UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

CORA CASTELO BRANCO DE FRANCISCO
REYNAUD DOS SANTOS

Imagem por contraste de fase
próximo à ressonância

São Carlos

2014

CORA CASTELO BRANCO DE FRANCISCO
REYNAUD DOS SANTOS

Imagem por contraste de fase próximo à ressonância

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

Área de concentração: Física Básica
Orientador: Prof. Dr. Sérgio Ricardo Muniz

Versão corrigida

(Versão original disponível na Unidade que aloja o Programa)

São Carlos

2014

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.

Ficha catalográfica elaborada pelo Serviço de Biblioteca e Informação do IFSC,
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

Castelo Branco de Francisco Reynaud dos Santos, Cora
Imagem por contraste de fase próximo à ressonância /
Cora Castelo Branco de Francisco Reynaud dos Santos;
orientador Sérgio Ricardo Muniz - versão corrigida --
São Carlos, 2014.
109 p.

Dissertação (Mestrado - Programa de Pós-Graduação em
Física Básica) -- Instituto de Física de São Carlos,
Universidade de São Paulo, 2014.

1. Condensados de Bose-Einstein. 2. Técnicas de
imagem. 3. Imagem por absorção. 4. Imagem por
contraste de fase. I. Muniz, Sérgio Ricardo, orient.
II. Título.

*DEDICO ESTE TRABALHO
AOS MEUS PAIS*

*ANSELMO LEONARDO REYNAUD
DOS SANTOS E GLÁUCIA CASTELO
BRANCO DE FRANCISCO*

AGRADECIMENTOS

Agradeço aos meus pais por todo o suporte ao longo destes anos, que não foram fáceis, e ao meu orientador, Sérgio Ricardo Muniz, por toda a paciência destinada às minhas manias.

Resumo

CASTELO BRANCO, C. **Imagem por contraste de fase próximo à ressonância**. 2014. 109 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2014.

Tendo em vista experimentos envolvendo o estudo da dinâmica de gases quânticos aprisionados, visando a simulação quântica de sistemas complexos, este trabalho discute a implementação e o estudo da técnica de imagem dispersiva, por contraste de fase, e a compara com o método de imagem por absorção óptica. A implementação da nova técnica foi feita em um regime não convencional de dessintonia, explorando a região próxima da ressonância atômica, onde se deve levar em conta o efeito da absorção, além da mudança de fase, do campo elétrico do laser de prova, após interagir com os átomos. Portanto, este trabalho apresenta não só a implementação de uma nova técnica experimental, mas também um modelo simples para interpretar os dados obtidos nesse novo regime.

Palavras-chave: Condensados de Bose-Einstein. Técnicas de imagem. Imagem de contraste de fase. Imagem de absorção.

Abstract

CASTELO BRANCO, C. **Phase contrast imaging near resonance**. 2014. 109 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2014.

Envisioning experiments involving the dynamics of trapped quantum gases, towards the quantum simulation of complex systems, this work presents the implementation and study of a dispersive imaging technique, by phase contrast, and compares it to absorption imaging. The implementation of this new technique in our laboratory was done in a non conventional range of detunings, exploring the region near atomic resonance, where absorption effects need to be taken into account, in addition to the phase shift, introduced in the electric field of the probing laser, after interacting with the atoms. Therefore, this work presents not only the implementation of a new experimental technique, but also a simple model to interpret the data obtained in this new regime.

Keywords: Bose Einstein condensates. Imaging techniques. Phase contrast imaging. Absorption imaging.

Lista de Figuras

Figura 2.1 - A função de distribuição de Bose, f_v , em função da energia para valores três de fugacidade diferentes. O primeiro, $\xi = 1$ é referente a $T < T_c$, $\alpha = 0$. Para $\xi = 0,5$ e $\xi = 0,25$, $\alpha = -0,69$ e $\alpha = -1,39$, respectivamente.	27
Figura 2.2 - Comparação entre a as funções $z = \exp(-x^2/2\omega)$, linha preta, e a de Bose $g_{3/2}(z(x))$, ambas normalizadas. Percebe-se que a função de Bose é menos larga que a gaussiana. Isso ocorre em função de $T \approx T_c$ . . .	34
Figura 3.1 - Absorção saturada da célula com vapor de rubídio. O vapor contém os dois isótopos, mas apenas o Rb^{87} será aprisionado e induzido ao estado de condensação.	39
Figura 3.2 - Processo de seleção de estados através de bombeamento óptico. Os dois campos de bombeamento óptico I e II são polarizados circularmente e induzem os átomos à transições do tipo $\Delta m_F = 1$. No final do processo, até 95% dos átomos da nuvem ocupam o estado $ 2, 2\rangle$ . .	45
Figura 3.3 - Ilustração da posição de átomos dentro da armadilha magnética e os seus respectivos deslocamentos Zeeman em cada uma das três posições ressaltadas. Quanto mais longe do centro da armadilha, maior o deslocamento Zeeman e maior a energia cinética.	47
Figura 3.4 - Potencial da armadilha híbrida em: a) na direção x - eixo axial das bobinas de quadro polo -, b) na direção z - direção da gravidade -, e c) na direção y - direção de propagação do feixe. O potencial não é absolutamente harmônico em função da gravidade que adiciona um termo constante. Entretanto, os átomos ocupam a parte próxima a zero, onde a assimetria inserida pela gravidade é fraca. Desta forma, a aproximação harmônica é válida.	50
Figura 4.1 - Sistema óptico de um telescópio para magnificação da imagem de um sistema de absorção	56
Figura 4.2 - Sistema óptico de um telescópio para magnificação da imagem de um sistema de contraste de fase	57

Figura 4.3 – Estrutura hiperfina da linha D2 do rubídio 87 com as larguras em frequência entre os níveis hiperfinos. Os fatores giromagnéticos de Landé, g_F , são indicados junto às variações dos níveis Zeeman de cada estado hiperfino em resposta a um campo magnético.	58
Figura 5.1 – Número de átomos, em unidade de milhares, de nuvens térmicas, à partir do processamento de imagens de absorção, seção (5.2.1), junto ao ajuste numérico de uma Lorentziana, em função da dessintonia em megahertz.	66
Figura 5.2 – Sistema de imagem das técnicas de absorção(sem o elemento de fase) e de contraste de fase. O elemento de fase adiciona uma fase fixa de $-\pi/2$ à luz não espalhada pelos átomos, que aprimora a resolução da interferência de ambos os campos (espalhado e não-espalhado) no plano de imagem, localizado na posição do chip da câmera.	67
Figura 5.3 – Perfil medido no elemento de fase, responsável pela adição da fase $3\pi/2 = -\pi/2$, que resulta no sinal de contraste de fase. Observe que os valores médios do diâmetro e espessura são aproximadamente $600\mu m$ e $1\mu m$, respectivamente. Ambas dimensões foram determinadas por um perfilômetro óptico.	68
Figura 5.4 – Imagem de absorção normalizada de uma nuvem térmica fria com tempo de voo de 1,4ms e dessintonia $\Delta f = -0,1MHz$. Como o feixe está muito próximo à ressonância e a nuvem ainda não expandiu, a densidade óptica da nuvem é muito alta e ela funciona como um objeto quase opaco para o feixe. A área da região selecionada é de $\approx 2mm \times 2mm$	69
Figura 5.5 – Perfil unidimensional de um corte da imagem da figura (5.4) ao longo da direção x , figura (a), e da direção z , figura (b). Fica evidente que a imagem está saturada pois densidade é achatada, o que não corresponde nem ao perfil da função g_2 de um gaussiana da nuvem térmica, nem ao perfil parabólico da nuvem condensada.	70
Figura 5.6 – Imagens normalizadas de (a) absorção e de (b) contraste de fase de duas nuvens idênticas, com tempo de voo igual a 1,4ms e $-15.9MHz$ de dessintonia. Na figura de absorção vê-se padrões oscilatórios e uma imagem difusa da nuvem devido ao efeito de difração e de lentes. Na imagem por contraste de fase as oscilações não aparecem pois em função do elemento de fase o sinal de interferência entre o sinal de difração e o sinal de absorção é o que gera o sinal de contraste de fase. Entretanto, nessa dessintonia e nessa densidade de átomo há efeito forte de lentes e, portanto, as medidas das larguras não são confiáveis. A área da região selecionada, em ambas as imagens, é de $\approx 2mm \times 2mm$	71
Figura 5.7 – Perfis unidimensionais de cortes em planos x e z constantes das imagens de (a) absorção e (b) contraste de fase expostas na figura (5.6).	72

Figura 5.8 - a) Imagem do feixe de prova sem os átomos; b) Imagem dos feixes de prova com os átomos (verifica-se que a variação de intensidade por campos espúrios é da ordem do sinal do condensado); c) Imagem da câmara sem feixes de luz. A área da região selecionada corresponde à de todo o chip da CCD.	73
Figura 5.9 - Imagem normalizada de acordo com a expressão (5.1) aplicada às imagens da figura (5.8).	74
Figura 5.10 - Imagens de absorção normalizadas cujas dessintonias do feixe de prova são: (a) $\Delta f = -0,1\text{MHz}$, (b) 1041MHz , (c) $\Delta f = -0,6\text{MHz}$ e (d) $\Delta f = -11,51\text{MHz}$. A área da região selecionada, em todas as imagens, é de $\approx 2\text{mm} \times 2\text{mm}$	75
Figura 5.11 - Perfis unidimensionais de $1 - I/I_0$, linha verde, e densidade óptica, linha preta, da figura (5.10), separados de acordo com a direção, x na primeira linha e z na segunda, e com dessintonia: (a) $\Delta f = -0,1\text{MHz}$, (b) $\Delta f = 10,4\text{MHz}$, (c) $\Delta f = -0,6\text{MHz}$ e (d) $\Delta f = -11,5\text{MHz}$	77
Figura 5.12 - Perfis unidimensionais da figura (5.10) juntos de seus respectivos ajustes computacionais separados em termos da dessintonia, a) $\Delta f = -0,1\text{MHz}$, b) $\Delta f = -0,6\text{MHz}$, c) $\Delta f = 10,4\text{MHz}$ e d) $\Delta f = -11,5\text{MHz}$ e em direção, linha verde na direção z e preta na direção x . Todos os gráficos estão escalonados por um mesmo valor máximo na ordenada	79
Figura 5.13 - Número de átomos calculado pela soma dos elementos da matriz da densidade óptica, na área delimitada por $(x_i = x_0 \pm i, z_i = z_0 \pm i)$, para $i = 1, 2, \dots$, através da expressão dada pela equação (5.9)	80
Figura 5.14 - Sem levar em consideração a variação da seção de choque para dessintonias diferentes, a comparação entre o número de átomos calculado pelos parâmetros fornecidos pelo ajuste numérico e pela soma da matriz de densidade óptica.	81
Figura 5.15 - A figura (a) mostra as larguras da fase térmica, Ω_x e Ω_z e a (b) raios de Thomas-Fermi, R_x e R_z . Percebe-se a redução de Ω_x e Ω_z em $\Delta f = -11,5\text{MHz}$ cuja absorção é muito menor que em $\Delta f = -0,1\text{MHz}$ e $\Delta f = -0,6\text{MHz}$, mas não há variação de R_x e R_y , referentes à nuvem condensada, cuja densidade óptica varia muito mais abruptamente e alcança valores maiores. Estes dois fatos unidos nos levam a concluir que a variação de Ω_x e Ω_z é em função da queda da razão sinal-ruído quando se afasta da ressonância e não pelo efeito de lentes.	82
Figura 5.16 - (a) Imagem de contraste de fase cuja dessintonia é de $\Delta f = -11,5\text{MHz}$; (b) Imagem de absorção cuja dessintonia é de $\Delta f = 10,4\text{MHz}$; (c) Imagem de contraste de fase cuja dessintonia é de $\Delta f = 10,4\text{MHz}$. A área da região selecionada, em todas as imagens, é de $\approx 2\text{mm} \times 2\text{mm}$ . . .	83
Figura 5.17 - Perfis unidimensionais na direção x das imagens da figura (5.16). . .	84

Figura 5.18 – (a) O campo elétrico do sinal de absorção (azul) e o do sinal de contraste de fase, ambos determinados nas seções (5.2.1) e (5.3), respectivamente; (b) o campo elétrico do sinal de contraste de fase, resultante da expressão (5.10), em roxo.	85
Figura 5.19 – Simulação do sinal de contraste de fase para diversos valores de dessintonia fixas, $\delta = -2, -1, -0,5, 0,5, 1, 2$, variando a coluna de densidade $\tilde{n}$	86
Figura 5.20 – Simulação do sinal de contraste de fase para densidade óptica e dessintonia fixa, variando apenas a fase fixa adicionada pelo elemento de fase.	87
Figura 5.21 – A figura (a) mostra uma imagem por contraste de fase com dessintonia $\Delta f = -0,1\text{MHz}$, cuja área selecionada é de aproximadamente $2\text{mm} \times 2\text{mm}$, e (b) o seu perfil unidimensional em z . Em $\Delta f = -0,1\text{MHz}$ a frequência do feixe está mais próxima à ressonância e a coluna de densidade é maior. Neste caso, a função cosseno atingiu um máximo e começa a reduzir novamente, por mais que a densidade óptica continue crescendo quando se vai em direção ao centro da nuvem. . .	88
Figura 5.22 – Comparação das imagens normalizadas de contraste de fase em (a), (b) e (c) com as respectivas simulações computacionais da equação (5.11) em (d), (e) e (f). A área selecionada em cada uma das imagens é de aproximadamente $2\text{mm} \times 2\text{mm}$	89
Figura 6.1 – Gráficos das razões (a) $\Omega_z(t)/\Omega_x(t)$ e (b) $R_z(t)/R_x(t)$ retiradas de imagens feitas de nuvens diferentes em tempos de voo diferentes. No gráfico (a), mostra-se a tendência isotrópica resultante da distribuição maxwelliana do campo de velocidades da nuvem térmica, e no gráfico (b), a inversão da razão entre as larguras, assinatura do fenômeno da condensação em gases frios.	92
Figura 6.2 – Em (a) está a coluna de densidade resultante da simulação numérica da EGP, nos instantes de tempo t_k , $k = 0, 1, 2, \dots$, com os centros de massa posicionados em z_k , de acordo com a equação $z_k = -gt_k^2/2$. Em (b), a imagem de contraste de fase de uma nuvem cujo tempo de voo é $1,3\text{ms}$, portanto, inicialmente, tem a distribuição de densidade próxima à da armadilha. O tempo de exposição é de 20ms . Em ambas as imagens, percebe-se, durante a primeira fase do percurso, a inversão da razão da largura da direção x com a de z e a queda da intensidade de pico devido à conservação do número de átomos.	93
Figura 6.3 – Imagens de contraste de fase de nuvens semelhantes às apresentadas no capítulo anterior, com dessintonia $21,4\text{MHz}$. Para a figura (a), $t_i = 16\text{ms}$ e $\Delta t = 5\text{ms}$, e para a figura(b), $t_i = 11\text{ms}$ e $\Delta t = 10\text{ms}$ . . .	95
Figura 6.4 – Traçando uma reta centrada no eixo de simetria da imagem da queda, x_{cm} , e plotando o perfil de densidade nesta direção, verifica-se a queda do sinal dos átomos devido à expansão da nuvem. Em (a) está o perfil da imagem (6.3a) e em (b) o da imagem (6.3b).	96

Figura 6.5 -	Imagens de a) absorção e b) fase de nuvens idênticas, dessintonia 21,4MHz, com tempo de voo 16ms e tempo de exposição 5ms. Como ambas as imagens estão com a mesma escala de intensidade, fica evidente como o sinal de contraste de fase é mais intenso e robusto. .	97
Figura 6.6 -	(a) Imagem de absorção da figura (6.5) com uma reta que acompanha a trajetória dos átomos e define o plano de corte que gera o perfil da figura (b)	99

Sumário

1	INTRODUÇÃO	21
2	O CONDENSADO DE BOSE-EINSTEIN	25
2.1	O Condensado de Bose Einstein não interagente	25
2.1.1	Densidade de estados de um gás quântico confinado num potencial harmônico	27
2.1.2	Temperatura de Transição	29
2.1.3	Fração condensada	30
2.2	O perfil de densidade	31
2.2.1	Aproximação semi-clássica e a nuvem térmica	32
2.2.2	A aproximação de Thomas-Fermi e a nuvem condensada	33
3	O SISTEMA BEC-II	37
3.1	Sistema de lasers, absorção saturada e moduladores acusto-ópticos	38
3.2	Armadilha magneto-óptica	40
3.2.1	Átomo no campo óptico	41
3.2.2	Átomo no campo magnético	42
3.2.3	Átomo na AMO	42
3.3	Compressão da AMO-II e resfriamento sub-Doppler	43

3.4	Bombeamento óptico	44
3.5	Armadilha híbrida e resfriamento evaporativo	46
3.5.1	Aprisionamento magnético	46
3.5.2	Resfriamento evaporativo magnético	47
3.5.3	Aprisionamento óptico e a transferência para a armadilha híbrida	48
3.5.4	A armadilha híbrida	49
3.5.5	Resfriamento evaporativo óptico	51
4	TÉCNICAS DE IMAGEM	53
4.1	Como se faz uma imagem?	53
4.1.1	Imagem de absorção	55
4.1.2	Imagem de contraste de fase	55
4.2	Interação radiação matéria e o índice de refração complexo	57
4.2.1	A susceptibilidade elétrica da transição $ g\rangle \rightarrow e\rangle$	59
4.2.2	O campo de polarização da nuvem e o índice de refração complexo	61
4.2.3	O índice de refração complexo	62
5	MEDIDAS DO LABORATÓRIO	63
5.1	Montagem experimental	64
5.1.1	Sistema de controle e aquisição	64
5.1.2	O feixe de prova	65
5.1.3	O sistema óptico	67
5.1.4	O elemento de fase	67
5.2	Explorando o sistema de imagem	69
5.2.1	Imagens de absorção	74
5.3	Imagens de contraste de fase e suas vantagens sobre o sistema de absorção	82

6	ESTUDOS DE DINÂMICA	91
6.1	Imagens de contraste de fase de longa exposição	92
7	CONCLUSÕES	101
	REFERÊNCIAS	106

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Em 1924, Albert Einstein, complementando o trabalho de Satyendra N. Bose, previu que era possível a ocupação macroscópica de um único estado quântico num sistema de bósons confinados. A primeira observação do fenômeno foi através da superfluidez do hélio líquido,¹ 1938, mas somente após algum tempo que esses fenômenos foram relacionados um ao outro, e a condensação de Bose-Einstein foi proposta, pela primeira vez, como mecanismo físico por trás da superfluidez.²

Em 1995,³ muito depois do desenvolvimento do laser e de técnicas que dele dependiam para manipular estados hiperfinos, é que foi possível aprisionar gases dilutos e resfriá-los até o fenômeno da condensação. Desde então, a física atômica tem adquirido uma grande parcela de adeptos em função da versatilidade que estes sistemas oferecem.

