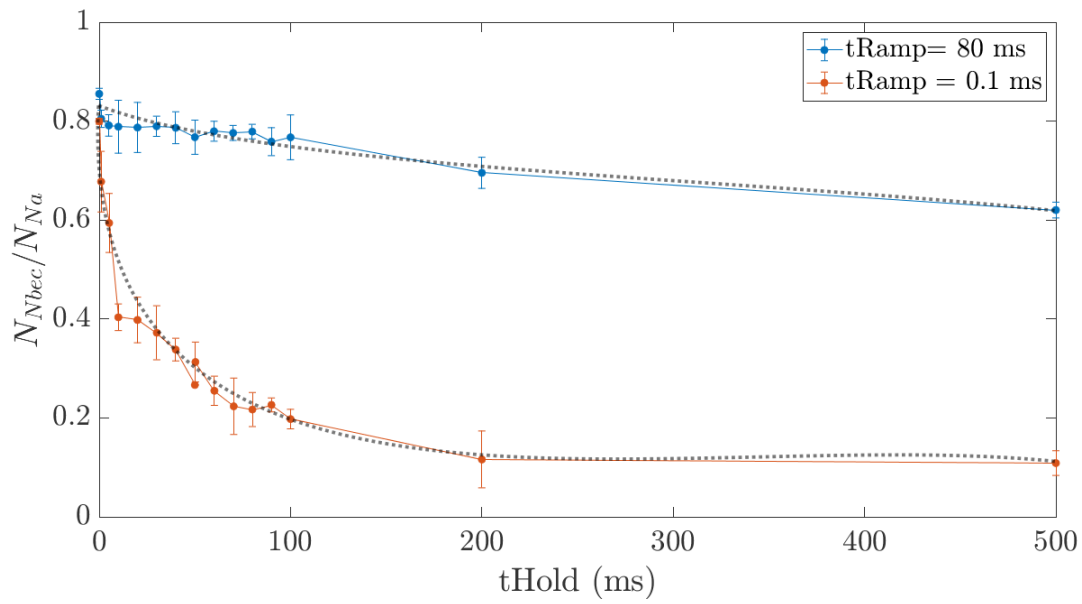


Figura 32 – Comportamento da população de átomos para um tempo de rampeamento mais rápido e um mais lento.

Fonte: Elaborada pelo autor

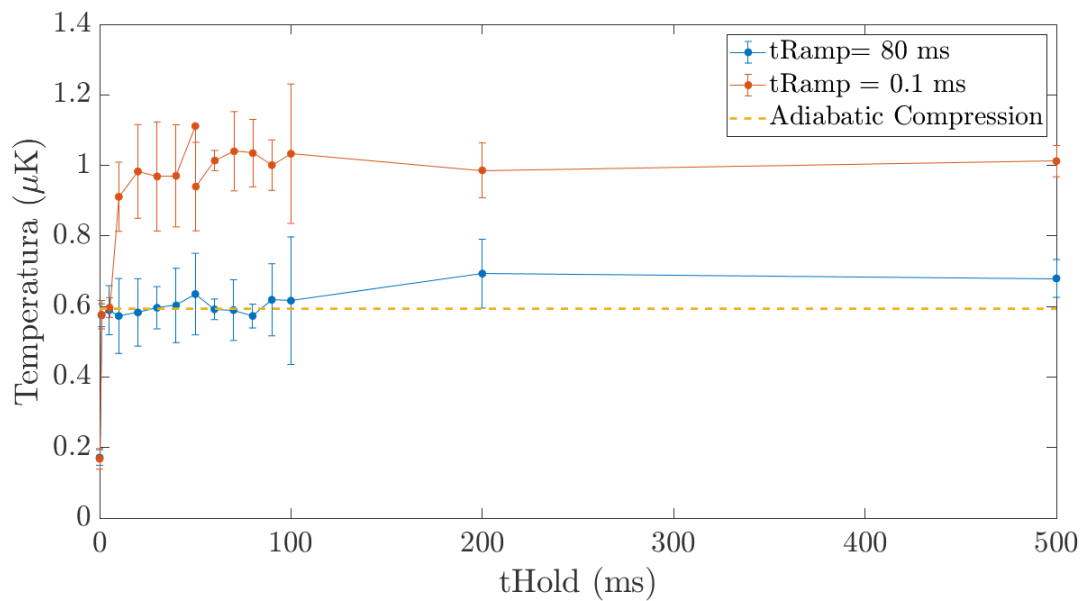


Figura 33 – Comportamento da temperatura para tempos de 0,1 ms e de 80 ms, rápido e lento respectivamente.

Fonte: Elaborada pelo autor

A mudança da frequência é de aproximadamente três vezes ($\varpi_2 \approx 3\varpi_1$), de modo que se tudo está permanentemente em equilíbrio a temperatura se manteria em 200 nK. Mas mudando ϖ_1 por um fator de aproximadamente 3, levaria há uma mudança da temperatura crítica por uma quantidade equivalente. Isto significa que a população deveria

evoluir para quase 0,99. Mas isso não é observado, mostrando que não é só o potencial que muda mas uma quantidade grande de energia que está acoplada na nuvem térmica. Isto significa que o processo aqueceu o sistema e a dinâmica que se observa é da termalização entre as partes do sistema, levando a nova condição.

Isto é de fato uma redistribuição quântica das populações. A população é expressa por N_{bec}/N_{Na} e para um certo tempo após a mudança do potencial, pode ser definido uma quantidade que mostra quando a termalização está sendo concluída e o sistema começa a exibir propriedades próprias de um sistema praticamente em equilíbrio.