Todos os dados experimentais dessas nuvens são obtidos via diagnóstico óptico, pela impossibilidade de usar sondas para medir diretamente as propriedades da nuvem atômica. Assim, coletando informações da luz que interage com os átomos é possível inferir sobre a densidade espacial da nuvem atômica, que é um reflexo direto da dinâmica que ocorre dentro da armadilha, isto é, do potencial que confina os átomos.

Durante o processo de imagem, a interação da luz com os átomos, que essencialmente envolve a absorção e emissão de fótons, pode ser normalmente bem descrita de forma semiclássica, de modo que, do ponto de vista macroscópico, podemos simplesmente descrever essa interação em termos de variações de amplitude e fase do campo elétrico da luz incidente sobre os átomos.

Nessa linguagem, é comum encontrar na literatura descrições de técnicas de imagens que são ou totalmente absorptivas (variando a intensidade), ou puramente dispersivas (variando a fase), com relação um feixe de prova, cujas dessintonia (variação de frequência)

está exatamente em ressonância (primeiro caso), ou bastante fora da ressonância (segundo caso) com uma dada transição atômica.

Para os experimentos de condensação de Bose-Einstein, realizados no Grupo de Óptica do Instituto de Física de São Carlos, a técnica de imagem usualmente utilizada tem sido a de absorção óptica. A técnica de absorção, por depender fortemente da taxa de espalhamento de fótons, funciona melhor quanto mais próxima a frequência do feixe de laser estiver da ressonância. Nessa situação, a taxa de transferência de momento para os átomos é máxima, e tipicamente a imagem é dita altamente destrutiva, no sentido que o estado condensado (mesmo que aprisionado) é destruído após a imagem.

Aproveitando-se da fase inserida à luz, ao atravessar um meio material com certo índice de refração, Fritz Zernike⁴ em 1953 desenvolveu uma técnica de interferometria chamada contraste de fase que revolucionou a microscopia. Era de se esperar que esta técnica seria inserida no mundo da física atômica.

Em 1996, foi publicado o artigo *Direct, Nondestructive Observation of a Bose Condensate*⁵ – do inglês *Observação direta, não destrutiva de um condensado de Bose* –, pelo grupo do Wolfgang Ketterle no MIT, no qual apresentavam medidas sequenciais e não destrutivas de uma mesma nuvem dentro da armadilha, onde a condensação e a dinâmica do condensado foram estudados pela primeira vez *in-situ*.

Com técnicas absorptivas isto não é normalmente possível e, com a motivação de estudar dinâmicas ainda dentro da armadilha, esta dissertação expõe a implementação da técnica contraste de fase, pela primeira vez em nosso grupo de pesquisa, fazendo uma comparação com a técnica usual de absorção.

Os primeiros capítulos fornecem a bagagem teórica necessária para a melhor compreensão das informações obtidas por ambas as técnicas. O capítulo 2 introduz os elementos básicos do fenômeno de condensação de Bose-Einstein, até o determinar das equações que prevêm a densidade da nuvem atômica dentro de um potencial harmônico, geometria das armadilhas utilizadas nos nossos experimentos de átomos ultra-resfriados.

O terceiro capítulo explica brevemente os princípios das técnicas utilizadas durante o desenrolar do processo de aprisionamento e resfriamento dos átomos à partir de um vapor de rubídio 87. O capítulo 4 explica cada uma das técnicas de imagem, absorção e contraste

de fase, à partir de um modelo simples da interação da luz com os átomos.

Finalmente, os capítulos 5 e 6 apresentam, por sua vez, os detalhes da montagem experimental e discutem algumas medidas realizadas por ambas as técnicas, bem como uma comparação entre elas. As conclusões finais são resumidas no capítulo 7, com um breve sumário das principais contribuições deste trabalho.

Capítulo 2

O CONDENSADO DE BOSE-EINSTEIN

Condensado de Bose-Einstein é um estado da matéria caracterizado pela ocupação macroscópica do estado fundamental de um sistema físico, previsto para partículas que obedecem à estatística dos bósons. Como todo fenômeno de muitos corpos, este não deixa de ser complexo e uma introdução teórica é indispensável. Na primeira seção, está descrito um gás ideal de Bose-Einstein em um potencial harmônico.⁶ Em seguida explica-se como a interação é levada em conta usando a equação de Gross-Pitaevskii. Esses resultados irão resultar em expressões para a dependência espacial da densidade atômica, que é o objeto principal de análises das imagens discutidas nesta dissertação.

2.1 O Condensado de Bose Einstein não interagente

Considere um gás de N bósons indistinguíveis, cada um com massa m , confinado em um potencial de volume V , definido pelo potencial externo $U(\mathbf{r})$, e com temperatura T constantes. O caráter confinante de $U(\mathbf{r})$ cria os estados quantizados ν de energia ε_ν nos quais os N bósons serão distribuídos de acordo com a função de distribuição pertinente. Estatisticamente, este sistema é descrito como aberto e não isolado de partículas idênticas, cuja descrição é feita pelo Ensemble Grande Canônico, uma vez que é aberto e dispensa a conservação do número N , apesar da média $\langle N \rangle$ ser constante. Quando a temperatura do sistema é muito baixa e o comprimento de onda térmico de de Broglie, $\lambda_T \propto \sqrt{\beta} = (k_B T)^{-1/2}$, é comparável à distância média entre as partículas, $\lambda_T \approx \langle n \rangle^{-1/3}$ (no limite termodinâmico, $n = N/V$), pode ocorrer a superposição entre as funções de onda de cada partícula. Neste caso, propriedades quânticas são importantes e a ocupação média de

cada estado de energia deve refleti-las.

$$f_v = \frac{g_v}{e^{\beta(\varepsilon_v - \mu)} - 1}. \quad (2.1)$$

A função de distribuição de Bose f_v fornece o número médio de bósons com energia ε_v levando em conta a degenerescência g_v de cada estado v . Como a ocupação deve ser sempre positiva e finita, o potencial químico μ – que quantifica a variação da energia livre do sistema com relação à variação de N e é definido pelo vínculo $N = \sum_v f_v(T, \mu)$ – nunca deve exceder a energia de cada nível. Seja o estado fundamental ε_0 , é seguro afirmar que $\mu \leq \varepsilon_0$.

Para estudar a função de distribuição de Bose, reescala-se o problema aproximando ε_0 ao ponto de energia zero do sistema. Desta forma, o potencial químico é sempre negativo, e a transição de fase é compreendida como a temperatura em que o potencial químico vai a zero. Em primeira aproximação, $\lim_{T \rightarrow T_c} \mu = -\alpha\beta^{-1}$, onde α é uma constante real e positiva, e a função de distribuição pode ser reescrita da forma

$$f_v = \frac{g_v}{e^{\alpha} e^{\beta\varepsilon_v} - 1}. \quad (2.2)$$

Por conveniência, define-se a grandeza *fugacidade*, $\xi = e^{-\alpha}$, de tal forma que $f_v = g_v \times [\xi^{-1} e^{\beta\varepsilon_v} - 1]^{-1}$.

Além disso, no limite em que $\beta\varepsilon \rightarrow 0$, $f_v \approx g_v \times [\xi^{-1}\beta\varepsilon_v + \xi^{-1} - 1]^{-1}$, e, portanto, a distribuição tem um comportamento hiperbólico. A fugacidade diz respeito à assíntota de divergência da hipérbole. Na figura (2.1), está representada a função de Bose em função de $\beta\varepsilon_v$, para diferentes valores de fugacidade, ou para diferentes valores de α . Quanto maior for a fugacidade, ou quanto maior for o fator de variação do potencial químico com a temperatura α , mais rapidamente a curva encontra a assíntota, ou seja, a transição de fase.

Quando $N \rightarrow \infty$ e a temperatura do sistema é muito maior que a temperatura crítica de transição de fase, $T \gg T_c$, alterações *quasi-estáticas* no número de partículas não causam mudanças significativas na energia livre. O rearranjo da função de distribuição dado pela variação de N é muito pequeno pois o potencial químico tem valores muito menores que o da energia do estado fundamental, $\beta\mu \ll \beta\varepsilon_0$. Quando T aproxima-se da

Figura 2.1 – A função de distribuição de Bose, f_ν em função da energia para valores três de fugacidade diferentes. O primeiro, $\xi = 1$ é referente a $T < T_c$, $\alpha = 0$. Para $\xi = 0,5$ e $\xi = 0,25$, $\alpha = -0,69$ e $\alpha = -1,39$, respectivamente.

Fonte: Elaborada pela autora.

temperatura crítica, o valor do potencial químico aumenta e, conseqüentemente, o valor da fugacidade, limitado superiormente pela unidade. Assim é definida a temperatura crítica de transição de fase, T_c : a temperatura na qual o potencial químico equivale a ε_0 e a função de distribuição diverge, culminando na ocupação macroscópica do estado fundamental do sistema de bósons (aqui condensados não interagentes) no potencial externo U_r .

2.1.1 Densidade de estados de um gás quântico confinado num potencial harmônico

Para calcular propriedades termodinâmicas de um gás, é comum e válido substituir somatórios por integrais, ou seja, transformar variáveis discretas em contínuas. Isso é factível em determinados limites e muitos destes limites são alcançados em sistemas de muitos corpos. Entretanto, para um sistema condensado, essa aproximação não é muito

precisa uma vez que a ocupação do estado fundamental não é contabilizada corretamente. Para os estados excitados, releva-se em conta outro efeito decorrente das altas temperaturas. Neste limite, a separação de energia entre níveis consecutivos do potencial externo é muito menor que a energia típica do sistema, $\Delta\varepsilon \ll k_B T$. Dessa forma, a energia pode ser descrita como uma função contínua, assim como a distribuição de Bose.

Ao longo desta seção, será assumido que todos os átomos estão no mesmo estado de spin – uma afirmação segura, uma vez que o spin dos átomos é selecionado no processo de aprisionamento magnético, seção (3.4) –, o que permite desconsiderar o estado interno dos átomos.

Seja o potencial externo gerador dos estados de energia ε_v um potencial harmônico anisotrópico

$$U(\mathbf{r}) = \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (2.3)$$

cujas frequências são ω_x , ω_y e ω_z e m a massa das partículas a ele submetidas e as energias recorrentes deste potencial são

$$\varepsilon(n_x, n_y, n_z) = \left(n_x + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_x + \left(n_y + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_y + \left(n_z + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_z, \quad (2.4)$$

onde n_i são todos números inteiros e positivos e o estado fundamental caracterizado por $n_x = n_y = n_z = 0$. Como mais de uma combinação entre cada uma das variáveis número é referente a um mesmo valor da energia ε , deve-se levar em conta a degenerescência de estados. No caso de um sistema discreto, este valor seria dado, como já explicitado anteriormente, por g_v . Seja $G(\varepsilon_v)$ o número de estados com energia menor ou igual a ε_v , $G(\varepsilon_v) = \sum_{n_x} \sum_{n_y} \sum_{n_z}$. O desafio está em definir os limites superiores dos somatórios em função dos vínculos dado pela energia limitante. Para isso, considerando que neste sistema a aproximação para a continuidade da energia seja válida, extendemos a continuidade para as variáveis de número. Assim, uma variação infinitesimal da energia, corresponde a uma variação infinitesimal independente em cada uma das variáveis n_i . Dessa forma, definindo as variáveis $\varepsilon_i = \hbar\omega_i n_i$, tal que $dn_i = \frac{d\varepsilon_i}{\hbar\omega_i}$, podemos substituir os somatórios por integrais, $\sum_{n_x} \sum_{n_y} \sum_{n_z} \rightarrow \int dn_x \int dn_y \int dn_z$.

$$G(\varepsilon) = \frac{1}{\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z} \int_0^\varepsilon d\varepsilon_x \int^{\varepsilon - \varepsilon_x} d\varepsilon_y \int^{\varepsilon - \varepsilon_x - \varepsilon_y} d\varepsilon_z. \quad (2.5)$$

Assim, os vínculos ficam explícitos em função da energia superior. Calculando as integrais,

$$G(\varepsilon) = \frac{\varepsilon^3}{2\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z}. \quad (2.6)$$

Como é inconveniente trabalhar com as energias referentes à cada direção, define-se $G(\varepsilon)$ à partir da integral de uma função, $G(\varepsilon) = \int_0^\varepsilon \rho(\varepsilon') d\varepsilon'$, tal que

$$\rho(\varepsilon) = \frac{dG}{d\varepsilon}. \quad (2.7)$$

Essa função é a *densidade de estados* que leva em conta a degenerescência das energias associadas à cada direção. Ela fornece quantos estados estão relacionados com valores da energia no intervalo ε e $\varepsilon + d\varepsilon$. Para as partículas num potencial harmônico, a densidade de estados é simplesmente

$$g(\varepsilon) = \frac{\varepsilon^2}{\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z}. \quad (2.8)$$

Em muitos contextos, a densidade de estados varia com uma potência da energia, escrita da forma genérica $g(\varepsilon) = C_\alpha \varepsilon^{\alpha-1}$. Comparando-a com a expressão para partículas numa caixa de lados L_x , L_y e L_z ,

$$C_{\frac{3}{2}} = \frac{L_x L_y L_z m^{3/2}}{2^{1/2} \pi^2 \hbar^3} \quad (2.9)$$

identificamos o volume $V = \frac{1}{\omega_x \omega_y \omega_z}$, por analogia à expressão do volume da caixa, $V = L_x L_y L_z$.

2.1.2 Temperatura de Transição

Para calculá-la, nesta seção utiliza-se o formalismo da densidade de estados.

Novamente, quando $N \rightarrow \infty$, a aproximação $\varepsilon_0 \approx 0$ é possível. Desta forma, o número total de átomos nos estados excitados é

$$N_{ex} = \int_0^\infty d\varepsilon g(\varepsilon) f(\varepsilon). \quad (2.10)$$

Essa integral atinge o seu valor máximo quando $\mu \rightarrow 0$. A aproximação é tão boa quanto mais próximo de zero for ε_0 , lembrando que o potencial químico tende a ele quando a temperatura diminui. Equivalentemente, quanto menos confinante for $U(\mathbf{r})$, equação (2.3), valores mais baixos de ω_i , menor será o potencial químico e mais partículas serão aprisionadas em estados excitados. Ou, ainda, vale lembrar que o volume é definido como o inverso do produto das frequências que definem o potencial. Portanto, para valores de ω_i mais baixos, o potencial acomoda mais partículas.

Tendo isto em vista, o número total de átomos é aproximado pelo número de átomos excitados quando $T = T_c$,

$$N = N_{ex}(T_c, \mu = 0) = \int_0^\infty d\varepsilon \frac{g(\varepsilon)}{e^{\beta_c \varepsilon} - 1}. \quad (2.11)$$

Resolvendo a integral da expressão acima, para $g(\varepsilon) \propto \varepsilon^2$ de um gás no potencial harmônico $U(\mathbf{r})$, conclui-se que

$$k_B T_c = \frac{\hbar \bar{\omega}}{\zeta(3)^{1/3}} N^{1/3}, \quad (2.12)$$

onde ζ é a função Zeta de Riemman e $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$. A temperatura crítica cresce com a raiz cúbica do número de átomos.

2.1.3 Fração condensada

Como a expressão $N = N_{ex}(T_c, \mu = 0)$ não contabiliza corretamente o número de átomos no estado fundamental, N_0 , separam-se à mão os dois grupos, $N = N_0 + N_{ex}(T_c, \mu = 0)$. Os átomos que estão na fase condensada, constituem a *nuvem condensada*, enquanto os que estão na clássica, a *nuvem térmica*.

$$N = N_0 + \int_0^\infty \frac{d\varepsilon g(\varepsilon)}{e^{\frac{\varepsilon}{k_B T}} - 1}, \quad (2.13)$$

que pode ser reescrita isolando N_0 e em termos da temperatura crítica dada pela equação (2.12),

$$N_0 = N \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \right] \quad (2.14)$$

Esta equação é uma aproximação para o caso

2.2 O perfil de densidade

Partindo da expressão $N = N_0 + N_{ex}$, reescreve-se o número total de átomos como a integral de uma função do espaço definida no volume V , $N \equiv \int_V d^3r n(\mathbf{r})$. É equivalente dizer que $n(\mathbf{r}) = dN/dV$ e que

$$n(\mathbf{r}) = n_0(\mathbf{r}) + n_{ex}(\mathbf{r}), \quad (2.15)$$

onde $n_0(\mathbf{r})$ e $n_{ex}(\mathbf{r})$ são as densidades de distribuição espacial da nuvem condensada e da nuvem térmica, respectivamente.

Em experimentos em tempo de voo, seção (5.2), depois dos átomos entrarem em equilíbrio térmico com o potencial externo, $U(\mathbf{r})$ é abruptamente desligado e os átomos caem em queda livre e expandem-se de acordo com o seu campo de velocidades. Fica evidente o comportamento distinto das duas nuvens, o que leva à conclusão de que nuvens em fases diferentes comportam-se de maneiras diferentes. O campo de velocidades é a transformada de Fourier da função de onda de muitos corpos, $\Psi(\mathbf{r})$, que por sua vez é conectada à densidade de átomos da forma $n_i(\mathbf{r}) = N_i |\Psi_i(\mathbf{r})|^2$ tal que

$$n(\mathbf{r}) = N_0 |\Psi_0(\mathbf{r})|^2 + N_{ex} |\Psi_{ex}(\mathbf{r})|^2. \quad (2.16)$$

Para determinar n_{ex} , uma abordagem semi-clássica no espaço de fase relaciona a densidade com o potencial, enquanto que para n_0 , o potencial é associado através da aproximação de *Thomas-Fermi* na qual o termo cinético da equação da Gross Pitaevskii – a equação de Shrödinger de muitos corpos para Ψ_0 quando os átomos são interagentes – é desprezado.

2.2.1 Aproximação semi-clássica e a nuvem térmica

Normalmente, uma descrição que também inclui conceitos clássicos é inadequada quando se trata de sistemas quânticos. Felizmente, em determinados limites ela apresenta modelos bem eficientes e o caso da nuvem térmica está entre esses limites. Diferente da função de onda de um átomo da nuvem condensada, a função de onda de um átomo da nuvem térmica pode ter frequências espaciais maiores, pois esta última não está limitada à do estado fundamental. Frequências espaciais maiores implicam em maiores componentes de momento, permitindo o tratamento semi-clássico, contanto que os comprimentos de onda térmico associado a elas sejam muito menores que as dimensões do potencial $U(\mathbf{r})$.

Para descrever o modelo, considere um átomo da nuvem térmica. Sendo ele uma partícula puntual – comprimento de onda térmico de de Broglie muito menor que as dimensões do potencial de confinamento – classicamente o seu estado é determinado pelo par conjugado $\mathbf{p}$, o vetor momento, e $\mathbf{r}$, o vetor posição. Como essas variáveis são contínuas, toma-se ω como o número de estados tais quais os vetores $\mathbf{p}$ e $\mathbf{r}$ caiam sobre o elemento de volume $d\mathbf{p}d\mathbf{r}$. Sendo $(2\pi\hbar)^3$ o menor elemento de volume possível, dado pelo princípio de incerteza de Heisenberg,

$$\omega = \frac{d\mathbf{p}d\mathbf{r}}{(2\pi\hbar)^3}. \quad (2.17)$$

A energia de uma partícula clássica é escrita como a soma da energia cinética com a potencial, $\varepsilon_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) = p^2/2m + U(\mathbf{r})$. Embutindo essa função para a energia na função de distribuição de Bose, identificando $\varepsilon_{\nu} = \varepsilon_{\mathbf{p}}(\mathbf{r})$ define-se uma função de distribuição semi-clássica, $f_{\mathbf{p}}(\mathbf{r})$, tal que $f_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) d\mathbf{p}d\mathbf{r}/(2\pi\hbar)^3$ resume-se no número médio de partículas cujo estado está no volume $d\mathbf{p}d\mathbf{r}$.

$$f_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{e^{\beta[\varepsilon_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) - \mu]} - 1} \quad (2.18)$$

Integrando-a em todos os graus de liberdade de momento, tem-se o número médio de partículas no elemento de volume $d\mathbf{r}$, ou seja, a densidade espacial de átomos da nuvem térmica,

$$n_{ex}(\mathbf{r}) = \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} \frac{1}{e^{\beta\left[\frac{p^2}{2m} + U(\mathbf{r}) - \mu\right]} - 1} \quad (2.19)$$

Redefinindo a fugacidade de uma forma semi-clássica, $\xi = e^{\beta[\mu - U(r)]}$,

$$n_{ex}(\mathbf{r}) = \frac{g_{3/2}(\xi)}{\lambda_T^3}. \quad (2.20)$$

A função $g_{3/2}(z)$ faz parte de um grupo de funções chamadas *funções de Bose* definidas por $g_\nu(z) = \sum_j \frac{z^j}{j^\nu}$. No caso especial em que o potencial é dado pela equação (2.3)

$$n_{ex}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\lambda_T^3} g_{3/2} \left(\exp \left[\beta \left(\mu - \frac{1}{2} m \omega_x^2 x^2 - \frac{1}{2} m \omega_y^2 y^2 - \frac{1}{2} m \omega_z^2 z^2 \right) \right] \right). \quad (2.21)$$

Definindo

$$\Omega_{x,y,z} \equiv \sqrt{\frac{k_B T}{m \omega_{x,y,z}^2}} \quad (2.22)$$

como as larguras da nuvem térmica, a função de densidade que descreve a nuvem térmica dentro da armadilha, levando a normalização $N_{ex} = \int_V d^3r n_{ex}(\mathbf{r})$ em conta, é

$$n_{ex}(\mathbf{r}) = \frac{N_{ex}}{(2\pi)^{3/2} \Omega_x \Omega_y \Omega_z} g_{3/2} \left(e^{-\frac{x^2}{2\Omega_x^2} - \frac{y^2}{2\Omega_y^2} - \frac{z^2}{2\Omega_z^2}} \right). \quad (2.23)$$

A figura (2.2) expõe a função de Bose $g_{3/2}$ de uma gaussiana e uma gaussiana para comparação. Elas são diferentes porque or mais que os átomos da nuvem térmica ainda estejam na fase clássica, o efeito de baixas temperaturas modifica a sua função de onda de muitos corpos. Para altas temperaturas, a densidade esperada é a resultante da função de distribuição gaussiana de Maxwell-Boltzmann.

2.2.2 A aproximação de Thomas-Fermi e a nuvem condensada

Em vapores dilutos de átomos ultra resfriados, a separação entre as partículas é, em média, uma ordem de grandeza maior que a distância característica de interação entre elas, $\langle n \rangle^{-1/3} \sim 10 \times \langle d_{int} \rangle$. Em consequência disto, interações de dois corpos dominam e, considerando que os átomos do vapor estão todos no mesmo estado fundamental interno e num regime de baixas velocidades, é tipicamente uma aproximação muito boa descrever cada interação com um único parâmetro chamado *comprimento de espalhamento*, a_s . Ele surge no formalismo de espalhamento elástico entre duas partículas, ambas com momento

Figura 2.2 – Comparação entre a as funções $z = \exp(-x^2/2\omega)$, linha preta, e a de Bose $g_{3/2}(z(x))$, ambas normalizadas. Percebe-se que a função de Bose é menos larga que a gaussiana. Isso ocorre em função de $T \approx T_C$.

Fonte: Elaborada pela autora.

algular orbital nulo (expansão em ondas parciais tipo S) e cuja interação só depende da distância entre elas. A seção de choque de espalhamento desse sistema é $\sigma = 4\pi a_s^2$, valor correspondente à área da superfície de uma esfera de raio a_s , o que encoraja a interpretação de que a interação é equivalente ao de contato de "bolas de sinuca" de raio $|a_s|$ centradas no vetor posição de cada partícula e, ainda, que $\langle d_{int} \rangle = |a_s|$. Em consequência do regime de baixas energias e como a_s é pequeno em comparação à distância entre duas partículas, é possível definir o potencial efetivo que media todas as interações através de

$$U_0 = \frac{4\pi\hbar^2}{m} \int_V d^3 U_{ef}(\mathbf{r}). \quad (2.24)$$

Portanto, a interação efetiva entre cada par de partículas localizadas em $\mathbf{r}$ e em $\mathbf{r}'$ é

$$U_{ef} = U_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (2.25)$$

Para relacionar este potencial a $\Psi_0(\mathbf{r})$, escreve-se o Hamiltoniano de muitos corpos, $H = \sum_{i=1}^N [\mathbf{p}_i^2/2m + U(\mathbf{r}_i)]$, na aproximação de Hartree, onde assume-se que a função de

onda de muitos corpos pode ser escrita como o produto simetrizado – lembrando que a função de onda de bósons é simétrica perante a troca das coordenadas de duas partículas – das funções de onda do i -ésimo átomo no estado fundamental, $\phi(\mathbf{r}_i)$ normalizadas por $\int_V d^3r_i |\phi(\mathbf{r}_i)|^2 = 1$,

$$\Psi_0(\mathbf{r}) = \prod_{i=1}^N \phi(\mathbf{r}_i). \quad (2.26)$$

Nota-se que esta função não leva em conta as correlações existentes por conta das interações interatômicas. A correção é feita inserindo o potencial efetivo $U_{ef}(\mathbf{r})$ no Hamiltoniano,

$$H = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\mathbf{p}_i^2}{2m} + U(\mathbf{r}_i) \right] + \sum_{i < j} U_0 \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j). \quad (2.27)$$

Definindo $\psi(\mathbf{r}) \equiv N_0^{1/2} \phi(\mathbf{r})$ é possível escrever o valor esperado do Hamiltoniano como um funcional de $\psi(\mathbf{r})$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(\mathbf{r}) + U_0 |\phi(\mathbf{r})|^2 \right] \phi(\mathbf{r}) = \mu \phi(\mathbf{r}) \quad (2.28)$$

Quando o número de átomos é grande e as interações são repulsivas, o termo de energia cinética da equação de Gross-Pitaevskii pode ser desprezado perante as outras energias. Portanto, para nuvens suficientemente grandes, para calcular a distribuição de densidade dos átomos no estado fundamental do potencial externo, despreza-se termo da energia cinética

$$\left[U(\mathbf{r}) + U_0 |\phi(\mathbf{r})|^2 \right] \phi(\mathbf{r}) \approx \mu \phi(\mathbf{r}) \quad (2.29)$$

Assim, como a equação tem que ser válida para todos os valores de $\phi(\mathbf{r})$,

$$n_0(\mathbf{r}) = \max \left(\frac{\mu - U(\mathbf{r})}{U_0}, 0 \right) \quad (2.30)$$

Desta forma, pode-se encarar o limite de Thomas-Fermi como o preenchimento do potencial $U(\mathbf{r})$ até a altura do potencial químico, que em $T = 0$ se equivale à energia do estado fundamental. Seja $U(\mathbf{r})$ o potencial harmônico dado pela equação (2.3), e considerando a normalização $N_0 = \int_V d^3r n_0(\mathbf{r})$, a densidade espacial de átomos na fase condensada

dentro do potencial é

$$n_0(\mathbf{r}) = \frac{15}{8\pi} \frac{N_0}{\prod R_i} \max \left(1 - \sum_{i=1}^3 \frac{x_i^2}{R_i^2}, 0 \right) \quad (2.31)$$

onde $R_i = \sqrt{2\mu/m\omega_i^2}$ são os *raios de Thomas-Fermi* definidos pelos pontos onde a densidade vai a zero em cada uma das direções $i = x, y, z$.

Capítulo 3

O SISTEMA BEC-II

Para alcançar a degenerescência quântica há uma sequência de procedimentos experimentais e engenharia de estados que utilizam a interação dos átomos com feixes de laser e campos magnéticos para maximizar o número de átomos na fase final condensada. Ela é responsável por resfriar os átomos até, eventualmente, ocuparem a armadilha responsável pelo potencial $U(\mathbf{r})$. Nesta dissertação nós concentramos principalmente nas técnicas de imagem, deixando a maior parte dos detalhes experimentais para a produção do condensado nas demais teses do grupo responsável pela construção do aparato experimental. Uma boa referência é a tese de Jorge A. S. Harutinián.⁷

No nosso laboratório há dois experimentos de condensação, o BEC-I e o BEC-II, experimento onde este trabalho foi desenvolvido. Para o sistema BEC-II, foi escolhida a configuração de duplo AMO (Armadilha Magneto-Óptica, técnica para resfriamento e aprisionamento de átomos, seção (3.2)). Nessa configuração, há duas células em regime de ultra-vácuo, conectadas por um tubo diferencial de pressão responsável por manter a independência da pressão em cada uma das células. A primeira, a célula do AMO-I, funciona como uma fonte de átomos para a segunda, a célula do AMO-II, onde os átomos, depois de uma série de procedimentos, são depositados no potencial harmônico de confinamento $U(\mathbf{r})$.

Na célula do AMO-I, estão localizados filamentos, *dispensers*, que quando percorridos por corrente liberam vapor de rubídio. Em função disso, a pressão ambiente é muito alta para atingir a degenerescência quântica, mas não para produzir um AMO. Portanto, o AMO-I aprisiona e executa o primeiro estágio de resfriamento nos átomos do vapor liberado pelos filamentos utilizados apenas na primeira célula. Um feixe de laser, o *push*, do inglês empurrar, os leva através do tubo diferencial da primeira para a segunda célula, a do AMO-II, onde a pressão é suficientemente pequena para continuar os processos de

resfriamento.

Depois de aprisionados pelo AMO-II, onde a temperatura é da ordem de $200\mu\text{K}$, os átomos passam por dois estágios de resfriamento – compressão de AMO e resfriamento sub Doppler, seção (3.3) –, que levam a temperatura dos átomos a valores da ordem de $30\mu\text{K}$, e pela seleção de estados – bombeamento óptico, seção (3.4) –, estágio no qual quase todos os átomos do AMO-II, aproximadamente 95%, são transferidos para o mesmo estado interno $|F, m_F\rangle$. Apenas alguns estados atômicos internos são aprisionáveis pela armadilha magnética, seção (3.5.1). Sem a seleção de estados, átomos em estados internos não aprisionáveis são ejetados para fora da armadilha gerando perdas de átomos. O processo de bombeamento óptico evita isso.

Finalizados os três processos descritos acima, a armadilha magnética é abruptamente ligada e os feixes do AMO-II desligados. Imediatamente depois disso, o módulo do campo magnético é adiabaticamente aumentado até o seu valor final de confinamento. Neste potencial, os átomos passam por um último estágio de resfriamento (resfriamento evaporativo), sincronizado com a inicialização e rampeamento da componente óptica da armadilha híbrida.

3.1 Sistema de lasers, absorção saturada e moduladores acusto-ópticos

Como fonte de luz de todos os feixes utilizados na sequência de resfriamento que antecede o depósito dos átomos no potencial harmônico, $U(\mathbf{r})$, no experimento BEC-II três lasers de diodo amplificados de alta potência, fabricados pela empresa TOPTICA®Photonics (modelo DLX-110L), são utilizados. Além de terem uma largura de linha fina, $\leq 1\text{MHz}$, a parte eletrônica externa permite controle fino da temperatura do diodo e da corrente de modo a estabilizar a luz.

Outro recurso da parte eletrônica é o sistema de travamento em frequência da luz. Ele controla a modulação de frequência de um feixe que sai da lateral do laser, interage com uma amostra atômica e é captado por um fotodetector. Ao circuito de trava é acoplado um osciloscópio que mostra o sinal de absorção e permite ao usuário escolher, modificando os

parâmetros no circuito de trava, a frequência na qual o laser será travado.

A amostra atômica é um vapor de rubídio com temperatura um pouco mais alta que a do ambiente. Para evitar os efeitos de alargamentos e deslocamento de linha por efeito Doppler, uma técnica chamada *absorção saturada*⁸ é utilizada. Ela consiste em dividir o feixe que sai da lateral do laser em um cubo associado a uma lâmina $\lambda/2$, que permite controlar a intensidade de cada um dos feixes. Uma das partes, o feixe de bombeio, tem intensidade próxima à de saturação, enquanto que a outra, o feixe de prova, muito menor. A frequência de ambos os feixes é modulada de forma a abranger todas as transições dos átomos de rubídio, com uma frequência de modulação é muito menor que a da largura de linha, da ordem de KHz, de forma que os átomos interajam com uma frequência por vez.

Na figura (3.1) está exposto o sinal de absorção saturada que se vê no osciloscópio quando a amplitude de modulação é grande o suficiente para abranger todas as transições do rubídio, as duas linhas D do rubídio 85 e 87. Os pequenos picos que aparecem em cada um dos vales do sinal são referentes às transições hiperfinas explicitadas na imagem.

Figura 3.1 – Absorção saturada da célula com vapor de rubídio. O vapor contém os dois isótopos, mas apenas o Rb^{87} será aprisionado e induzido ao estado de condensação.

Fonte: HARUTINIAN⁷

No experimento utilizam-se 6 frequências diferentes. A existência de um elemento

óptico conhecido como *modulador acusto-óptico*⁹ dispensa a necessidade de um laser para cada uma delas. Cada frequência tem uma dessintonia específica de uma transição específica, todas da ordem de dezenas de MHz, e os moduladores permitem este ajuste fino independentemente do ponto em que os lasers foram travados. Além disso, eles têm um tempo de resposta muito curto, da ordem de $1\mu s$, e permitem ligar ou desligar rapidamente a luz durante a sequência experimental.

Um modulador tem um cristal acoplado a uma fonte de radio-frequência que emite ondas de momento $\mathbf{k}_{RF}$. Um feixe incidente no cristal de momento perpendicular às excitações da rede, $\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{k}_{RF} = 0$, sofre difração por causa da variação de densidade da rede e o ângulo de difração está relacionado ao comprimento de onda da forma

$$m\lambda = 2\Lambda \sin(\theta), \quad (3.1)$$

onde θ é o ângulo de saída com relação ao feixe incidente, Λ é o comprimento de onda do som através do cristal e λ o comprimento de onda do feixe emergente de ordem $m = 0, \pm 1, \pm 2, etc.$ Como as outras ordens tem um caminho diferente do original, alinha-se o acoplamento delas com fibras tal que, quando desliga-se a excitação, apenas o feixe de ordem zero emerge e como ele não está acoplado à fibra, a luz simplesmente não chega aos átomos.

3.2 Armadilha magneto-óptica

A armadilha magneto-óptica,^{10,11} (AMO), como o próprio nome diz, é o resultado da superposição entre um campo magnético, gerado por bobinas, e um campo óptico, por feixes de laser colimados. Essa superposição constitui, do ponto de vista dos átomos, um campo não conservativo que confina e resfria num primeiro estágio a nuvem atômica. Para sua compreensão, nesta seção está separado o comportamento de um átomo da nuvem na presença de cada um dos campos independentemente e, no final, o efeito de ambos agindo concomitantemente.

Para efeitos de simplicidade, considera-se que este átomo seja de dois níveis hiperfinos, caracterizados pela separação energética $\hbar\omega_0$, pelos estados fundamental $F = 0$ e excitado

$F' = 1$ e pela taxa de decaimento espontâneo, $\Gamma = 6,06\text{MHz}$.

3.2.1 Átomo no campo óptico

A parte óptica da AMO é composta por três pares de feixes colimados, contra-propagantes de mesmo módulo, com uma região de intersecção onde os átomos são aprisionados (*melaço óptico*). Esse nome é escolhido porque a região em questão funciona como um meio viscoso para os átomos pois induz processos consecutivos de decaimento espontâneo, processo dissipativo, reduzindo progressivamente a velocidade e, portanto, a temperatura dos átomos.