O sistema foi levado de um oscilador para outro e para cada aproximação de equilíbrio tem-se:

$$\frac{N_{Nbec}}{N_{Na}} \sim 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^3. \quad (5.2)$$

Isto significa que se for considerado a quantidade seguinte,

$$\zeta = \frac{(1 - N_{Nbec}/N_{Na})}{T^3}, \quad (5.3)$$

ela se aproxima de uma constante, independente dos valores de equilíbrio. Considerando dados coletados, um gráfico de ζ vs t_{Hold} pode ser gerado e o intervalo de t_{Hold} vai de ~ 0 até 500 ms,

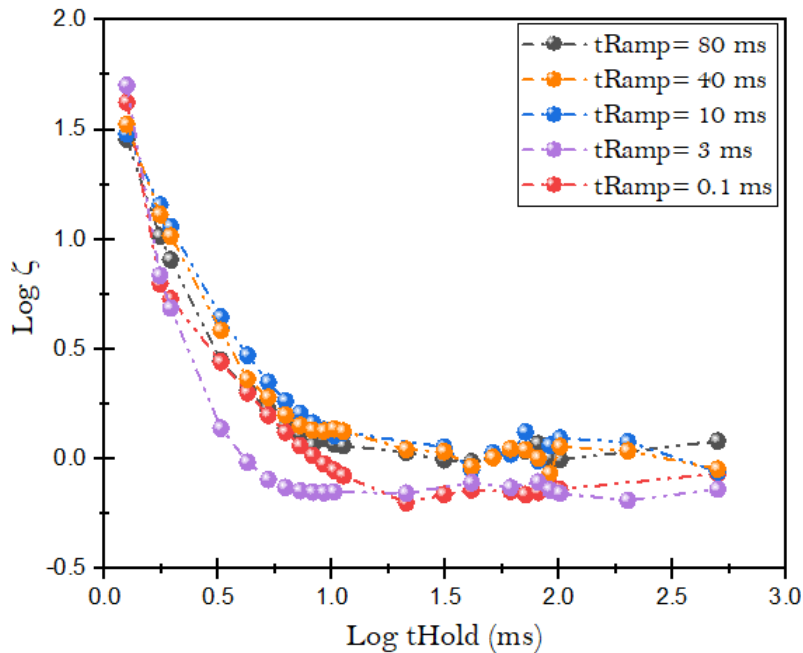


Figura 34 – Comportamento do ζ em escala di-log para diferentes tempos de rampas.

Fonte: Elaborada pelo autor

A figura 34 foi gerada em escala di–log pois qualquer que seja a dependência da evolução no gráfico di–log, sempre há dependência próxima da linearidade. O gráfico mostra de forma explícita os dois regimes. Para $t \leq 10$ ms a constante ζ têm uma rápida mudança e depois atinge um certo valor. A partir deste tempo há pouca mudança de ζ , porém com leve aumento da mesma em função do tempo. No início, ζ varia bastante demonstrando a ocorrência do processo de termalização para que o sistema se adapte ao novo potencial. A partir deste ponto, ζ é praticamente constante e bem próximo do equilíbrio, havendo pequena evolução com o tempo. Nesses dois regimes pode ser notado que no primeiro há uma termalização do sistema com o potencial e no segundo há uma leve termalização interna do sistema. Pode ser observado que no primeiro regime o sistema se adapta ao novo potencial, pois ζ esta mudando bruscamente. Já no segundo regime a termalização é interna com ajustes de trocas e as propriedades básicas do novo potencial externo confinante já foi estabelecidas.

A forma mais explícita do parâmetro ζ é expressa por:

$$\zeta = \frac{1}{T_C^3}. \quad (5.4)$$

O sistema parte de um potencial ϖ_1 , com T_C^1 determinado por:

$$\kappa_B T_C^1 \sim N^{\frac{1}{3}} \hbar \varpi_1, \quad (5.5)$$

e passando para T_C^2 , tem-se:

$$\kappa_B T_C^2 \sim N^{\frac{1}{3}} \hbar \varpi_2, \quad (5.6)$$

com,

$$\frac{\varpi_2}{\varpi_1} \sim 3, \quad \frac{T_C^2}{T_C^1} \sim 3. \quad (5.7)$$

Isto significa que a distribuição quântica externa para levar o sistema de ϖ_1 para ϖ_2 , corresponde a variação de ζ do valor inicial

$$\zeta_1 = \frac{1}{[T_C^1]^3}, \quad (5.8)$$

para

$$\zeta_2 = \frac{1}{[T_C^2]^3}, \quad (5.9)$$

com

$$T_c^2 \sim 3T_c^1, \quad (5.10)$$

Dessa forma, é possível gerar o seguinte resultado:

$$\zeta_2 = \frac{1}{27}\zeta_1, \quad (5.11)$$

A equação mostra que uma variação de ζ vai com um fator do inverso de 30, aproximadamente.

Na primeira fase ou primeiro regime, a termalização externa parece depender pouco de t_{Ramp} . Uma explicação para isto pode ser que a mudança do potencial e das condições tem mecanismos que independem de quão rapido esta mudança de ϖ_1 para ϖ_2 ocorre. As demais t_{ramp} podem ser analisadas e devem produzir um conjunto de curvas que se parecem bem próximas.

O valor de 10ms de espera parece ser um indicativo de algum fenômeno, na escala de tempo. Esta escala tem relação com o round trip time nos potenciais, tanto próximo de 100 Hz (ϖ_1) quanto de 300Hz (ϖ_2).

O estudo do comportamento da mudança repentina do potencial, em função de t_{Ramp} , permite observar a população de átomos para diferentes tempos de rampa, conforme a figura 35:

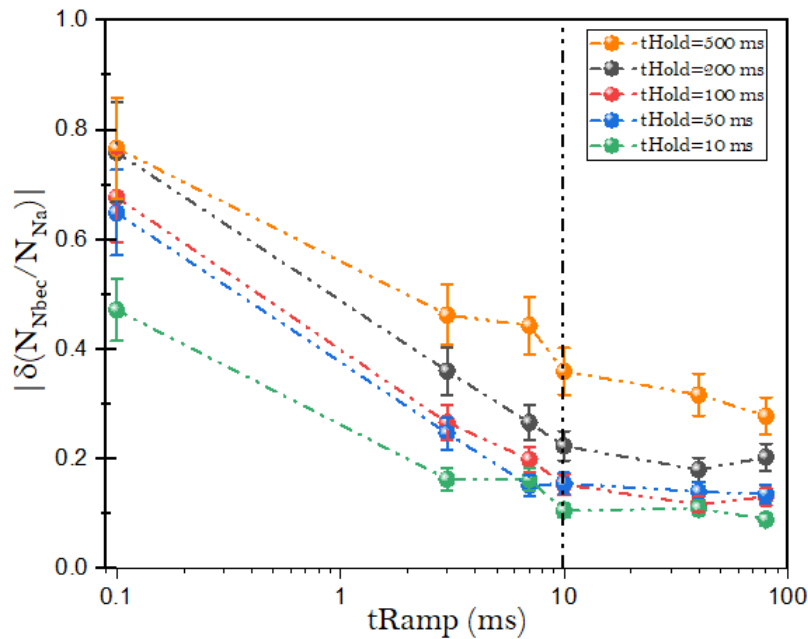


Figura 35 – Mudança repentina na população de átomos para diferentes tempos de espera.

O gráfico mostra que acima de $t_{\text{Ramp}} \geq 10\text{ms}$ a mudança de população é pequena e não muda mais com t_{Hold} . Esse comportamento sugere que durante os tempos de rampa mais curtos, o sistema não tem tempo suficiente para equilibrar-se térmicamente após a mudança repentina do potencial.

Estabelecendo um tempo de espera fixo, $t_{\text{Hold}} = 200\text{ms}$, pode ser verificada a evolução da temperatura e da fração condensada, dependendo do t_{Ramp} .

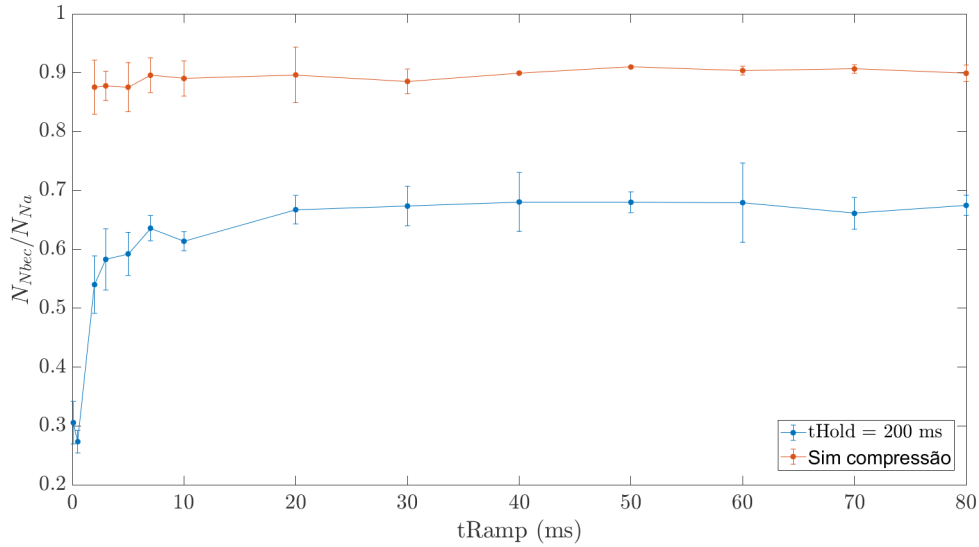


Figura 36 – Comportamento da fração condensada para diferentes tempos de rampeamento.

Fonte: Elaborada pelo autor

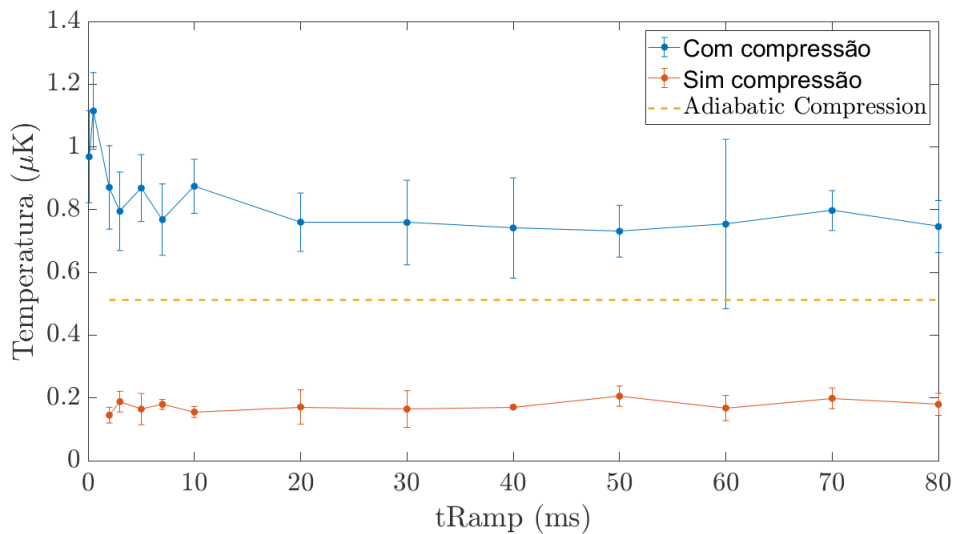


Figura 37 – Comportamento da temperatura para diferentes tempos de rampeamento.