Para compreender o melaço óptico, vale a pena ater-se inicialmente a uma única direção da armadilha, assumindo que os átomos se locomovam apenas ao longo dela, com módulo de velocidade igual a *velocidade de ressonância* v_{res} . Para cada átomo, por efeito Doppler, a frequência de cada feixe é deslocada de $\Delta\omega_{v_{res}}$, negativo para o feixe cuja propagação acompanha o movimento do átomo, feixe do tipo 1, e positivo para o feixe de propagação contrária, feixe do tipo 2 – vale notar que, tipicamente, $\Delta\omega_{v_m}$ é da ordem de algumas larguras de linha Γ . Se a frequência dos feixes é ressonante com a transição $F \rightarrow F'$, como a curva de probabilidade de absorção é uma Lorentziana – função par com relação à ressonância –, a queda na probabilidade referente a ambos os feixes é a mesma. Agora, se a frequência dos dois feixes é deslocada para o vermelho de $\Delta\omega_{v_m}$, a probabilidade de absorção referente ao feixe do tipo 2 é máxima, enquanto que a referente ao feixe do tipo 1 diminui ainda mais. Dessa forma, para cada átomo, apenas o feixe do tipo 2 induz o espalhamento de fótons, porém, com probabilidade máxima. A contra-propagação garante que átomos movimentando-se em ambos os sentidos espalhem muitos fótons. Como o campo de velocidades da nuvem é tridimensional, três pares de feixes cobrem todos os graus de liberdade dos átomos.

Infelizmente, há dois fatores que impossibilitam o melaço óptico de induzir os átomos a chegarem à condensação. O primeiro, está relacionado com o fato de ele não ser confinante. Os átomos estão espalhados dentro do melaço óptico e não há nenhum potencial que os atraia para uma região central. Sem um potencial confinante, não há níveis de energia bem definidos e, conseqüentemente, um estado fundamental para ser populado. O segundo, com

o limite de temperatura alcançada com esse procedimento pois para cada fóton absorvido, há o coice do momento recebido pelo átomo ao emití-lo espontâneamente. A energia de cada fóton, por estar dessintonizada para o vermelho, é igual a $\hbar(\omega_0 - \Delta\omega)$, onde $\Delta\omega \sim 5\Gamma$. Porém, quando o átomo decai de F' para F , emite um fóton de energia $\hbar(\omega_0 \pm \Gamma/2)$. Para completar a energia do fóton emitido, parte da energia cinética do átomo é transferida para o fóton, diminuindo a velocidade do átomo. A eficiência do resfriamento cai quando a velocidade dos átomos é menor que a velocidade de ressonância v_{res} pois a probabilidade de absorção de fótons diminui drasticamente ate chegar no chamado *limite doppler*.

3.2.2 Átomo no campo magnético

Sabe-se que um estado de momento angular total F tem $2F + 1$ estados degenerados correspondentes. Essa degenerescência é quebrada na presença de um campo magnético (Efeito Zeeman) e estes estados são descritos por dois números, $|F, m_F\rangle$, onde m_F é a projeção do momento angular na direção do eixo de quantização definido pelo campo magnético. Isto posto, o estado fundamental permanece intacto, $|0, 0\rangle$, enquanto que o excitado é separado em três estados, $|1, m_F = 0, \pm 1\rangle$.

Seja o campo magnético gerado por uma corrente que percorre um par de bobinas em configuração anti-helmholtz de raio R , tal que a região onde o átomo ocupa é sempre $|z| \ll R$, a correção de primeira ordem da energia dos estados Zeeman tem dependência espacial do tipo $\Delta U_F = -azm_F$, onde a é uma constante e depende da razão giromagnética do estado hiperfino que se encontra cada átomo, do raio das bobinas e da corrente que passa por elas. Este campo magnético, apenas, também não configura um potencial confinante, uma vez que ele é linear e não modular com relação ao zero do campo.

3.2.3 Átomo na AMO

Quando superpõem-se os campos, um átomo que inicialmente encontrava-se no estado fundamental pode ser excitado para os três possíveis estados Zeeman, com maior probabilidade de ocupar o estado $|1, 1\rangle$, quando no lado direito do ponto zero do campo magnético, pois os feixes contra-propagantes estão deslocados para o vermelho da transição e no lado direito o estado de menor energia é o $|1, 1\rangle$. Supõe-se que o átomo que se encontra ao

lado direito do ponto zero viaja no sentido do crescimento de z . Portanto, para maximizar a probabilidade de transição para o estado $|1, 1\rangle$, o feixe que vem da esquerda para a direita tem polarização circular positiva, responsável por transições do tipo $m'_F - m_F = 1$. Enquanto o átomo viaja em direção ao centro da armadilha magnética, vários ciclos de espalhamento ocorrem e ele perde energia até chegar no limite Doppler. Para os átomos que viajam para o outro lado, é só inverter a situação, sendo o feixe com que interagem vindo da direita para a esquerda com polarização circular negativa para dar preferência a transições do tipo $m'_F - m_F = -1$.

3.3 Compressão da AMO-II e resfriamento sub-Doppler

A compressão da armadilha magneto-óptica é a primeira fase de adaptação da AMO-II para a transferência dos átomos à armadilha puramente magnética e tem como objetivo diminuir o tamanho da nuvem atômica. Inicialmente, a temperatura dos átomos da AMO-II é $\sim 180\mu K$. Durante este processo, aumenta-se o deslocamento da dessintonia dos feixes de -20MHz , da AMO-II, para -40MHz e diminui-se em 35% a potência dos feixes de laser. Desta forma, o espalhamento de fótons diminui e os átomos acumulam-se no centro da armadilha. No final, a temperatura dos átomos cai para $\sim 140\mu K$.

Em seguida, o campo magnético da AMO-II é desligado permitindo que a nuvem expanda por alguns milissegundos no melaço óptico, cuja dessintonia é ainda mais deslocada para cerca de -60MHz desde o processo de compressão do AMO-II. Assim, apenas os átomos mais quentes da nuvem já resfriada interagem com os feixes e são resfriados até o limite Doppler.

Além disso, a energia cinética dos átomos é pequena o suficiente para eles perceberem um potencial gerado pela interferência dos pares de feixes contra-propagantes. Devido às polarizações circulares cruzadas, há um gradiente de polarização tal que a cada $\lambda/4$ a polarização passa de σ^+ para σ^- , periodicamente. Para compreensão, considera-se um átomo inicialmente no estado $|0, 0\rangle$. Quando em um vale, a probabilidade do átomo absorver é menor que quando no topo. Ao chegar no topo, suponha que a polarização seja σ^+ . O átomo absorve o fóton, cuja energia é menor que $\hbar\omega_0$, e transiciona para $|1, 1\rangle$ para, instantaneamente, decair espontaneamente. Como, em média, o processo de decaimento

espontâneo preserva $m'_F - m_F = 0$, o que antes era um topo, agora é um vale, pois a polarização neste sítio continua sendo σ^+ e esta transição é proibida. O átomo, então, continua movimentando-se, só que com menos energia cinética pois emitiu um fóton de energia $\hbar\omega_0 \pm \hbar\Gamma$, sendo que absorveu um fóton de energia $\sim \hbar\omega_0 - 10\hbar\Gamma$. Por este processo, a temperatura dos átomos chega a $30\mu K$.

3.4 Bombeamento óptico

No final do resfriamento sub-Doppler, os átomos encontram-se majoritariamente no estado $F = 2$ - há uma pequena parcela no estado $F = 1$, mesmo com a ação do feixe de rebombeio. Além disso, eles populam todos os estados $|F, m_F\rangle$, mas apenas os estados $|F = 1, m_F = -1\rangle$ e o $|F = 2, m_F = \{1, 2\}\rangle$ são aprisionáveis pela armadilha magnética. O bombeamento óptico é responsável por colocar todos os átomos no estado $|F = 2, m_F = 2\rangle$. Esta etapa é feita em dois estágios.

- **Bombeamento hiperfino:** Neste primeiro, os feixes de aprisionamento e o rebombeio são completamente barrados, mas com um pequeno atraso. Durante este intervalo apenas o rebombeio age e os átomos remanescentes em $F = 1$ são levados ao estado $F = 2$. Logo em seguida, é aplicado um campo magnético homogêneo, $\sim 1G$, para separar os níveis Zeeman.
- **Bombeamento óptico I e II:** Separados os níveis Zeeman, o feixe de bombeamento óptico polariza a nuvem transferindo, ao longo de um processo esquematizado na figura 3.2, todos os átomos para o estado $|F = 2, m_F = 2\rangle$. O feixe consiste num pulso com duas frequências, uma para o bombeamento óptico I e outro para o bombeamento óptico II, ressonantes com as transições $F = 1 \rightarrow F' = 2$ e $F = 2 \rightarrow F' = 2$, respectivamente. Eles são polarizados circularmente tal que apenas transições do tipo $|F, m_F\rangle \rightarrow |F', m_F + 1\rangle$ sejam possíveis. Em qualquer estado F' , os átomos podem emitir por decaimento espontâneo fótons com qualquer polarização circular, transições do tipo $\Delta m_F = 0, \pm 1$. Porém, na média eles conservam o número m_F . Repetindo esse ciclo algumas vezes, todos os átomos acabam no estado $|F = 2, m_F = 2\rangle$.

Figura 3.2 – Processo de seleção de estados através de bombeamento óptico. Os dois campos de bombeamento óptico I e II são polarizados circularmente e induzem os átomos à transições do tipo $\Delta m_F = 1$. No final do processo, até 95% dos átomos da nuvem ocupam o estado $|2, 2\rangle$.

Fonte: HARUTINIAN⁷

3.5 Armadilha híbrida e resfriamento evaporativo

A armadilha *híbrida*¹² ou *ópto-magnética*, desenvolvida pelo grupo do NIST, é um tipo de armadilha que combina a sobreposição de um campo magnético quadrupolar, gerado por um par de bobinas similares às usadas na AMO, com um campo óptico dipolar, um feixe focalizado cuja frequência está longe de qualquer ressonância.

No momento em que a armadilha híbrida é ligada, os átomos ainda estão quentes e a componente magnética da armadilha domina completamente a dinâmica do aprisionamento. O potencial do campo magnético quadrupolar tem um ponto de zero através do qual processos de aquecimento e perda de átomos atrapalham a produção de um condensado. Para contornar este "defeito", um campo adicional é responsável por deslocar o mínimo do potencial para um valor maior que zero. O aparato que o experimento BEC-II utiliza é a armadilha híbrida.

A técnica de resfriamento evaporativo consiste em seletivamente retirar os átomos mais rápidos da amostra para que a média da energia cinética, portanto a temperatura, diminua progressivamente.

No experimento BEC-II o resfriamento ocorre em dois estágios mediados por efeitos físicos diferentes. O primeiro deles ocorre enquanto a componente magnética da armadilha híbrida domina a dinâmica, e o segundo quando ambas componentes, magnética e óptica competem de igual pra igual.

3.5.1 Aprisionamento magnético

Depois dos átomos serem transferidos para o estado $|2,2\rangle$, a armadilha magnética está pronta para ser abruptamente ligada. Imediatamente depois de ser ligada, a corrente nas bobinas é aumentada até alcançar o valor referente à armadilha magnética final. O gradiente de campo deve ser alto o suficiente para que a nuvem esteja bem densa e o processo de termalização dos átomos, por colisão, durante o resfriamento evaporativo seja eficiente.

O aprisionamento magnético é gerado pelas mesmas bobinas responsáveis pelo AMO—

II. A diferença é a corrente em cada uma das situações, que para condensação é muito mais alta do que para produzir AMO. O potencial magnético $U_Q(\mathbf{r})$ tem a forma

$$U_Q(\mathbf{r}) = \mu B' \sqrt{x^2 + \frac{y^2}{4} + \frac{(z - z_0)^2}{4}}, \quad (3.2)$$

onde μ é o momento magnético do átomo no estado $|2, 2\rangle$, $\frac{dB'}{dz} \approx 270\text{G/cm}$ o gradiente do campo magnético ao longo do eixo de simetria das bobinas, ditado pela corrente que passa por elas passa.

3.5.2 Resfriamento evaporativo magnético

A primeira fase do resfriamento evaporativo aproveita-se da rápida variação dos níveis Zeeman dos átomos que ocupam posições diferentes da armadilha magnética.¹⁰ Quanto mais longe do mínimo da armadilha um átomo consegue alcançar, maior é a sua temperatura e maior é o seu deslocamento Zeeman. Ondas eletromagnéticas na faixa de rádio-frequência (RF) induzem transições entre os níveis Zeeman transferindo os átomos de um estado aprisionável para um estado não-aprisionável.

Figura 3.3 – Ilustração da posição de átomos dentro da armadilha magnética e os seus respectivos deslocamentos Zeeman em cada uma das três posições ressaltadas. Quanto mais longe do centro da armadilha, maior o deslocamento Zeeman e maior a energia cinética.

Fonte: HARUTINIAN⁷

Escolhendo a frequência de RF para que induza transições apenas nos átomos mais longe do centro, excluem-se os átomos mais quentes. Reduzindo adiabaticamente a profundidade do potencial através da redução da frequência de RF, levando em conta o tempo de termalização, faz com que átomos cada vez mais frios tenham energia suficiente para escaparem do potencial, e a temperatura progressivamente diminui. Entretanto, em função do mínimo do campo magnético quadrupolar ser muito próximo de zero, não é possível alcançar a temperatura crítica e a segunda fase da evaporação é feita quando o potencial óptico se equipara ao potencial magnético.

3.5.3 Aprisionamento óptico e a transferência para a armadilha híbrida

O aprisionamento óptico de dipolo elétrico^{13,14} baseia-se na interação entre o campo elétrico de um feixe e o dipolo elétrico dos átomos. O comprimento de onda do feixe de aprisionamento é 1064nm, referente a uma frequência bem distante da de qualquer transição do rubídio 87.

Lembrando que a força conservativa da interação de dipolo elétrico é proporcional ao gradiente do campo elétrico do feixe, utiliza-se um telescópio - montagem de duas lentes convergentes sequenciais - para focalizar o feixe. A ação da primeira lente no feixe colimado incidente, perfil de intensidade $I(r) = I_0 \sim 5,6W$, modifica a frente de onda de tal forma que o perfil de densidade emergente tem simetria cilíndrica da forma

$$I(\rho, y) = \frac{I_0}{1 + (y/y_R)^2} \exp \frac{-2\rho^2}{w_0} \frac{1}{1 + (y/y_R)^2}, \quad (3.3)$$

onde $\rho \equiv \sqrt{x^2 + (z - z_0)^2}$, w_0 a cintura do feixe na posição do foco da lente - vale ressaltar que w_0 é determinado pelo foco da lente e pelo comprimento de onda do feixe, λ - e $y_R = \pi w_0^2 / \lambda$ o *comprimento de Rayleigh*. Do ponto de vista do perfil de intensidade em cada plano x, z ao longo de y , o gradiente do campo elétrico é alto e responsável pela componente conservativa e harmônica do potencial óptico.

O potencial de interação de dipolo elétrico é proporcional ao perfil de intensidade do feixe, $I(r)$, e inversamente proporcional à sua dessintonia com relação à transição mais

próxima, Δ .

$$U_{dip}(\mathbf{r}) \propto \frac{I(\mathbf{r})}{\Delta}. \quad (3.4)$$

Quando os átomos estão bem frios, $T \approx 1\mu K$, a sua energia cinética é bem menor que a profundidade do potencial. Adicionalmente, a extensão da amostra é muito menor que o volume do cilindro $\pi w_0^2 y_R$, possibilitando a aproximação harmônica do potencial para a forma

$$U_{dip}(\mathbf{r}) \approx -U_0 + \frac{m}{2} (\omega_\rho^2 \rho^2 + \omega_y^2 y^2) \quad (3.5)$$

onde $U_0 \propto I_0/\Delta \sim 94\mu K$ é a profundidade do potencial óptico e

$$\omega_\rho = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \text{ e } \omega_z = \sqrt{\frac{4U_0}{my_R^2}} \quad (3.6)$$

são as frequências espaciais do potencial associadas à direção radial, $\hat{\rho}$, e de propagação do feixe $\hat{y}$, respectivamente. No experimento BEC-II, $y_R \sim 10^{-3}m$, enquanto que $w_0 \sim 10^{-5}m$ e, portanto, praticamente unidimensional.

Neste experimento, a armadilha de dipolo é ligada junto com a magnética, porém com intensidade baixa o suficiente tal que a armadilha magnética domina a dinâmica. Antes da evaporação, a armadilha óptica não tem nenhuma interferência nos átomos. Entretanto, próximo ao final, quando os átomos já estão bem mais frios, a armadilha de dipolo aumenta a densidade da nuvem e a eficiência da evaporação.

Ao final da evaporação, o gradiente do campo magnético é reduzido drasticamente, de $240G/cm$ para $45G/cm$ ao longo do eixo axial das bobinas de quadrupolo, direção x . Durante esta redução, novos campos de RF são aplicados e a evaporação continua até que os átomos tenham sido completamente transferidos para armadilha híbrida.

3.5.4 A armadilha híbrida

Pelo princípio de superposição linear, desconsiderando o confinamento óptico na direção y por ele ser muito menor que o magnético, o potencial da combinação entre os dois potenciais é descrito por

$$U(\mathbf{r}) = \frac{\mu B}{2} \sqrt{4x^2 + y^2 + z^2} - U_0 \exp \left[-2 \frac{x^2 + (z - z_0)^2}{w_0^2} \right] + mgz \quad (3.7)$$

Quando a nuvem é bem fria, a região que os átomos ocupa é muito próxima ao mínimo da armadilha e é possível fazer a aproximação harmônica

$$U(\mathbf{r}) \simeq \frac{m}{2} \left(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 (z - z_m)^2 \right), \quad (3.8)$$

onde z_m é a posição do mínimo da armadilha e as frequências são dadas por

$$\omega_x = \omega_z = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \text{ e } \omega_y = \sqrt{\frac{\mu B'}{4mz_m}} \quad (3.9)$$

Na figura (3.4) estão simulações da armadilha híbrida para o potencial gerado pelo sistema BEC-II. As frequências do potencial são $\omega_y \simeq 2\pi \times (63 \pm 3)\text{Hz}$ na direção do feixe, $\omega_x \simeq 2\pi \times (424 \pm 6)\text{Hz}$ na direção axial do quadrupolo e $\omega_z \simeq 2\pi \times (342 \pm 10)\text{Hz}$ na direção da gravidade, antes dos átomos serem evaporados ópticamente.

Figura 3.4 – Potencial da armadilha híbrida em: a) na direção x – eixo axial das bobinas de quadro polo –, b) na direção z – direção da gravidade –, e c) na direção y – direção de propagação do feixe. O potencial não é absolutamente harmônico em função da gravidade que adiciona um termo constante. Entretanto, os átomos ocupam a parte próxima a zero, onde a assimetria inserida pela gravidade é fraca. Desta forma, a aproximação harmônica é válida.

Fonte: HARUTINIAN⁷

3.5.5 Resfriamento evaporativo óptico

A ideia do resfriamento óptico é essencialmente a mesma que a por rádio frequência: os átomos mais quentes acessam pontos da armadilha onde o potencial é mais alto. Portanto, diminuindo a frequência de confinamento, os átomos mais quentes saem da armadilha e a

temperatura da amostra como um todo diminui. Como a profundidade do potencial óptico U_0 depende da intensidade do feixe, reduzindo a intensidade do feixe permite que os átomos mais quentes escapem do potencial óptico. A redução da intensidade do feixe da armadilha de dipolo é feita junto com a magnética e ambas são feitas adiabaticamente. Ao final deste estágio, alcança-se o estado de condensação com temperaturas da ordem de 100nK. Ao final dos dois resfriamentos evaporativos, para uma nuvem com temperatura um pouco a cima da de transição, as frequências da armadilha são $\omega_x = (96 \pm 3)\text{Hz}$, $\omega_y = (34 \pm 3)\text{Hz}$, $\omega_z = (58 \pm 4)\text{Hz}$.

Capítulo 4

TÉCNICAS DE IMAGEM

Essencialmente, todas as medidas na área da física de átomos frios são feitas via diagnóstico óptico. Pela impossibilidade de usar pontas de prova para executar medidas, técnicas de imagem tornaram-se o carro-chefe na aquisição de dados experimentais. Toda nova técnica abre portas para novas possibilidades de experimentos.

Cada técnica foi desenvolvida para fazer uso das propriedades de interação da luz com os átomos. Para isso, um feixe de prova é pulsado, atravessa os átomos e é recolhido por um sistema óptico responsável por manipular de maneira conveniente a luz e interpretar o sinal adquirido.

Com isto em mente, esta primeira seção apresenta de forma sucinta o efeito que os átomos têm na frente de onda do feixe e duas técnicas¹⁵ de manipulação e aquisição de dados por imagem. A primeira delas, a *imagem de absorção*, seção (4.1.1), que pela *Lei de Beer* tem no perfil de intensidade uma sombra impressa pela presença dos átomos, e a *imagem por contraste de fase*, seção (4.1.2), que tira as informações da nuvem da interferência entre a luz que interagiu com os átomos e a não interagente. Ambas as técnicas resolvem a densidade espacial bidimensional, no plano perpendicular à direção de propagação do feixe, dos átomos no momento em que o pulso de imagem foi disparado.

4.1 Como se faz uma imagem?

Considere um feixe monocromático, cujo módulo do campo elétrico é E_0 , propagando-se através de uma nuvem atômica na direção $\hat{y}$. Supondo que cada átomo interaja com o feixe independentemente dos outros átomos da nuvem e que a ela a aproximação de lentes finas – na qual a posição (x, z) de entrada na nuvem seja a mesma da de saída – seja adequada, inclui-se o efeito da absorção através da Lei de Beer, definindo um coeficiente

de transmissão, t , e o da refração através de uma fase, ϕ , que caracteriza a diferença de caminho óptico em relação à parte do feixe que passou fora da região da nuvem. Desta forma, o campo elétrico emergente é escrito como

$$E(x, z) = t E_0(x, z) e^{i\phi(x, z)}, \quad (4.1)$$

A densidade óptica ressonante é definida como

$$DO(x, z; \delta) \equiv \frac{\sigma_0 \tilde{n}(x, z)}{1 + \delta^2}, \quad (4.2)$$

onde $\tilde{n}(x, z) = \int_V dz n(\mathbf{r})$ é a *coluna de densidade* resultante da integração ao longo do caminho óptico do feixe através átomos, σ_0 a seção de choque de espalhamento ressonante da interação.¹⁶ À partir de DO , os coeficientes de transmissão e a fase adicionada são descritos por

$$t = \exp\left(-\frac{DO}{2}\right) \text{ e } \phi = -\delta \frac{DO}{2}, \quad (4.3)$$

respectivamente, onde δ é a dessintonia da frequência do laser com relação à frequência de ressonância. A seção (4.2) entra em mais detalhes sobre como chegar às equações (4.3).

Seja a densidade dos átomos no momento da imagem dada pela equação

$$n(\mathbf{r}) = \frac{15}{8\pi} \frac{N_0}{R_x R_y R_z} \max\left(1 - \frac{x^2}{R_x^2} - \frac{y^2}{R_y^2} - \frac{z^2}{R_z^2}, 0\right) \frac{N_{ex}}{(2\pi)^{3/2} \Omega_x \Omega_y \Omega_z} g_{3/2}\left(e^{-\frac{x^2}{2\Omega_x^2} - \frac{y^2}{2\Omega_y^2} - \frac{z^2}{2\Omega_z^2}}\right) \quad (4.4)$$

resultante da substituição das equações (2.31) e (2.23) na equação (2.15), a coluna de densidade impressa no feixe é

$$\tilde{n}(x, z) = \frac{5}{4\pi} \frac{N_0}{R_x R_z} \max \left(\left[1 - \frac{x^2}{R_x^2} - \frac{z^2}{R_z^2} \right]^{3/2}, 0 \right) + \frac{g_{5/2}^{-1}(1)}{2\pi} \frac{N_{ex}}{\Omega_x \Omega_z} g_2 \left(\exp \left[-\frac{x^2}{2\Omega_x^2} - \frac{z^2}{2\Omega_z^2} \right] \right) \quad (4.5)$$

4.1.1 Imagem de absorção

A base da imagem de absorção é a lei de Beer–Lambert, $I(x, z) = I_0 e^{-\int dy f(x, y, z)}$. Tradicionalmente, ela consiste em iluminar uma amostra com um feixe colimado ressonante, mas neste trabalho explora-se a dependência com a dessintonia e suas consequências nas inferências de informações pelas imagens. Considerando a dependência com a dessintonia do feixe, o coeficiente de transmissão é mínimo e, como veremos a seguir, o sinal de absorção máximo. Como a câmera CCD é sensível à intensidade do campo, que é proporcional ao módulo quadrado do campo elétrico, temos

$$I(x, z) = I_0 e^{-OD(x, z)}, \quad (4.6)$$

onde I_0 é a intensidade original do feixe.

Esse método dispensa o uso de lentes, porém, normalmente utilizam-se pelo menos duas lentes que funcionam como telescópio, apenas para magnificação da imagem como representado na figura (4.1).

4.1.2 Imagem de contraste de fase

Como dito anteriormente, o contraste de fase¹⁷ aproveita-se da diferença de caminho óptico que os átomos adicionam à frente de onda do feixe. O perfil de intensidade é dado pela interferência entre a parte do feixe que interage com os átomos e a parte que não. Os átomos espalham parte da luz do feixe. Ela é coletada por uma lente convergente cuja distância focal, f_1 , coincide com a distância do seu centro ao condensado. A parte do feixe que não interage é focalizada pela lente do outro lado, enquanto que a luz espalhada sai dela colimada. Neste lado da lente, exatamente na posição focal f_1 , está um elemento de

Figura 4.1 – Sistema óptico de um telescópio para magnificação da imagem de um sistema de absorção

Fonte: Elaborada pela autora.

fase que adiciona $\pm\pi/2$ ao feixe não interagente para aprimorar o sinal de contraste de fase.

Para determinar o sinal de contraste de fase, o campo elétrico que sai dos átomos é separado em duas componentes, espalhado, E_s , e não espalhado, E_u .

$$E = E_s + E_u. \quad (4.7)$$

Como a intensidade de feixe é muito maior do que a da fração espalhada, o E_u pode ser aproximado pelo campo do feixe não interagente e, portanto,

$$E = \underbrace{E - E_0 e^{iC_0}}_{\text{espalhado}} + \underbrace{E_0 e^{iC_0}}_{\text{não espalhado}}. \quad (4.8)$$

Como mencionado anteriormente, o sistema de imagem separa os dois campos e um elemento de fase adiciona uma fase de $\pi/2$ à luz não interagente

$$E = \underbrace{E - E_0 e^{iC_0}}_{\text{espalhado}} + \underbrace{E_0 e^{i(C_0 + \pi/2)}}_{\text{não espalhado}}, \quad (4.9)$$

Como a intensidade é proporcional ao módulo quadrado do campo elétrico,

$$I(x, y) = I_0 \left[2 + e^{-\frac{OD(x, y)}{1 + \delta^2}} - 2\sqrt{2}e^{-\frac{1}{2} \frac{OD(x, y)}{1 + \delta^2}} \cos \left(-\frac{\delta}{2} \frac{OD(x, y)}{1 + \delta^2} + \frac{\pi}{4} \right) \right] \quad (4.10)$$

Figura 4.2 – Sistema óptico de um telescópio para magnificação da imagem de um sistema de contraste de fase

Fonte: Elaborada pela autora.

que escrita em termos de t e ϕ ,

$$I(x, y) = I_0 \left[2 + t^2 - 2\sqrt{2}t \cos \left(\phi \pm \frac{\pi}{4} \right) \right] \quad (4.11)$$

Na figura (4.2) está um esquema do sistema óptico para a técnica de contraste de fase que é o mesmo que o de absorção com o acréscimo do elemento de fase que adiciona $\pm\pi/2$ à parte não espalhada pelos átomos.

4.2 Interação radiação matéria e o índice de refração complexo

Todos os átomos da família dos alcalinos têm um único elétron desemparelhado que reside na camada de valência e, por isso, são chamados de hidrogenoides. As camadas internas à de valência são todas preenchidas e junto ao núcleo positivo, por um efeito de blindagem, geram um potencial colômbico efetivo a qual o elétron de valência está submetido. Desta forma, a estrutura espectroscópica desses átomos, nos regimes de energia acessados em experimentos de átomos frios, é referente a apenas à do elétron desemparelhado e é muito simples quando comparada às de átomos de outras famílias. A estrutura eletrônica do rubídio é escrita de forma compacta como um átomo de criptônio, Kr , mais

um elétron na camada de valência, $5S^1$.

O isótopo do rubídio 87 foi escolhido neste experimento justamente por sua estrutura atômica relativamente simples. Todos os processos de manipulação de estados no experimentos são feitos através de sua linha $D2$,¹⁸ referente à transição entre os níveis finos $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$. Estes dois níveis apresentam uma separação de níveis hiperfinos em função da interação do elétron com o spin nuclear. Nestes termos, a figura (4.3) mostra a separação dos níveis hiperfinos na transição da linha $D2$.

Figura 4.3 – Estrutura hiperfina da linha D2 do rubídio 87 com as larguras em frequência entre os níveis hiperfinos. Os fatores giromagnéticos de Landé, g_F , são indicados junto às variações dos níveis Zeeman de cada estado hiperfino em resposta a um campo magnético.

Fonte: STECK.¹⁸

Sejam os estados hiperfinos auto-estados de H_0 , hamiltoniano do potencial coulombico

do núcleo efetivo sobre o elétron de valência, a interação do átomo com o feixe eletromagnético é descrita como uma perturbação de H_0 – assume-se que a intensidade do feixe seja menor que a de **saturação** para evitar efeitos de alargamento de linha por potência. Neste limite a aproximação perturbativa é possível. Desprezando graus de liberdade de spin e fazendo a aproximação de dipolo elétrico,¹⁹ apenas a parte temporal do campo elétrico é suficiente para descrever o feixe, $\mathbf{E}(t) = \hat{\mathbf{e}} \frac{E_0}{2} [e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}]$, onde $\hat{\mathbf{e}}$ é a sua polarização, E_0 seu módulo e ω a sua frequência temporal. Definido o campo elétrico, segue diretamente o hamiltoniano de interação perturbativo,

$$H_{int} = H_0 - e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(t), \quad (4.12)$$

onde $-e$ é a carga do elétron e $\mathbf{r}$ o vetor posição cuja origem está no núcleo do átomo.

Como a separação dos níveis hiperfinos de cada nível fino é pelo menos da ordem de 100MHz e a largura de linha do laser é da ordem de 1MHz, pode-se afirmar que o termo de interação acopla apenas dois deles, e, com excelente precisão, o átomo é aproximado por um sistema de dois níveis – um estado fundamental, $|g\rangle$, e um estado excitado, $|e\rangle$ – separados por uma diferença de energia $\hbar\omega_0$. No experimento, o estado fundamental é o estado em que os átomos foram aprisionados, $|g\rangle = |F = 2, m_F = 2\rangle$, e o estado excitado $|e\rangle = |F' = 3, m_{F'} = 2\rangle$.

4.2.1 A susceptibilidade elétrica da transição $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$

Do ponto de vista espacial, na média, o momento de dipolo elétrico, $\mathbf{d} = -e\mathbf{r}$, do estado fundamental $|F = 2, m_F = 2\rangle$ é nulo pois a sua distribuição eletrônica é esfericamente simétrica. Considera-se a situação em que o átomo ocupa uma região do espaço permeada por um campo elétrico uniforme e constante, $\hat{\mathbf{z}}E'_0$, cuja intensidade permita a aproximação por teoria de perturbação. Nesta situação, a nuvem eletrônica do elétron desemparelhado se polariza e o estado fundamental não é um auto estado do novo hamiltoniano. No lugar, superposições de todos os estados referentes a $n = 5$ passam a ser auto estados do sistema. A correção afeta apenas o estado fundamental e estados de polarização paralela à do campo elétrico e, dada as condições iniciais, apenas superposições que contém o estado $|F = 2, m_F = 2\rangle$ são acessíveis. Neste subespaço, a média espacial

do operador momento de dipolo é diferente de zero e, em primeira ordem, linearmente proporcional ao módulo do campo elétrico, $\langle eZ \rangle = \chi E'_0$, sendo χ_0 o coeficiente conhecido como *susceptibilidade elétrica*. Como a polarização do estado fundamental original é nula, quanto maior for o momento de dipolo, maior será a probabilidade de o elétron estar num estado de polarização não nula e paralela ao campo elétrico, dados os coeficientes da superposição para formar a base do hamiltoniano perturbado.

Diferentemente da situação na qual o campo elétrico oscila com o tempo, no caso em que ele é estático, a probabilidade de achar o elétron num estado excitado só depende do módulo do campo elétrico, das funções espaciais de cada auto estado de H_0 e de suas energias. Levando em conta a dependência temporal do campo elétrico expressa por ω , como qualquer fenômeno de ressonância, quanto mais próxima a frequência da excitação está da de ressonância, no caso do sistema de dois níveis a diferença de energia entre eles, maior é o acoplamento do campo externo com o sistema e, conseqüentemente, a probabilidade de encontrar o elétron num estado excitado.

Resolvendo, então, o sistema em que o átomo interage com o feixe por teoria de perturbação dependente do tempo, determina-se a susceptibilidade elétrica dependente da frequência do feixe, $\chi(\omega)$. Levando em conta a emissão espontânea referente a uma taxa de dissipação do sistema, a dependência da susceptibilidade elétrica com ω pode ser escrita de forma compacta como

$$\chi(\omega) = \frac{\lambda\sigma_0}{8\pi^2} \left[\frac{1}{\omega_0 - \omega - i\Gamma/2} + \frac{1}{\omega_0 + \omega - i\frac{\Gamma}{2}} \right], \quad (4.13)$$

onde λ é o comprimento de onda do feixe e σ_0 a seção de choque de espalhamento da transição $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ que é proporcional ao quadrado do momento de dipolo cruzado entre estes dois estados. Sendo $\omega_0/2\pi \sim 100\text{THz}$ enquanto que $\Gamma/2\pi \approx 6\text{MHz}$, despreza-se o segundo termo. Definindo $\delta \equiv \frac{(\omega - \omega_0)}{\Gamma/2}$,

$$\chi(\omega) \simeq \frac{\lambda\sigma_0}{8\pi^2} \frac{i - \delta}{1 + \delta^2}. \quad (4.14)$$

4.2.2 O campo de polarização da nuvem e o índice de refração complexo

As informações sobre o condensado são retiradas da análise da frente de onda do feixe que chega à câmera e para isso é necessário descrever o campo elétrico nesta posição, fora da região dos átomos.

Para isso, visando simplificar a discussão, é conveniente usar a descrição para o campo elétrico na presença de um meio cuja polarizabilidade é dada pela susceptibilidade elétrica $\chi(\omega)$, ao contrário da situação anterior na qual o foco era um átomo na presença de um campo elétrico com frequência ω . Nela, a origem do sistema de coordenadas estava centrada no núcleo do átomo e, como a aproximação de dipolo elétrico havia sido tomada, a dependência espacial relevante era referente às funções de onda de cada estado apenas, para calcular a média do momento de dipolo elétrico que determina a seção de choque de espalhamento.

A presença dos átomos é contabilizada ao considerar o campo deslocamento elétrico, $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$, onde $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ é o campo de polarização da nuvem atômica. Para defini-lo, soma-se o momento de dipolo de cada átomo que a compõe, levando em conta o tempo e a posição que cada um ocupa. Como não há transiente – antes da interação com o feixe todos os átomos estavam no estado fundamental e neste estado permaneceriam sem a presença do feixe –, o sistema oscila junto com a excitação. Isto posto, posicionando o átomo, que do ponto de vista do feixe é puntual, no espaço utilizando a função delta de Dirac e verificando pela equação (4.13) que $\chi(-\omega) = \chi(\omega)$, o campo de polarização do i -ésimo átomo é

$$\mathbf{p}_i(\mathbf{r}, t) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \chi(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (4.15)$$

Para contabilizar todos os átomos, soma-se sobre o índice i . Sendo $n(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$,

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = n(\mathbf{r}) \chi(\omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (4.16)$$

Por fim, determina-se o campo deslocamento elétrico que definindo $\epsilon(\mathbf{r}, \omega) \equiv 1 + 4\pi\chi(\omega) n(\mathbf{r})$ pode ser reescrito da forma

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (4.17)$$

4.2.3 O índice de refração complexo

À partir da susceptibilidade elétrica determina-se, unindo-a às equações de Maxwell, a propagação do feixe de prova pelo meio composto pelos átomos. Considerando que $n(\mathbf{r})$ varie muito pouco na escala do comprimento de onda da luz e que o campo de polarização seja muito menor que o campo elétrico – para nuvens dilutas essa consideração é válida. $|\chi_{nuvem}^{max}| \sim 10^{-2}$ nas nuvens típicas do laboratório – é possível aproximar o condensado por uma sucessão de meios dielétricos cuja susceptibilidade é constante. As equações de Maxwell nestes intervalos homogêneos levam à equação de onda tradicional para o campo elétrico, $\left[\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right] \mathbf{E} = \mathbf{0}$, cujas soluções são bem conhecidas. Conectando-as através das condições de contorno para o campo nas superfícies que separam os intervalos, é possível ter como solução para todo o espaço uma onda plana cujo vetor de onda, $\mathbf{k}$, varia ao longo da propagação.