Fonte: Elaborada pelo autor

Ao analisar os resultados das figuras 36 e 37, fica evidente que mudanças em t_{Ramp} têm um impacto significativo no comportamento do sistema. Quando se varia o tempo de rampa, pode ser observado mudanças notáveis em suas características. Especificamente, para $t_{\text{Ramp}} < 10$, o sistema não consegue acompanhar rapidamente a mudança repentina do potencial. Esta rápida variação indica que a transição não é adiabática. Para $t_{\text{Ramp}} \geq 10$, pode ser observado na figura 36 uma mudança na população da fração de átomos condensados, que é essencialmente adiabática.

Se consideramos uma transformação adiabática, onde $N_{\text{Nbec}}/N_{\text{Na}}$ não é alterada, teríamos a seguinte relação:

$$T_2 = T_1 \frac{\varpi_2}{\varpi_1} = 168 \text{ nK} \times \frac{318}{90} \approx 593 \text{ nK}. \quad (5.12)$$

A temperatura que se atinge é cerca de 660 nK , acima do regime adiabático. Isto é compatível com o fato que a fração atinge um valor de apenas 0,65. Com esta fração atingida, a temperatura é certamente mais alta. Isto significa que a transformação causa excitações térmicas além de uma população mais distribuída nos estados térmicos.

5.3 Estimativa de energia transferida

Por outro lado, o estudo da energia durante a mudança repentina do potencial é uma variável importante à ser analisada. Considera-se que a transformação ocorre mantendo o número total de partículas fixo, ou seja, a densidade da nuvem não se altera por colisões de dois corpos. Inicialmente, há um sistema com N partículas em um potencial ϖ_1 , caracterizado por uma temperatura crítica T_c^1 . Após a transição para um novo potencial ϖ_2 , o sistema passa a apresentar uma nova temperatura T_c^2 . Se o sistema ajustasse adiabaticamente ao novo potencial, mantendo a população do estado fundamental inalterada, ou seja, $N_{\text{bec}}^1/N_{\text{Na}} = N_{\text{bec}}^2/N_{\text{Na}}$, a relação entre as temperaturas inicial e final seria dada por: $T_1/T_2 = \omega_1/\omega_2$. Porém, se houver uma mudança na população do estado fundamental, a população da nuvem térmica também será afetada, causando alterações na energia contida no sistema.

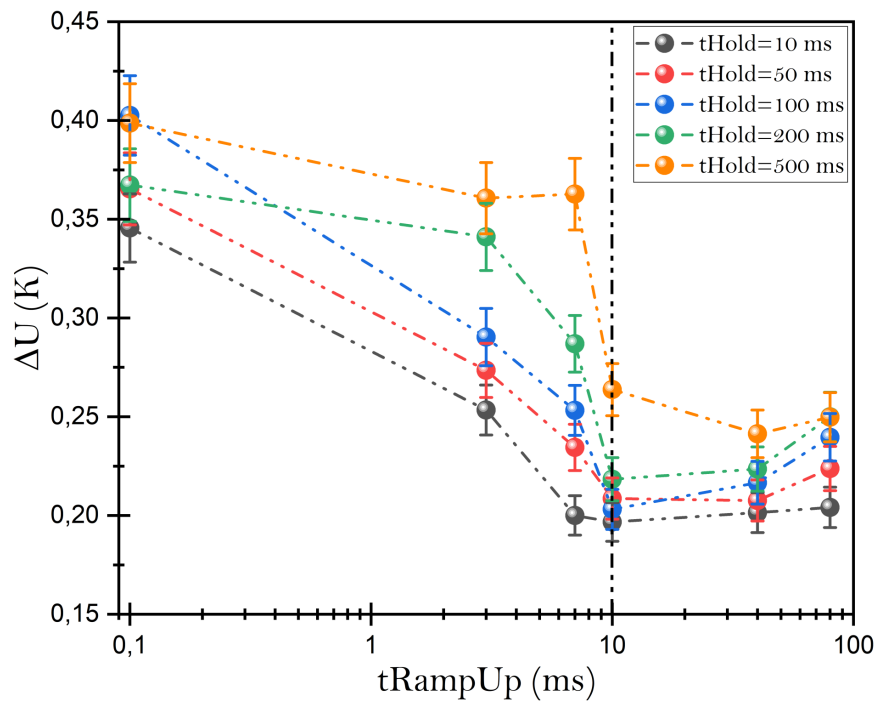


Figura 38 – Estimativa de variação de energia potencial para diferentes tempos de espera *in-situ*

Fonte: Elaborada pelo autor

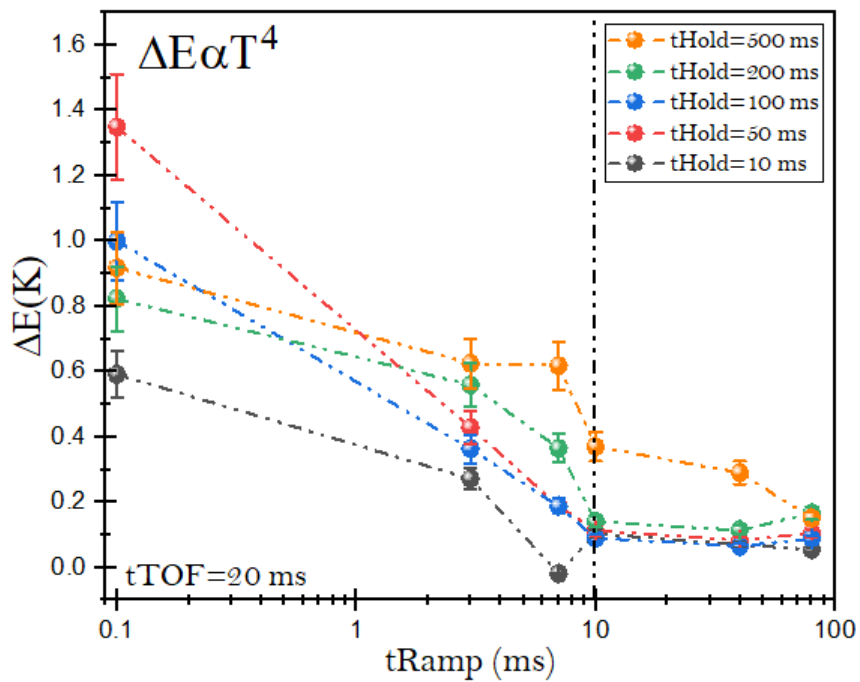


Figura 39 – Variação de energia do sistema após um tempo de voo de 20ms.