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{E}_0}{2} \left[e^{i(\mathbf{k}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{r} - \omega t)} + e^{-i(\mathbf{k}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{r} - \omega t)} \right] \quad (4.18)$$

onde

$$\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{1 + 4\pi\chi} \hat{u} \quad (4.19)$$

$$n_{ref} \equiv \sqrt{1 + 4\pi\chi}$$

que carrega a informação tanto da absorção quanto da refração. Considerando o limite de baixas densidades, o índice de refração complexo pode ser aproximado para

$$n_{ref}(\mathbf{r}) \approx 1 + \frac{\sigma_0 \lambda}{4\pi} \frac{[i - \delta]}{1 + \delta^2} n(\mathbf{r}),$$

onde a parte real é referente à uma fase adicionada à luz e a parte imaginária é referente à absorção.

Capítulo 5

MEDIDAS DO LABORATÓRIO

Além da implementação inédita em nosso grupo de uma técnica de imagem afora a já bem estabelecida absorção, o objetivo deste trabalho é explorar a viabilidade da técnica de contraste de fase num regime de parâmetros diferente do usual, no qual a dessintonia do feixe de prova com relação à transição atômica δ é da ordem da largura de linha da transição Γ e as imagens são feitas após o campo de aprisionamento, onde a condensação e qualquer dinâmica a ser estudada ocorrem, ser desligado. Originalmente, a técnica de contraste de fase foi desenvolvida para fazer imagens de átomos ainda dentro do aprisionamento e com dessintonias envolvidas que sempre satisfazem a relação $|\delta| \gg \Gamma$. - AQUI TEM QUE ESTAR A REFERÊNCIA DA SCIENCE.

Nosso laboratório no IFSC tem interesse em explorar simulações quânticas usando átomos ultrafrios. Isso, frequentemente, envolve a observação da evolução dinâmica de um condensado aprisionado num potencial confinante, que pode ser bastante complexo e não trivial, o que requer a capacidade de fazer imagens *in-situ*, de alta resolução, de forma minimamente destrutiva (com relação à dinâmica sendo estudada). Os estudos realizados neste trabalho são os primeiros passos nessa direção.

Dentro da armadilha, a coluna de densidade, $\tilde{n}(x, z)$, pode atingir valores da ordem de 10^2 , tornando a técnica de absorção bastante desfavorável sob diversos aspectos. Desse modo, imagens experimentais da dinâmica de condensados de Bose-Einstein confinados num potencial de aprisionamento são, tipicamente, inviáveis através de absorção óptica, exceto em circunstâncias especiais,²⁰ o que tem motivado o desenvolvimento de novas técnicas de imagem *in-situ*.²⁰⁻²² O desenvolvimento da técnica de PTAI,²⁰ por exemplo, foi fundamental para a produção e o estudo do primeiro análogo atômico de um SQUID^{23,24} (*Superconducting Quantum Interference Device*).

Este capítulo é dividido em três seções principais. A primeira delas, discute e revê o

aparato experimental do sistema de imagem usado em cada uma das técnicas de imagem discutidas aqui. A segunda, apresenta um grupo de dados para destacar alguns cuidados que se deve ter ao processar os dados experimentais. Como a técnica de absorção já está bem estabelecida em nosso laboratório, e o sinal ser muito mais simples de ser interpretado, nós utilizamos as medidas de absorção para uma calibração do sistema de imagem e caracterização do feixe de prova, para depois compreender melhor as imagens de contraste de fase. Por fim, a terceira apresenta medidas feitas pela técnica de imagem de contraste de fase e faz comparações com o sinal de absorção.

5.1 Montagem experimental

São três os componentes básicos para formar uma imagem: o objeto, a luz e o sistema de imagem. Um quarto elemento, uma câmera, é necessário quando se quer armazenar as imagens referentes a objetos, feixes, e sistemas ópticos diferentes. No caso do experimento, o objeto é a nuvem de átomos, produzida pela sequência experimental descrita no capítulo (3); a luz, o feixe de prova quando chega aos átomos; e o sistema de imagem, todos os elementos ópticos entre o objeto e a câmera.

5.1.1 Sistema de controle e aquisição

A sequência temporal envolvida no processo de condensação, descrita no capítulo (3), é controlada por um programa que roda em um computador. Através de duas placas da National Instruments, uma analógica, modelo PCI-6713, e uma multifuncional, que contém saídas digitais, modelo PCI-6259, controla-se e coordena-se o experimento ditando quais feixes, correntes e voltagens atuam, quando e com que valores. Mais especificamente sobre o sistema imagem, ele tem controle sobre a frequência, o instante e a duração da atuação do feixe de prova e os disparos do *trigger* de aquisição para o funcionamento da câmera. A aquisição de imagem em si, assim como as análises e armazenamento das imagens adquiridas, é feita por um segundo computador. Após a aquisição de cada imagem, o próprio programa que controla a aquisição pré-processa as imagens para normalizar o sinal e tirar sinais espúrios.

Como a variação da intensidade provocada pela interação com os átomos pode ser muito menor que a própria intensidade do feixe de prova, mesmo respeitando a intensidade de saturação, no experimento usa-se uma câmera CCD, do inglês *Charged-Couple Device*, que contém dispositivos foto-voltaicos muito sensíveis que produzem pouco ruído. O sinal captado por todos os elementos foto-voltaicos são digitalizados, em 12bits, em uma mesteira matriz que preserva a posição dos elementos no chip da câmera. Fabricada pela empresa pco.imaging®, modelo 270XS, a *pixelfly* tem 1392×1024 pixels de tamanho $6.45\mu\text{m} \times 6.45\mu\text{m}$.

5.1.2 O feixe de prova

A fonte de luz é um feixe cuja frequência é muito próxima à da transição $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Com um modulador acusto-óptico em configuração de dupla passagem,⁷ faz-se o ajuste fino na frequência através da tensão aplicada ao seu respectivo VCO, pelo computador responsável pela sequência temporal do experimento. A configuração de dupla passagem reduz o desalinhamento do feixe em função da deflexão Bragg no AOM, minimizando o desacoplamento do feixe de prova com fibra óptica que o leva a luz até a região dos átomos.

A precisão na frequência do modulador é da ordem de 0.05MHz e, portanto, permite ajuste fino da frequência de dessintonia do feixe de prova com relação à transição atômica. A duração do feixe de prova também é controlado pelo modulador. Com exceção das imagens feitas no capítulo (6), a duração do feixe de prova é de 250 μs .

A figura (5.1) mostra um gráfico com o número de átomos retirados do processamento de imagens de absorção, seção (5.2.1), de uma série de nuvens térmicas em função da dessintonia do feixe. Para determinar a frequência, usa-se a calibração MHz/V do VCO do modulador do feixe de prova. O cálculo do número de átomos para esta calibração não leva em conta a correção da seção de choque de espalhamento quando a dessintonia não é nula. Em função disso, espera-se que uma curva lorentziana centrada na tensão correspondente à frequência de ressonância, onde o número de átomos é máximo, descreva o comportamento do número de átomos em função da tensão.

Pelo ajuste numérico da lorentziana, determina-se o ponto a curva de absorção em torno da transição. Observando que visualmente o ajuste numérico não descreve com

Figura 5.1 – Número de átomos, em unidade de milhares, de nuvens térmicas, à partir do processamento de imagens de absorção, seção (5.2.1), junto ao ajuste numérico de uma Lorentziana, em função da dessintonia em megahertz.

Fonte: Elaborada pela autora.

acurária a curva obtida pelas medidas, observam-se dois efeitos. O primeiro deles é visual e mostra-se como uma assimetria do número de átomos com relação à ressonância. O segundo, é um efeito de alargamento na largura de linha da transição. À partir de medidas espectroscópicas de alta precisão, sabe-se que $\Gamma = 6.06 \text{ MHz}$. Comparando com o resultado obtido à partir da calibração do modulador, 5.28 MHz/V , e levando em conta que ele está em configuração de dupla passagem, calculou-se uma largura de linha natural de decaimento efetiva de aproximadamente 11 MHz .

Estes dois efeitos são explicados pelo tempo de exposição longo, que é da ordem de dezenas de vezes a taxa de decaimento espontâneo. Durante os ciclos de interação radiação-átomo, momento do feixe é transferido aos átomos na direção de propagação, o que causa efeito doppler. Este fato reduz a acurácia das medidas de contraste de fase, uma vez que o seu sinal é muito sensível à dessintonia, que em função do efeito doppler, varia ao longo do tempo.

5.1.3 O sistema óptico

Por motivos de compatibilidade e praticidade, o sistema óptico que usamos para fazer as imagens de absorção é praticamente o mesmo usado para as imagens por contraste de fase. A única diferença entre eles é o objeto de fase, cujas especificações são apresentadas na próxima seção. As duas lentes que compõem o telescópio são dubletos acromáticos – por mais que o feixe de prova seja monocromático, o design destas lentes reduz outros tipos de aberrações além da cromática –, cujas distâncias focais são $f_1 = 18.45\text{cm}$ e $f_2 = 40\text{cm}$ e a sua montagem resulta na magnificação de $m = 1.92$ e resolução óptica do sistema $r \approx 10\mu\text{m}$.

Figura 5.2 – Sistema de imagem das técnicas de absorção(sem o elemento de fase) e de contraste de fase. O elemento de fase adiciona uma fase fixa de $-\pi/2$ à luz não espalhada pelos átomos, que aprimora a resolução da interferência de ambos os campos (espalhado e não-espalhado) no plano de imagem, localizado na posição do chip da câmera.

Fonte: Elaborada pela autora.

5.1.4 O elemento de fase

O elemento de fase (*phase-spot*), utilizado nas imagens de contraste de fase, foi construído com um material denominado SU-8, que é uma resina (epoxi) fotosensível (*photoresist negativo*), do tipo utilizado na indústria de semicondutores para a fabricação de circuitos integrados por litografia óptica no UV.

A fabricação envolve a produção de um filme fino de SU-8, na espessura Δh desejada, sobre um substrato de vidro óptico, usando a técnica *spin-coating*, seguida de fotolitografia

Figura 5.3 – Perfil medido no elemento de fase, responsável pela adição da fase $3\pi/2 = -\pi/2$, que resulta no sinal de contraste de fase. Observe que os valores médios do diâmetro e espessura são aproximadamente $600\ \mu\text{m}$ e $1\ \mu\text{m}$, respectivamente. Ambas dimensões foram determinadas por um perfilômetro óptico.

Fonte: Elaborada pela autora.

com uma máscara (fotolito) contendo a imagem do *phase-spot* que irá restar após a revelação e remoção do excesso de resina (na parte não iluminada pelo UV), com solventes apropriados, após a exposição ao UV com o fotolito. O resultado final é uma pequena região cilíndrica, em relevo elevado, do material SU-8 no centro do substrato de vidro, que irá causar uma diferença de caminho óptico, ao ser atravessado pelo feixe de prova. As dimensões físicas do elemento de fase são escolhidas para produzir a variação de fase desejada para um dado comprimento de onda. No caso do SU-8, cujo índice de refração em 780 nm é aproximadamente 1,58, a diferença de fase será dada por $\Delta\phi \approx 2\pi \cdot 0,58 \cdot \Delta h / \lambda$.

As dimensões do elemento de fase utilizado neste trabalho foram determinadas com um perfilômetro óptico (Nanovea, CCS-Prima), do laboratório do Prof. Máximo Siu Li, sendo uma das medidas apresentada na figura (5.3), cujos valores aproximados são: raio $300\ \mu\text{m}$ e espessura média $\Delta h \approx 1\ \mu\text{m}$. O elemento de fase deste trabalho foi fabricado na Universidade de Tuebingen, na Alemanha, e gentilmente fornecido ao nosso grupo por Patrizia Weiss, que foi estudante de intercâmbio em nosso grupo.

No nosso experimento, pelas imagens de contraste de fase, seção (5.3), foi determinado que a fase que o elemento introduz à luz que nele é focalizada é de $-\pi/2$, em boa concordância com as medidas de espessura do elemento de fase.

5.2 Explorando o sistema de imagem

Do sinal capturado pela câmera e armazenado em matrizes, todas as informações sobre a densidade dos átomos são retiradas. Resta saber como processá-las. Todo processamento, a partir das imagens originais capturadas pelo sistema de aquisição, foi feito em rotinas desenvolvidas na linguagem MATLAB®.

A expressão para a densidade $n(\mathbf{r})$, dada pela equação (4.4), é prevista para os átomos dentro da armadilha. Porém, por razões práticas, nos experimentos apresentados aqui, todas as imagens utilizadas neste trabalho foram realizadas com algum tempo-de-vôo, após desligar completamente o potencial confinante.

Questão da densidade da nuvem com relação ao tempo de vôo

Figura 5.4 – Imagem de absorção normalizada de uma nuvem térmica fria com tempo de vôo de 1,4ms e dessintonia $\Delta f = -0,1\text{MHz}$. Como o feixe está muito próximo à ressonância e a nuvem ainda não expandiu, a densidade óptica da nuvem é muito alta e ela funciona como um objeto quase opaco para o feixe. A área da região selecionada é de $\approx 2\text{mm} \times 2\text{mm}$.

Fonte: Elaborada pela autora.

No momento em que a armadilha é desligada, a nuvem é liberada para expandir livremente e cair sobre a ação da gravidade. Na ausência de interações, os átomos propagam-se de acordo com o campo de velocidades do momento em que a armadilha foi desligada. Variar o intervalo entre desligar a armadilha e fazer a imagem é o chamado experimento por

tempo de voo.

Para curtos tempos de voo, a distribuição espacial é um indicativo da distribuição dentro da armadilha. Para tempos maiores, a nuvem expande bastante e as larguras da nuvem térmica e condensada são reescaladas,¹⁵ sendo a razão R_x/R_z invertida – lembrando-se que inicialmente o eixo x era o eixo longo e o z o eixo curto – e a razão Ω_x/Ω_z tende à unidade.

Figura 5.5 – Perfil unidimensional de um corte da imagem da figura (5.4) ao longo da direção x , figura (a), e da direção z , figura (b). Fica evidente que a imagem está saturada pois densidade é achatada, o que não corresponde nem ao perfil da função g_2 de um gaussiana da nuvem térmica, nem ao perfil parabólico da nuvem condensada.

Fonte: Elaborada pela autora.

Com as dimensões próximas às das de quando estão confinados, e no limite de baixas dessintonias, a densidade óptica é muito alta a nuvem se comporta como um objeto opaco para o feixe de prova e o sinal de absorção satura, não discernindo mais variações de densidade. Para ilustrar este efeito, a figura (5.4) expõe uma de absorção de uma nuvem térmica fria, com tempo de voo igual a 1,4ms e dessintonia $\Delta f = -0,1\text{MHz}$. Para este valor de tempo de voo a geometria da nuvem reflete diretamente a de dentro da armadilha.

Para uma visão mais clara da ineficiência da imagem em reproduzir a densidade dos

átomos, define-se o *perfil de densidade* como o corte do sinal bidimensional normalizado em planos x ou z constantes. A figura (5.5) mostra perfis unidimensionais de diversos planos de cortes ao longo da imagem exposta na figura (5.4). Vê-se a saturação do sinal pelo valor mínimo achatado, não correspondendo à função prevista para a coluna de densidade de uma nuvem térmica fria, seção (4.1).

Figura 5.6 – Imagens normalizadas de (a) absorção e de (b) contraste de fase de duas nuvens idênticas, com tempo de voo igual a 1,4ms e -15.9MHz de dessintonia. Na figura de absorção vê-se padrões oscilatórios e uma imagem difusa da nuvem devido ao efeito de difração e de lentes. Na imagem por contraste de fase as oscilações não aparecem pois em função do elemento de fase o sinal de interferência entre o sinal de difração e o sinal de absorção é o que gera o sinal de contraste de fase. Entretanto, nessa dessintonia e nessa densidade de átomo há efeito forte de lentes e, portanto, as medidas das larguras não são confiáveis. A área da região selecionada, em ambas as imagens, é de $\approx 2\text{mm} \times 2\text{mm}$.

Fonte: Elaborada pela autora.

Na figura (5.6) estão uma imagem de absorção e uma de contraste de fase, feitas com o mesmo tempo de voo das nuvens anteriores, mas com dessintonia Δ_0 . A imagem de absorção apresenta ondulações de baixa frequência na direção z referentes à difração, luz espalhada pelos átomos. Na direção x é mais difícil ver o padrão ondulatório pois como a variação é mais lenta, as frequências espaciais da difração são maiores.

Para deixar mais claros estes dois efeitos, a figura (5.7) expõe o perfis unidimensionais de densidade das imagens expostas na figura (5.6), referentes aos cortes nos planos x e z constantes. Pela figura a), percebe-se que as oscilações espaciais são mais rápidas

na direção x do que na direção z . Dessas oscilações pode-se tirar informação da nuvem difratada,²² mas este tipo de análise não será estudada neste trabalho.

Olhando para a imagem de contraste de fase, gráfico b) da figura (5.7), percebe-se que as oscilações presentes na imagem de absorção não aparecem. Isso ocorre justamente pelo sinal de interferência entre a parte difratada e a parte não difratada.

O fato de estar fora de ressonância também implica no efeito de lentes e uma distorção da imagem da nuvem.