Fonte: Elaborada pelo autor

Na figura 38 pode ser observado a estimativa da variação da energia potencial, in-situ, em unidades de Kelvin e sua variação é menor que a variação da energia do sistema, após um tempo de vôo de 20 ms. A energia está apresentada na figura 39 para t_{Ramp} inferior à 10ms. De fato, isso é esperado pelos resultados mostrando que ao aquecer a população de átomos conduz a formação de mais núvem térmica. Para t_{Ramp} maior que 10 ms, a mudança de energia é menor daquilo que é esperado no experimento, no qual procura manter o maior número de átomos no condensado.

Para t_{Ramp} maior que 10 ms, nota-se que a variação de energia do sistema é similar ao variação da energia potencial. Isso sugere que o sistema realiza uma termalização, para tempos de rampas maiores, indicando ter maior números de átomos condensados. O gráfico seguinte mostra a relação de aquecimento dos átomos pela mudança repentina do potencial:

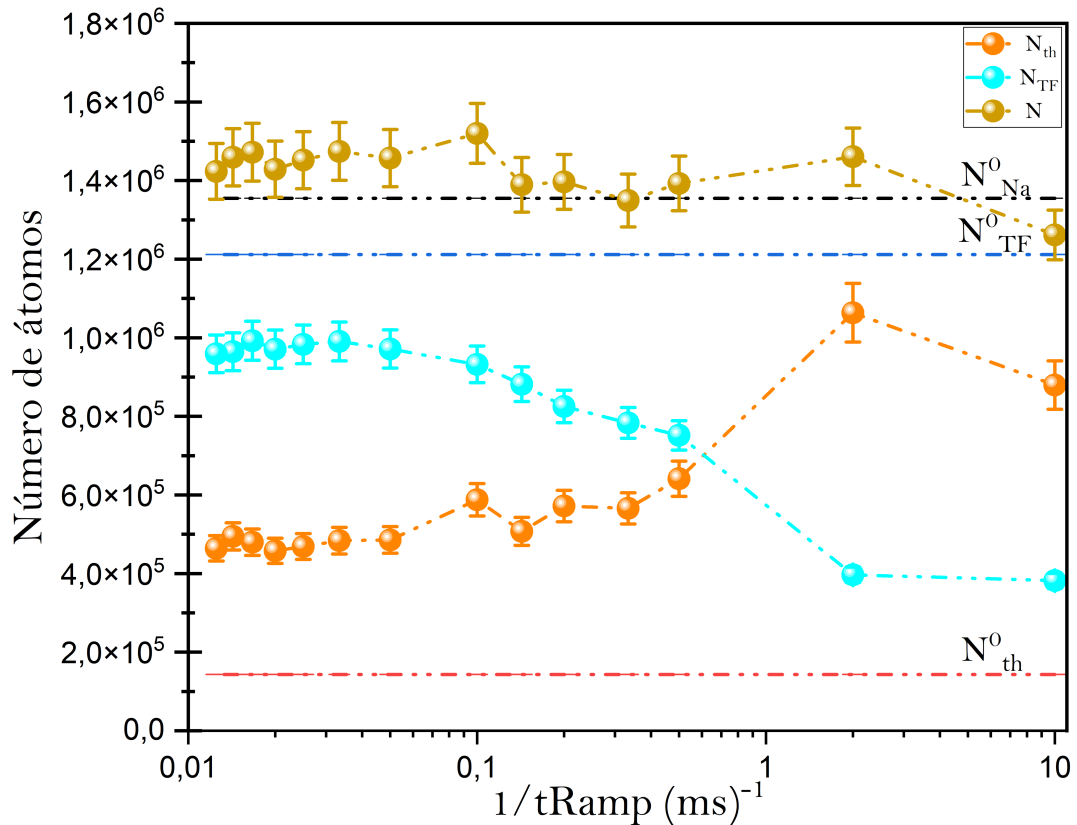


Figura 40 – Comportamento dos átomos. As linhas preta, azul e vermelha mostram o número total de átomos (condensados e térmicos), sem compressão. As linhas dourada, laranja e azul celeste mostram o comportamento do sistema com número total (condensado e átomos térmicos), após a compressão.

Fonte: Elaborada pelo autor

Pela figura 40, pode ser observado que se obtém mais átomos térmicos do que condensado, quando se tem uma rampa rápida. Isso é evidenciado pela figura 29. À medida que o tempo de rampa aumenta, a proporção de átomos condensados aumenta em relação aos átomos térmicos. Também, se estuda a mudança repentina no potencial para ter rampas muito curtas e verificar o quanto isso afeta os átomos do condensado ou dos átomos térmicos.