Como os modelos propostos não servem para reproduzir o sinal de nuvens tão densas como quando estão muito confinadas no limite de baixas dessintonias, todas as imagens apresentadas daqui para frente serão feitas no regime de longos tempos de voo.

Figura 5.7 – Perfis unidimensionais de cortes em planos x e z constantes das imagens de (a) absorção e (b) contraste de fase expostas na figura (5.6).

Fonte: Elaborada pela autora.

Normalização das imagens

Todas as imagens expostas até agora não são apenas uma única imagem dos átomos diretamente. Como a sensibilidade da câmera é muito alta, sinais espúrios são capturados e para que eles não interfiram no processamento, além da imagem do feixe de prova com os átomos duas outras imagens são feitas. Este procedimento é o mesmo para ambas as

Figura 5.8 – a) Imagem do feixe de prova sem os átomos; b) Imagem dos feixe de prova com os átomos (verifica-se que a variação de intensidade por campos espúrios é da ordem do sinal do condensado); c) Imagem da câmara sem feixes de luz. A área da região selecionada corresponde à de todo o chip da CCD.

Fonte: Elaborada pela autora.

técnicas de imagem.

A primeira, uma imagem do feixe de prova sem os átomos. O trajeto do feixe de prova é longo e custoso. Entre sair da cavidade do laser até chegar à câmera, muitas superfícies de elementos ópticos, potenciais depósitos de poeira, são atravessadas. Os elementos que a constituem são centros espalhadores. A imagem (a) da figura (5.8) mostra uma imagem feita apenas do feixe de prova. Nela vêem-se vários padrões de difração que são resultado de espalhamento de partículas. Além disso, o modo de intensidade do feixe, que sai da boca do laser, é gaussiana. Por mais que ele seja expandido por um telescópio previamente, ainda há variação de intensidade ao longo do chip da câmera.

A imagem (b) da figura (5.8) é do feixe de prova com os átomos. Nela, vê-se que as oscilações, devido à sujeira e variação gaussiana natural do modo do feixe, têm valores próximos aos da intensidade do sinal dos átomos.

Além da sujeira no feixe de prova, por mais que os átomos estejam numa região fechada e escura, pois durante o tempo de vôo todos os feixes que acessam a região dos átomos são barrados antes e depois da fibra, devido à alta sensibilidade da câmera, há a chance de campos muito pouco intensos serem capturados. Por isso, a segunda imagem é do ambiente escuro. A imagem (c) da figura (5.8) é do ambiente e nela vê-se que o escuro não é tão escuro assim.

Figura 5.9 – Imagem normalizada de acordo com a expressão (5.1) aplicada às imagens da figura (5.8).

Fonte: Elaborada pela autora.

Seja I_E o sinal do ambiente, I_P o sinal de apenas o feixe de prova e I_A o sinal do feixe de prova com os átomos, para chegar ao sinal normalizado $I(x, z)/I_0$, faz-se seguinte operação.

$$I_S = \frac{I(x, z)}{I_0} = \frac{I_A - I_E}{I_P - I_E} \quad (5.1)$$

A figura (5.9) mostra uma imagem normalizada de acordo com esta equação e nitidamente vê-se a eficiência em tirar as sujeiras da imagem.

5.2.1 Imagens de absorção

Todas as imagens são referentes a nuvens atômicas cujos parâmetros experimentais de produção são os mesmos, portanto, a menos de pequenas flutuações por instabilidades experimentais, têm a mesma temperatura e mesma distribuição espacial de átomos. Elas são bem frias para que o número de átomos na fase condensada seja maior que o na fase térmica e a nuvem como um todo represente para o feixe um meio de índice de refração de rápida variação espacial para observar possíveis efeitos de lente, regime no qual a aproximação de lentes finas não é mais válida.

O tempo de voo no qual as imagens são feitas é de 21ms e único parâmetro variável

Figura 5.10 – Imagens de absorção normalizadas cujas dessintonias do feixe de prova são: (a) $\Delta f = -0,1\text{MHz}$, (b) 1041MHz , (c) $\Delta f = -0,6\text{MHz}$ e (d) $\Delta f = -11,51\text{MHz}$. A área da região selecionada, em todas as imagens, é de $\approx 2\text{mm} \times 2\text{mm}$.

Fonte: Elaborada pela autora.

é dessintonia do feixe de prova, $\Delta f = -0,1\text{MHz}$, $\Delta f = 10,4\text{MHz}$, $\Delta f = -0,6\text{MHz}$ e $\Delta f = -11,5\text{MHz}$. O sinal de absorção consequente de dessintonias fora deste intervalo é muito próximo ao ruído, o que reduz drasticamente a confiabilidade das quantidades determinadas pelo processamento. Ela mostra quatro imagens de absorção normalizadas, uma para cada valor de dessintonia.

Como a função prevista para o sinal de absorção é simplesmente $I(x, z)/I_0 = \exp(-OD)$ e ao negativo do logaritmo sinal da imagem de absorção normalizada faz-se um ajuste numérico da função

$$n_{abs}(x, z) = n_0 \max \left[\left(1 - \frac{(x - x_0)^2}{R_x^2} - \frac{(z - z_0)^2}{R_z^2} \right)^{3/2}, 0 \right] + n_{ex} g_2 \left(\exp \left[-\frac{(x - x_0)^2}{\Omega_x} - \frac{(z - z_0)^2}{\Omega_z} \right] \right) \quad (5.2)$$

onde os parâmetros são os raios de Thomas-Fermi, as larguras da nuvem térmica e n_{ex} e n_0 as densidades ópticas de pico que ajustam o número de átomos da nuvem térmica e da nuvem condensada, respectivamente, de acordo com a normalização da densidade óptica.

$$N_{ex} = \left[\frac{\sigma_0}{1 + \delta^2} \right]^{-1} g_2(0) (2\pi)^{3/2} \Omega_x \Omega_z \quad (5.3)$$

$$N_0 = \left[\frac{\sigma_0}{1 + \delta^2} \right]^{-1} \frac{2\pi}{5} R_x R_z \quad (5.4)$$

Para ajustar a função (5.2), uma rotina minimiza a expressão

$$\left[\int dx dz (I_{abs} - I_N) \right]^2 = 0 \quad (5.5)$$

Diferentemente da imagem normalizada, a densidade óptica é linear com $\tilde{n}(x, z)$. Na figura (5.11) estão os perfis unidimensionais, separados de acordo com a direção e dessintonia, de $1 - l/l_0$ e da densidade óptica referentes às das nuvens expostas na imagem (5.10).

Cuidados com o processo de minimização

O primeiro cuidado que se deve ter quando se faz um ajuste computacional está em escolher o tamanho da matriz que contém os átomos. O chip da câmera tem 1024x1392 píxeis no total e a região dos átomos ocupa uma pequena parcela dele, como pode se ver na figura (5.9). Além do ajuste demorar muito mais para ser processado quando a matriz é inteira, os ajustes são muito instáveis e as chances das informações inferidas estarem erradas é grande.

Por isso, uma primeira rotina é responsável por achar uma boa região de interesse. A região é determinada a partir da seguinte operação e cima da matriz do sinal de absorção:

Figura 5.11 – Perfis unidimensionais de $1 - I/I_0$, linha verde, e densidade óptica, linha preta, da figura (5.10), separados de acordo com a direção, x na primeira linha e z na segunda, e com dessintonia: (a) $\Delta f = -0,1\text{MHz}$, (b) $\Delta f = 10,4\text{MHz}$, (c) $\Delta f = -0,6\text{MHz}$ e (d) $\Delta f = -11,5\text{MHz}$

Fonte: Elaborada pela autora.

1. Transforma-se todos os elementos da matriz em 0, quando eles são menores que o valor de corte $\max(I_N) \times e^{-1}$, e em 1, quando eles são maiores que o valor de corte. O valor $\max(I_N)/2$ é o primeiro chute para n_0 e n_{ex}
2. Tira-se a média das larguras em x e z e que definem a área da região cujos elementos valem 1, $\tilde{\omega}$. Ela define o primeiro valor para as larguras R_x , R_y , Ω_x e Ω_z .
3. A região de interesse é definida à partir do primeiro chute para a posição central, (x_0, y_0) , definidos pela posição de $\max(I_N)$, e de $\tilde{\omega}$ pelas posições de começo e final da matriz: $x_{i,f} = x_0 \pm 5\tilde{\omega}$ e $y_{i,f} = y_0 \pm 5\tilde{\omega}$. Esta área é escolhida para ter certeza que todo o sinal dos átomos está dentro da imagem.

À esta nova matriz centrada nos átomos é feito dois ajustes numéricos da densidade óptica unidimensional, $n_{abs}(x, z_0)$ na direção x e $n_{abs}(x_0, z)$ na direção z com os chutes

iniciais determinados pela rotina anterior. As duas direções determinam valores de n_{ex} e n_0 e cada um dos ajustes unidimensionais determinam seus parâmetros exclusivos da direção.

Muitas vezes a normalização da imagem não faz a linha de base ficar justamente em 1. Pode ser em função de alguma variação de intensidade durante o intervalo entre as imagens feitas para o pré-processamento de normalização. Para corrigir este valor DC adiciona-se um termo à função de ajuste

$$n_{abs}(x, z) \rightarrow n_{abs}(x, z) + offset \quad (5.6)$$

Para os chutes iniciais dos ajustes unidimensionais, o *offset* é dado como zero.

Com os valores setados pelos ajustes unidimensionais, faz-se o ajuste bidimensional da função dada pela equação (5.2) à imagem de normalização centrada nos átomos. Esta escolha oferece estabilidade pois os chutes dos parâmetros dados pelas rotinas unidimensionais já são bem próximos dos melhores possíveis para o ajuste da função bidimensional. Com os valores do ajuste numérico bidimensional, a figura (5.12) mostra os perfis unidimensionais das imagens de absorção $-\log[I_N(x, z_0)]$ e $-\log[I_N(x_0, z)]$ sobrepostos com os ajustes $n_{abs}(x, z)$ e $n_{abs}(x, z_0)$, respectivamente, de imagens de absorção feitas de nuvens idênticas, porém, com dessintonias diferentes. As imagens tem todas a mesma escala.

Lembrando da normalização $N = \int d^3r n(r)$, como a integração em y já foi feita – é dela que sai a densidade óptica –, ao fazer a integração da densidade óptica,

$$\int dx dz n_{abs}(x, z) = \frac{\sigma_0}{1 + \delta^2} N \quad (5.7)$$

tem-se o número total de átomos N com a correção da dessintonia na seção de choque de espalhamento.

Há um possível problema relacionado ao valor DC da intensidade. Como é uma soma de todos de todos os elementos da matriz, se este valor de base não for subtraído, ele interfere no cálculo do número átomos. Para tirar este efeito é trivial, simplesmente subtraímos o valor de *offset* determinado pelo ajuste bidimensional.

Outro fator importante é a escala de = tamanho do sinal dos átomos. Lembrando

Figura 5.12 – Perfis unidimensionais da figura (5.10) juntos de seus respectivos ajustes computacionais separados em termos da dessintonia, a) $\Delta f = -0,1\text{MHz}$, b) $\Delta f = -0,6\text{MHz}$, c) $\Delta f = 10,4\text{MHz}$ e d) $\Delta f = -11,5\text{MHz}$ e em direção, linha verde na direção z e preta na direção x . Todos os gráficos estão escalonados por um mesmo valor máximo na ordenada

Fonte: Elaborada pela autora.

que a é uma matrix bidimensional composta por píxeis de $6.45\mu\text{m} \times 6.45\mu\text{m}$, portanto, $dx = dz = 6.45\mu\text{m}$. Além disso, o fator de magnificação do sistema de lentes, $m = 1.92$, deve ser levado em conta. Para que a soma dos elementos de matriz resulte de fato no número de átomos, a menos da correção da dessintonia na seção de choque, faz-se a seguinte transformação:

$$\int dx dy n_{abs}(x, z) \rightarrow \frac{6.45^2}{1.92} \times \sum_{i,j} I_{abs}(x_i, z_j) \quad (5.8)$$

A figura (5.13) mostra o número de átomos calculado à partir da matriz de densidade óptica, na área delimitada por $x_i = x_0 \pm i$ e $z_i = z_0 \pm i$, para $i = 1, 2, \dots$, através da expressão

(5.9), que não introduz a correção da seção de choque em função da dessintonia, feita para as nuvens expostas na figura (5.10), com a correção de *offset*.

$$N = \frac{6.45^2}{1.92} \times \sum_i \frac{1}{\sigma_0} n_{abs}(x_0 \pm i, z_0 \pm i) \quad (5.9)$$

Figura 5.13 – Número de átomos calculado pela soma dos elementos da matriz da densidade óptica, na área delimitada por $(x_i = x_0 \pm i, z_i = z_0 \pm i)$, para $i = 1, 2, \dots$, através da expressão dada pela equação (5.9)

Essa medida é muito importante pois independe do ajuste computacional. Portanto, se por acaso há alguma distorção da imagem devido a um possível efeito de lentes, a comparação entre o número de átomos calculado por cada uma das maneiras, ajuste ou soma, mostrará. Na figura (5.14) está o número médio e o desvio padrão de átomos, calculado sem a correção da seção de choque, de imagens feitas com diferentes dessintonias, por ambos os métodos. Pela figura, fica clara a concordância entre as duas abordagens.

Na seção (5.1.2), a curva de calibração, figura (5.1), mostrava que a dependência da densidade óptica com a dessintonia não era descrita por uma Lorentziana em função do longo tempo de exposição. Percebe-se que o comportamento da densidade óptica de nuvens condensadas também não apresenta o comportamento lorentziano com relação à ressonância.

Para checar se há efeito de lentes pelas imagens não terem sido feitas em ressonância, na figura (5.15) estão expostas as larguras características da densidade óptica tirada dos

Figura 5.14 – Sem levar em consideração a variação da seção de choque para dessintonias diferentes, a comparação entre o número de átomos calculado pelos parâmetros fornecidos pelo ajuste numérico e pela soma da matriz de densidade óptica.

Fonte: Elaborada pela autora.

ajustes computacionais da função n_{abs} . Na gráfico a) estão as larguras da fase térmica e no gráfico b) estão os raios de Thomas-Fermi.

Neste intervalo de frequência está o máximo da fase real do índice de refração complexo n_{ref} . Por isso, se fosse houvesse algum efeito de lentes, apareceria na medida das larguras da nuvem térmica e raios de Thomas-Fermi. Considerando que a variação da densidade óptica é muito mais brusca e acentuada na fase condensada do que na fase térmica, espera-se que o efeito de lentes apareça nos valores R_x e R_z antes de aparecer nos valores Ω_x e Ω_z . Entretanto, os valores R_x e R_z permanecem praticamente constantes, enquanto que há uma variação enorme em Ω_x e Ω_z . Uma possível razão para este efeito é o fato do sinal da nuvem térmica ser muito menor que o da nuvem condensada, uma vez que as nuvens são bem frias. Afastando-se do ponto de absorção máxima, o sinal da nuvem térmica se aproxima do ruído, interferindo na medida das dimensões geométrica da nuvem. O que nos leva a concluir que a densidade de átomos não é grande o suficiente para inserir efeitos de lente nesse regime próximo a ressonância.

Figura 5.15 – A figura (a) mostra as larguras da fase térmica, Ω_x e Ω_z e a (b) raios de Thomas-Fermi, R_x e R_z . Percebe-se a redução de Ω_x e Ω_z em $\Delta f = -11,5\text{MHz}$ cuja absorção é muito menor que em $\Delta f = -0,1\text{MHz}$ e $\Delta f = -0,6\text{MHz}$, mas não há variação de R_x e R_y , referentes à nuvem condensada, cuja densidade óptica varia muito mais abruptamente e alcança valores maiores. Estes dois fatos unidos nos levam a concluir que a variação de Ω_x e Ω_z é em função da queda da razão sinal-ruído quando se afasta da ressonância e não pelo efeito de lentes.

Fonte: Elaborada pela autora.

5.3 Imagens de contraste de fase e suas vantagens sobre o sistema de absorção

Usando o aparato experimental descrito na seção (5.1), fizemos imagens de contraste de fase com tempo de voo igual a 21ms e tempo de exposição de 250 μs . Além disso,

mantivemos a restrição $\delta \approx \Gamma$ para a dessintonia.

Figura 5.16 – (a) Imagem de contraste de fase cuja dessintonia é de $\Delta f = -11,5\text{MHz}$; (b) Imagem de absorção cuja dessintonia é de $\Delta f = 10,4\text{MHz}$; (c) Imagem de contraste de fase cuja dessintonia é de $\Delta f = 10,4\text{MHz}$. A área da região selecionada, em todas as imagens, é de $\approx 2\text{mm} \times 2\text{mm}$.

Fonte: Elaborada pela autora.

Na figura (5.16), estão três imagens normalizadas de nuvens equivalentes. As imagens (a) e (c) são de contraste de fase, com dessintonias $\Delta f = -11,5\text{MHz}$ e $\Delta f = 10,4\text{MHz}$, respectivamente. A imagem (b) é uma imagem de absorção, com a mesma dessintonia que a figura (c). As imagens tem a mesma escala de intensidade $[0, 2.5]$. Como o sinal de contraste de fase é resultado de uma interferência, quando ela é construtiva, observa-se um sinal mais claro que a região onde tem átomos, chamada de imagem positiva. Complementarmente, quando a imagem é mais escura, interferência destrutiva, é chamada de imagem negativa. Esta é a assinatura de um sistema de contraste de fase.

No gráfico da figura (5.17), onde estão os perfis unidimensionais das imagens da figura (5.16) do plano $x = 0$, fica evidente que a variação absoluta máxima do sinal de contraste de fase, ≈ 1.3 , é maior que a de absorção, ≈ 0.8 , mesmo para a imagem de contraste de fase cuja dessintonia é maior que a imagem de absorção.

Para entender o sinal de contraste de fase, e compará-lo ao de absorção, consideramos a figura (5.18a), onde estão representados no plano complexo o campo elétrico resultante da técnica de absorção (em azul), e o da contraste de fase (em vermelho), referentes à abordagem apresentada nas seções (4.1.1) e (4.1.2). Como mencionado anteriormente, a intensidade do sinal de absorção é a transmitida através dos átomos – proporcional ao coeficiente de transmissividade, t , e não sensível à fase, ϕ –, e a do sinal de contraste

Figura 5.17 – Perfis unidimensionais na direção x das imagens da figura (5.16).