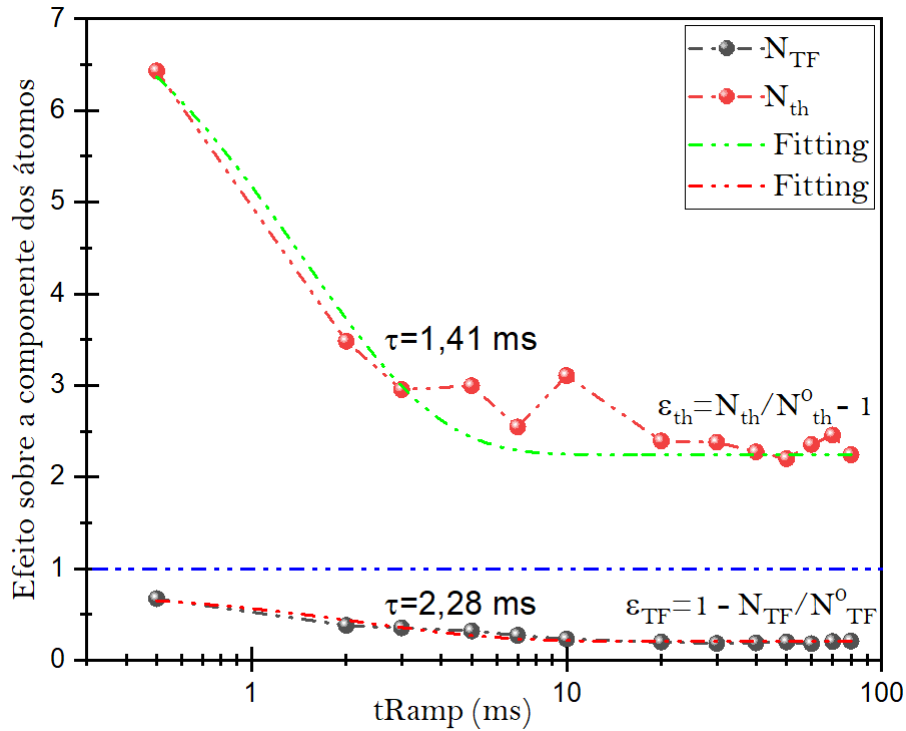


Figura 41 – Efeito das alterações sobre o condensado e os átomos térmicos.

Fonte: Elaborada pelo autor

Ao observar a figura 41, pode ser notado que a mudança repentina no potencial, em um curto período de rampa, os átomos térmicos são mais excitados do que os átomos do condensado, levando em consideração que $N_{th} \geq N_{th}^0$ e $N_{TF} \leq N_{TF}^0$.

6 CONCLUSÃO

É possível de se fazer pesquisa e estudos sobre BEC alterando repentinamente o potencial, variando a intensidade do laser. Neste trabalho, se realizou estudos sobre a "quantum quech", cuja uma das características é a mudança da frequência do laser para diferentes tempos de rampas.

Foi notado que conforme a velocidade com que se faz a rampa, isso pode afetar o condensado no sistema e é observado um perfil de densidade bimodal. Para tempos de rampa muito curtos, o sistema não consegue fazer uma redistribuição da população dos átomos do condensado, fazendo com que haja uma migração de átomos para a nível térmica.

A relação entre o comportamento da população dos átomos condensados e a frequência da armadilha óptica são diretamente proporcionais. Observa-se que com o aumento da frequência da armadilha óptica para tempos de rampa curtos, inferiores à dez milissegundos e tempos de espera inferiores à duzentos milissegundos, há uma tendência da nível condensada se tornar mais nível térmica. Esta condição, às vezes, resulta na destruição do condensado. Estes padrões sugerem a importância crítica destes parâmetros, no controle e conservação do condensado.

A investigação de mudança repentina do potencial fornece informações valiosas sobre como os sistemas procuram restaurar um estado de equilíbrio, após serem perturbados. Isso sugere implicações profundas e complexas para a compreensão das leis fundamentais da termodinâmica em escalas quânticas.

Além disso, a análise da redistribuição quântica aponta para implicações fundamentais para a irreversibilidade e a dinâmica de equilíbrio, em sistemas quânticos. Estas descobertas não só enriquecem a compreensão da física quântica, mas também têm potenciais aplicações para otimizar dispositivos quânticos e explorar novos paradigmas, na fronteira entre a teoria quântica e o experimento.

Também, notou-se que estudos sobre mudanças repentinas no potencial, em sistemas fechados, podem ter aplicações práticas em tecnologias quânticas controladas. Os estudos realizados, envolvendo mudanças no potencial externo, pode nos auxiliar e ajudar na compreensão e desenvolvimento de dispositivos quânticos avançados, permitindo possíveis aplicações em computação quântica e sensores ultra-sensíveis.

REFERÊNCIAS

- 1 BOSE. Plancks gesetz und lichtquantenhypothese. **Zeitschrift für Physik**, v. 26, n. 1, p. 178–181, 1924. DOI: 10.1007/BF01327326.
- 2 EINSTEIN, A. Quantentheorie des einatomigen idealen gases. zweite abhandlung. *In*: SIMON, D. (ed.). *Albert Einstein: Akademie-Vorträge: sitzungsberichte der Preußischen Akademie der Wissenschaften 1914–1932*. Weinheim: Wiley Online Library, 2005. p. 245–257. DOI: 10.1002/3527608958.ch28.
- 3 CORNELL, E. A.; WIEMAN, C. E. Nobel lecture: Bose-einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments. **Reviews of Modern Physics**, v. 74, p. 875–893, Aug. 2002. DOI: 10.1103/RevModPhys.74.875.
- 4 KETTERLE, W. Nobel lecture: when atoms behave as waves: Bose-Einstein condensation and the atom laser. **Reviews of Modern Physics**, v. 74, p. 1131–1151, Nov. 2002. DOI:10.1103/RevModPhys.74.1131.
- 5 BRADLEY, C. C. *et al.* Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions. **Reviews of Modern Physics**, v. 75, p. 1687–1690, Aug. 1995. DOI:10.1103/PhysRevLett.75.1687.
- 6 SALINAS, S. R. **Introdução a física estatística**. São Paulo: EDUSP, 1997.
- 7 DAHMEN, S. R. Bose e Einstein: do nascimento da estatística quântica à condensação sem interação I. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 27, n. 2, p. 271–282, Apr. 2005. DOI: 10.1590/S1806-11172005000200014.
- 8 BAGNATO, V.; PRITCHARD, D. E.; KLEPPNER, D. Bose-Einstein condensation in an external potential. **Physical Review A**, v. 35, p. 4354–4358, May 1987. DOI: 10.1103/PhysRevA.35.4354.
- 9 DAS, S. R. Quantum quench and universal scaling. *In*: **Oxford Research Encyclopedia of Physics**. 2020. Disponível em: <https://doi.org/10.1093/acrefore/9780190871994.013.55>. Acesso em: 30 out. 2023.
- 10 ERNE, S. *et al.* Universal dynamics in an isolated one-dimensional bose gas far from equilibrium. **Nature**, v. 563, n. 7730, p. 225–229, November 2018. DOI:10.1038/s41586-018-0667-0.
- 11 LIU, S. **Topics in quantum quench and entanglement**. 2021. Ph.D. Thesis (Doctor of Philosophy) - College of Arts and Sciences, University of Kentucky, Kentucky, 2021. DOI: 10.13023/etd.2021.222.
- 12 ANDERSON, M. H. *et al.* Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. **Science**, v. 269, n. 5221, p. 198–201, 1995. DOI: 10.1126/science.269.5221.198.
- 13 BAGNATO, V.; PRITCHARD, D. E.; KLEPPNER, D. Bose-Einstein condensation in an external potential. **Physical Review A**, v. 35, p. 4354–4358, May 1987. DOI: 10.1103/PhysRevA.35.4354.

- 14 DAVIS, K. B. *et al.* Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. **Physical Review Letters**, v. 75, p. 3969–3973, Nov. 1995. DOI:10.1103/PhysRevLett.75.3969.
- 15 MOORE, M. G.; ZOBAY, O.; MEYSTRE, P. Quantum optics of a Bose-Einstein condensate coupled to a quantized light field. **Physical Review A**, v. 60, p. 1491–1506, Aug. 1999. DOI: 10.1103/PhysRevA.60.1491.
- 16 KEELING, J.; BHASEEN, M. J.; SIMONS, B. D. Collective dynamics of Bose-Einstein condensates in optical cavities. **Physical Review Letters**, v. 105, p. 043001, July 2010. DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.043001.
- 17 BRENNECKE, F. *et al.* Cavity qed with a Bose-Einstein condensate. **Nature**, v. 450, n. 7167, p.268–271, Nov. 2007. DOI: 10.1038/nature06120.
- 18 DAGER, P.; HERNANDEZ, H.; ZAPATA, J. Condensado de bose-einstein en redes ópticas. **Revista Colombiana de Física**, v. 38, n. 2, p. 609, 2006. Disponível em: https://www.researchgate.net/publication/318921432_Condensado_de_Bose_Einstein_en_redes_opticas. Acesso em: 30 out. 2023.
- 19 BOSE, S. N. Planck’s law and the light quantum hypothesis. **Journal of Astrophysics and Astronomy**, v. 15, n. 1, p. 3, 1994.
- 20 COURTEILLE, P. W.; BAGNATO, V. S.; YUKALOV, V. I. Bose-Einstein condensation of trapped atomic gases. **Laser Physics**, v. 11, n. 6, p. 659–800 2001.
- 21 KAPUSTA, J. I. Bose-Einstein condensation, spontaneous symmetry breaking, and gauge theories. **Physical Review D**, v. 24, p. 426–439, July 1981. DOI: 10.1103/PhysRevD.24.426.
- 22 GRIFFITHS, R. B. Consistent histories and the interpretation of quantum mechanics. **Journal of Statistical Physics**, v. 36, n. 1, p. 219–272, July 1984. DOI: 10.1007/BF01015734.
- 23 GROSS, E. P. Structure of a quantized vortex in boson systems. **Il Nuovo Cimento** (1955-1965), v.20, n. 3, p. 454–477, 1961. DOI: 10.1007/BF02731494.
- 24 PITAEVSKII, L. P. Vortex lines in an imperfect Bose gas. **Soviet Physics JETP**, v. 13, n. 2, p. 451–454,1961.
- 25 FOOT, C. J. **Atomic physics**. Oxford: Oxford University Press, 2004. (Oxford master series in atomic, optical and laser physics, v. 7).
- 26 PROUKAKIS, N. P. *et al.* **Quantum gases: finite temperature and non-equilibrium dynamics**. Singapura: World Scientific, 2013. v. 1. DOI: 10.1142/p817.
- 27 GUTIERREZ, E. D. M. **Hydrodynamic studies of atomic fluids in quantum regime**. 2021. Tese (Doutorado em Ciências) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos,2021. DOI: 10.11606/T.76.2021.tde-22122021-090702.
- 28 PEÑAFIEL, E. E. P. **Production of a Bose-Einstein condensate of sodium atoms and investigation considering non-linear atom-photon interactions**. 2016.Tese (Doutorado em Ciências) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2016. DOI: 10.11606/T.76.2016.tde-26102016-154439.

-
- 29 CASTILHO, P. C. M. **New experimental system to study coupled vortices in a two-species Bose-Einstein condensate ^{23}Na - ^{41}K with tunable interactions.** 2017. Tese (Doutorado em Ciências) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2017. DOI:10.11606/T.76.2017.tde-11092017-082144.
- 30 VIVANCO, F. A. J. **Análise da viabilidade experimental da produção de moléculas fotônicas em uma armadilha de sódio.** 2013. Dissertação (Mestrado em Ciências) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2013. DOI: 10.11606/D.76.2013.tde-30042013-115025.
- 31 STECK, D. A. **Sodium D line data.** 2019. Disponível em: <http://steck.us/alkalidata>. Acesso em: 23 jan. 2023.
- 32 WAGSHUL, M. E. *et al.* Hyperfine effects on associative ionization of ultracold sodium. **Physical Review Letters**, v. 70, p. 2074–2077, Apr. 1993. DOI: 10.1103/PhysRevLett.70.2074.
- 33 LEE, T.; DUTTA, N. C.; DAS, T. P. Hyperfine structure of sodium. **Physical Review A**, v. 1, p. 995–1006, Apr.1970. DOI:10.1103/PhysRevA.1.995.
- 34 KRZYSZTOF, K. *et al.* Magneto-optical trap: fundamentals and realization. **Computational Methods in Science and Technology**, n. 2, p. 115–129, 2010 DOI: 10.12921/cmst.2010.SI.02.115-129.
- 35 CHESMAN, C. *et al.* Two-and four-beam magneto-optical trapping of neutral atoms. **Optics Letters**, v. 19, n. 16, p. 1237–1239, 1994. DOI:10.1364/OL.19.001237.
- 36 WU, C.-H. *et al.* **Strongly interacting quantum mixtures of ultracold atoms.** 2013. Thesis (Doctor)— Massachusetts Institute of Technology, Massachusetts, 2013. Disponível em: <http://hdl.handle.net/1721.1/83817>. Acesso em: 23 jan. 2023.
- 37 GÖRLITZ, A. *et al.* Sodium Bose-Einstein condensates in the $f = 2$ state in a large-volume optical trap. **Physical Review Letters**, v. 90, p. 090401, Mar. 2003. DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.090401.
- 38 PITAEVSKIĬ, L. P. Bose-Einstein condensation in magnetic traps: introduction to the theory. **Physics-Uspexhi**, v. 41, n. 6, p. 569, June 1998. DOI: 10.1070/PU1998v041n06ABEH000407.
- 39 MEWES, M.-O. *et al.* Bose-Einstein condensation in a tightly confining dc magnetic trap. **Physical Review Letters**, v. 77, p. 416–419, July 1996. DOI: 10.1103/PhysRevLett.77.416.
- 40 YOUK, H. Numerical study of quadrupole magnetic traps for neutral atoms: antihelmholtz coils and a u-chip. **Canadian Undergraduate Physics Journal**, v. 3, n. 2, p. 13–18, 2005.
- 41 MAJORANA, E. Atomii orientati in campo magnetico variabile. **Il Nuovo Cimento** (1924-1942), v. 9,n. 2, p. 43–50, Feb. 1932. DOI: 10.1007/BF02960953.
- 42 DUBESSY, R. *et al.* Rubidium-87 Bose-Einstein condensate in an optically plugged quadrupole trap. **Physical Review A**, v. 85, p. 013643, Jan. 2012. DOI: 10.1103/PhysRevA.85.013643.

- 43 HEO, M.-S.; CHOI, J.-Y.; SHIN, Y.-I. Fast production of large ^{23}Na Bose-Einstein condensates in an optically plugged magnetic quadrupole trap. **Physical Review A**, v. 83, p. 013622, Jan. 2011. DOI:10.1103/PhysRevA.83.013622.
- 44 GRIMM, R.; WEIDEMÜLLER, M.; OVCHINNIKOV, Y. B. Optical dipole traps for neutral atoms. *In*:BEDERSON, B.; WALTHER, H. (ed.). **Advances in atomic, molecular, and optical physics**. New York:Academic Press, 2000. p. 95–170. (Advances in atomic, molecular, and optical physics, v. 42).
- 45 LEE, J. *et al.* Integrated optical dipole trap for cold neutral atoms with an optical waveguide coupler. **New Journal of Physics**, v. 15, n. 4, p. 043010, Apr. 2013. DOI: 10.1088/1367-2630/15/4/043010.
- 46 JACOB, D. *et al.* Production of sodium Bose–Einstein condensates in an optical dimple trap. **New Journal of Physics**, v. 13, n. 6, p. 065022, June 2011. DOI: 10.1088/1367-2630/13/6/065022.
- 47 ADAMS, C. S. *et al.* Evaporative cooling in a crossed dipole trap. **Physical Review Letters**, v. 74, p.3577–3580, May 1995. DOI: 10.1103/PhysRevLett.74.3577.
- 48 SCHULZ, M. **Tightly confined atoms in optical dipole traps**. 2002. Dissertation (Doktorgrades naturwissenschaftlichen) – Fakultät der Leopold-Franzens, Universität Innsbruck, Innsbruck, 2002.
- 49 ROSA, C. F. **Série de Taylor e aplicações**. 2012. Trabalho de Conclusão de Curso (Licenciatura em Matemática) - Centro de Ciências Físicas e Matemáticas, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2012.
- 50 HUECK, K. *et al.* Calibrating high intensity absorption imaging of ultracold atoms. **Optics Express**,v. 25, n. 8, p. 8670–8679, Apr. 2017.
- 51 REINAUDI, G. *et al.* Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms.**Optics Letters**, v. 32, n. 21, p. 3143–3145, Nov2007.
- 52 PYRAGIUS, T. **Developing and building an absorption imaging system for ultracold atoms**. 2012.Disponível em: <https://arxiv.org/pdf/1209.3408.pdf>. Acesso em: 23 jan. 2022.
- 53 DAMIÃO, G. J.; RODRIGUES, C. G. **The Maxwell-Boltzmann velocity distribution function in detail**.2021. Disponível em:<https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/2107/2107.12354.pdf>. Acesso em: 30 abr.2023.