Fonte: Elaborada pela autora.

de fase, resultado da interferência entre a parte espalhada e a não espalhada, sendo que uma fase fixa de $\pm\pi/2$ é inserida à parte não espalhada. Pela figura (5.18a), vê-se que o módulo do vetor resultante do sinal de contraste de fase é maior que o de absorção e, conseqüentemente, tem uma relação sinal-ruído melhor.

O modelo apresentado pelo grupo do NIST apresenta um modelo para o sinal de contraste de fase de um sistema de imagem cuja dessintonia é muito alta e, portanto, justifica-se a premissa de que o campo não espalhado pelos átomos, E_u , possa ser aproximado pelo campo original, $E_0 e^{iC_0}$. No nosso caso, como a dessintonia é pequena – mas não muito pequena, como veremos no capítulo seguinte –, a aproximação $E_u \approx E_0 e^{iC_0}$ não é válida.

Como primeira aproximação, consideramos que a luz não espalhada pelos átomos também contenha informação da nuvem, e a carregue da forma $E_u = E_0 e^{iC_0} t e^{i\phi}$. Desta forma, ao invés da expressão do campo elétrico do sinal de contraste de fase ser dado pela equação (4.9), ela seria corrigida da forma

$$E_{CF} = \underbrace{E - E_0 e^{iC_0}}_{\text{espalhado}} + \underbrace{E_0 t e^{i\phi}}_{\text{não espalhado}} e^{i(C_0 + \pi/2)}. \quad (5.10)$$

E, por fim, a intensidade resultante desta nova abordagem seria

$$I = I_0 \left[1 + 2t^2 - 2\sqrt{2}t \cos \left(-\phi \pm \frac{\pi}{4} \right) \right]. \quad (5.11)$$

Na figura (5.18b), está o campo elétrico responsável pelo sinal de contraste de fase da expressão (5.11), também representado na linguagem de fasores.

Figura 5.18 – (a) O campo elétrico do sinal de absorção (azul) e o do sinal de contraste de fase, ambos determinados nas seções (5.2.1) e (5.3), respectivamente; (b) o campo elétrico do sinal de contraste de fase, resultante da expressão (5.10), em roxo.

(a)

(b)

Fonte: Elaborada pela autora.

Fixando valores de dessintonia δ , simula-se o novo sinal de contraste de fase, dado pela equação (5.11), variando a coluna de densidade. Na figura (5.19) verifica-se que para dessintonias negativas, dado que a fase fixa adicionada pelo elemento de fase vale $-\pi/2$, após atingir um mínimo, o sinal começa a crescer. Exclusivamente para o caso em que $\delta = 0.5$, verifica-se que mesmo assim o sinal começa negativo e depois assume valores positivos. Isto ocorre de acordo com a periodicidade da função cosseno.

Voltando às imagens de contraste de fase da figura (5.16), como o sinal mais claro que a intensidade de base é referente à dessintonia $\Delta = 10,4\text{MHz}$ e o sinal mais escuro à $\Delta f = -11,5\text{MHzV}$, e levando em consideração que a dessintonia aumenta com o aumento da tensão, conclui-se que a fase fixa, ϕ_0 , adicionada pelo elemento de fase é negativa.

Pelo padrão claro-escuro, determina-se o sinal de ϕ_0 , entretanto isso não é suficiente para determinar o seu valor absoluto. Para mostrar a dependência do sinal com $\phi_0 = -\pi/4$, na figura (5.20) está uma simulação da expressão (??) para dessintonia positiva

Figura 5.19 – Simulação do sinal de contraste de fase para diversos valores de dessintonia fixas, $\delta = -2, -1, -0,5, 0, 5, 1, 2$, variando a coluna de densidade $\tilde{n}$.

Fonte: Elaborada pela autora.

Figura 5.20 – Simulação do sinal de contraste de fase para densidade óptica e dessintonia fixa, variando apenas a fase fixa adicionada pelo elemento de fase.

Fonte: Elaborada pela autora.

e densidade óptica fixas, variando $\phi_0 \in [0, \pi/2]$. Como a sensibilidade da linha de base é muito alta com relação a ϕ_0 , basta verificar se ela tende a valores diferentes da unidade. Como todas as linhas de base das imagens de contraste de fase apresentadas estão na unidade, conclui-se que de fato $\phi_0 = -\pi/4$.

Considera-se agora o limite em que $|\phi| > \pi/4$. Nessa situação, como o cosseno é uma função periódica, quando o seu argumento passar por $-\pi/2$ ou por 0, a intensidade começa a reduzir, por mais que a fase continue crescendo. Essa característica é conhecida em inglês como *phase wrapping*, em português, enrolamento de fase.

Para ilustrar o efeito, na figura (5.21) está a imagem de uma nuvem equivalente às nuvens exibidas na figura (5.16), porém, com a dessintonia $\Delta f = -0,1\text{MHz}$. O valor da densidade óptica, nesta dessintonia, é suficientemente grande para ter *phase wrapping*. Verifica-se na medida que ao se aproximar da região central da nuvem, a intensidade

aumenta até um ponto onde a partir dele a intensidade volta a diminuir, mesmo sabendo que a densidade óptica continua aumentando até o seu centro onde atinge o seu valor máximo.

Figura 5.21 – A figura (a) mostra uma imagem por contraste de fase com dessintonia $\Delta f = -0,1\text{MHz}$, cuja área selecionada é de aproximadamente $2\text{mm} \times 2\text{mm}$, e (b) o seu perfil unidimensional em z . Em $\Delta f = -0,1\text{MHz}$ a frequência do feixe está mais próxima à ressonância e a coluna de densidade é maior. Neste caso, a função cosseno atingiu um máximo e começa a reduzir novamente, por mais que a densidade óptica continue crescendo quando se vai em direção ao centro da nuvem.

Fonte: Elaborada pela autora.

Por fim, apresentamos uma comparação do sinal de contraste de fase simulado numericamente, com a função (??), e imagens experimentais (dados reais) obtidas com o nosso aparato, esquematizado na figura (5.16). Verifica-se uma boa concordância qualitativa entre as imagens simuladas e as imagens obtidas experimentalmente, indicando que o modelo apresentado parece conter os ingredientes principais da física por trás das imagens.

Figura 5.22 – Comparação das imagens normalizadas de contraste de fase em (a), (b) e (c) com as respectivas simulações computacionais da equação (5.11) em (d), (e) e (f). A área selecionada em cada uma das imagens é de aproximadamente $2\text{mm} \times 2\text{mm}$.

Fonte: Elaborada pela autora.

Capítulo 6

ESTUDOS DE DINÂMICA

Como todos os átomos de um condensado estão no estado fundamental de um sistema fechado, um auto-estado, a partir do momento no qual o equilíbrio é alcançado, a dinâmica é estacionária, e a monotonia é atingida. A produção de um estado condensado foi muito importante nos anos que antecederam a produção do primeiro, em 1995 pelo grupo do Eric Cornell, no NIST. Daí para frente, os esforços foram direcionados ao estudo de dinâmicas particulares deste novo estado da matéria.

Parte deste estudo responsabiliza-se por desenvolver métodos de aquisição de dados das amostras, sem que as medidas interfiram nos resultados. Um dos métodos desenvolvidos foi a adaptação da imagem de absorção para o sistema de átomos frios. Por ser ressonante, transfere uma quantidade de momento aos átomos grande o suficiente para aquecê-la e, conseqüentemente, destruí-la. Como resultado, para fazer estudar dinâmicas do condensado por absorção paga-se o preço de ter que repetir a produção da nuvem um número de vezes proporcional ao número de medidas a serem feitas, considerando que médias fazem parte do processo de eliminação de erros sistemáticos.

O contraste de fase por sua vez, foi adaptado para átomos frios com o intuito de fazer imagens dentro do aprisionamento. Entretanto, há outra consequência feliz de poder estar foras da situação ressonante: a possibilidade de fazer diversas imagens de uma mesma amostra atômica. Afastando-se da ressonância, a taxa de transferência de momento aos átomos é reduzida por um fator $1/(1 + \delta^2)$ e, portanto, a destrutividade da medida é reduzida.

Neste capítulo mostramos como com a técnica de contraste de fase é possível acompanhar uma dinâmica da nuvem atômica. Para isto, escolhemos a dinâmica da qual dispúnhamos e que, além disso, é uma das mais simples: a queda e a expansão da nuvem atômica enquanto ela cai em tempo de voo, através de imagens de longa exposição dos átomos ao feixe de prova. Esta não é a maneira mais eficaz de acompanhar a dinâmica, mas

é suficiente para uma prova de princípio como queremos apresentar. Além disso, deve-se levar em conta que as dessintonias envolvidas nestas medidas também encontram-se no intervalo próximo à ressonância. Entretanto, como será mostrado, dependendo do balanço entre as taxas de aquecimento e tempo característico da dinâmica, é possível identificar a marca específica da expansão dos átomos condensados durante a queda livre.

6.1 Imagens de contraste de fase de longa exposição

Como mencionado anteriormente, ao campo de aprisionamento ser desligado, convenientemente em $t = 0$, os átomos estão livres para caírem sobre a ação da gravidade e expandirem de acordo com o campo de velocidades referente ao instante $t = 0$. Para simplificar, convencionou-se que as imagens de longa exposição são feitas expondo os átomos a um pulso de longa duração do feixe de prova, que começa em $t_i > 0$ e dura Δt . Isto significa acompanhar a expansão e a queda dos átomos a partir de $t_i > 0$, durante o intervalo Δt . Nesta descrição, as questões temporais das imagens do capítulo anterior seriam esclarecidas através de t_i igual ao tempo de voo, $t_i = 21\text{ms}$ ou $t_i = 1,3\text{ms}$, no qual a imagem foi feita e $\Delta t = 250\mu\text{s}$.

Figura 6.1 – Gráficos das razões (a) $\Omega_z(t)/\Omega_x(t)$ e (b) $R_z(t)/R_x(t)$ retiradas de imagens feitas de nuvens diferentes em tempos de voo diferentes. No gráfico (a), mostra-se a tendência isotrópica resultante da distribuição mawelliana do campo de velocidades da nuvem térmica, e no gráfico (b), a inversão da razão entre as larguras, assinatura do fenômeno da condensação em gases frios.

Fonte: HARUTINIAN⁷

As imagens deste capítulo são anunciadas como de longa duração pois o intervalo Δt é grande o suficiente para acompanhar a queda e a expansão dos átomos em uma única

imagem. Porém, como a câmera aquisiona continuamente, a imagem final é a superposição de diversas imagens, cujo tempo de exposição é próximo ao tempo de varredura da câmera que é da ordem de μs , feitas ao longo da queda e expansão dos átomos.

O tempo de vôo pode ser decomposto como a movimentação do centro de massa, de acordo com a aceleração da gravidade, junto da dinâmica temporal da densidade espacial da nuvem, $\tilde{n}(\mathbf{r}, t)$. Ela é descrita pela mesma função $n(r)$, porém seus parâmetros evoluem no tempo, $R_x = R_x(t)$, $\Omega_x = \Omega_x(t)$, n_{BEC} , etc. As larguras da nuvem térmica tendem à isotropia, de acordo com a distribuição maxwellina do campo de velocidades, e as larguras da nuvem condensada sofrem uma inversão de valores, sendo inicialmente $R_x > R_z$ e posteriormente $R_x < R_z$. Durante a expansão da nuvem, a densidade de pico diminui, uma vez que a mesma quantidade de átomos ocupa um volume maior que o volume inicial. Na figura (6.1) estão representadas razões $\Omega_z(t)/\Omega_x(t)$ e $R_z(t)/R_x(t)$, retiradas do processamento de imagens de absorção feitas em tempos de vôo diferentes de nuvens atômicas.

Figura 6.2 – Em (a) está a coluna de densidade resultante da simulação numérica da EGP, nos instantes de tempo t_k , $k = 0, 1, 2, \dots$, com os centros de massa posicionados em z_k , de acordo com a equação $z_k = -gt_k^2/2$. Em (b), a imagem de contraste de fase de uma nuvem cujo tempo de vôo é 1,3ms, portanto, inicialmente, tem a distribuição de densidade próxima à da armadilha. O tempo de exposição é de 20ms. Em ambas as imagens, percebe-se, durante a primeira fase do percurso, a inversão da razão da largura da direção x com a de z e a queda da intensidade de pico devido à conservação do número de átomos.

Fonte: Elaborada pela autora.

Para representar a questão da superposição das imagens, na figura (6.2.a) está a coluna de densidade resultante da simulação numérica da EGP, nos instantes de tempo t_k , $k = 0, 1, 2, \dots$, com os centros de massa posicionados em z_k , de acordo com a equação $z_k = -gt_k^2/2$. Na imagem, percebe-se o alargamento da função $n(r)$ e a queda da densidade de pico, resultante da conservação do número N de átomos. Nessa linguagem, a imagem de longa exposição, pode ser compreendida como a situação limite na qual $t_{k+1} - t_k \rightarrow 0$.

Escolhendo o tempo de voo igual a 1,3ms, a inversão da razão entre as larguras ainda não ocorreu, e a nuvem reflete o formato da armadilha. A figura (6.2.b), mostra uma imagem nessas configurações e com tempo de exposição igual a 20ms. Pela imagem, percebe-se a inversão das larguras da nuvem devido à expansão livre dos átomos ao serem liberados da armadilha.

Na figura (6.3) estão expostas duas imagens de contraste de fase de nuvens semelhantes às do capítulo anterior. Entretanto, tanto o tempo de voo em que as imagens foram feitas, t_i , quanto o tempo de exposição dos átomos ao feixe de prova, Δt , são diferentes. Para a figura (a), $t_i = 16\text{ms}$ e $\Delta t = 5\text{ms}$, e para a figura (b), $t_i = 11\text{ms}$ e $\Delta t = 10\text{ms}$. Ambas as imagens foram feitas com dessintonia igual a 21,4MHz.

Traçando uma reta centrada no eixo de simetria da imagem da queda, x_{cm} , e plotando o perfil de densidade nesta direção, verifica-se, na figura (6.4), a queda do sinal dos átomos devido à expansão da nuvem. Nesta medida, a expansão não é resultado apenas do campo de velocidades inicial dos átomos, mas também pelos ciclos de absorção e reemissão de fótons, via decaimento espontâneo, que introduz componentes de momento, Δp , com direção e sentido aleatórios e módulo da ordem da largura de linha com a correção da dessintonia, $|\Delta p| \sim \Gamma/1 + \delta^2$. Além do aquecimento da amostra, há outros dois fatores que complicam a análise destas imagens.

Um deles está relacionado com a transferência de momento dos fótons aos átomos na direção de propagação do feixe, lembrando que a força de radiação conservativa é proporcional ao gradiente do campo. Seja o feixe uma onda plana de momento $k_y y$, a força conservativa é na direção $\hat{y}$. Dependendo da seção de choque, do tempo de interação e da fluência de átomos, o deslocamento do centro de massa na direção $\hat{y}$ pode introduzir alargamento e deslocamento Doppler considerável. Com o efeito Doppler, a seção de choque varia ao longo do tempo e, consequentemente, o índice de refração. Para a técnica

Figura 6.3 – Imagens de contraste de fase de nuvens semelhantes às apresentadas no capítulo anterior, com dessintonia 21,4MHz. Para a figura (a), $t_i = 16\text{ms}$ e $\Delta t = 5\text{ms}$, e para a figura(b), $t_i = 11\text{ms}$ e $\Delta t = 10\text{ms}$.

Fonte: Elaborada pela autora.

de contraste de fase, que é super sensível à fase, isso pode ser um fator crucial na análise da medida.

O outro está relacionado com a medida da intensidade realizada pela câmera. Como a imagem final é uma superposição de uma sequência de imagens cuja duração é igual ao tempo de leitura da câmera, introduz-se muito ruído, comprometendo, também, o processa-

Figura 6.4 – Traçando uma reta centrada no eixo de simetria da imagem da queda, x_{cm} , e plotando o perfil de densidade nesta direção, verifica-se a queda do sinal dos átomos devido à expansão da nuvem. Em (a) está o perfil da imagem (6.3a) e em (b) o da imagem (6.3b).

Fonte: Elaborada pela autora.

mento da imagem.

Para eliminar estes efeitos indesejáveis e acompanhar dinâmicas com menos erros, quando comparado ao modelo proposto, e menos fontes de ruído, o melhor a se fazer é ou escolher dessintonias mais altas, ou embutir no processamento da imagem a variação do índice de refração ao longo do tempo, e, ainda, fazer uma sequência de imagens cujo tempo de exposição e leitura da câmera permita uma sequência de imagens com intervalo de pelo menos milissegundos, recurso que a câmera que utilizamos não oferece.

Desta forma, mostrou-se que para acompanhar determinada dinâmica, imagem de longa exposição próxima à ressonância não é a melhor opção. Entretanto, mesmo assim, tem-se a prova de princípio de que com o sinal de contraste de fase pode-se acompanhar algum tipo de dinâmica.

Contraste de fase X Absorção

Para comparar o sinal de contraste de fase e o de absorção, uma imagem de absorção com os mesmos parâmetros da imagem (a) da figura (6.3) foi feita. Na figura (6.5), estão as duas imagens, a de absorção e a de contraste de fase, de nuvens idênticas, resultantes de uma mesma dessintonia, 21,4MHz, e com o mesmo tempo de exposição 5ms. Visualmente,

nessa escala de intensidade, fica evidente que a técnica de contraste de fase tem uma relação sinal-ruído que a técnica de absorção.

Figura 6.5 – Imagens de a) absorção e b) fase de nuvens idênticas, dessintonia 21,4MHz, com tempo de voo 16ms e tempo de exposição 5ms. Como ambas as imagens estão com a mesma escala de intensidade, fica evidente como o sinal de contraste de fase é mais intenso e robusto.

Fonte: Elaborada pela autora.

Complementarmente, segue-se o sinal de queda dos átomos na imagem de absorção. Comparando a variação máxima do sinal de absorção, $\approx 0,05$ com o de contraste de fase para o mesmo tempo de voo, 0,25 reitera-se a conclusão de que a relação-sinal ruído do

contraste de fase é melhor que a de absorção.

Figura 6.6 – (a) Imagem de absorção da figura (6.5) com uma reta que acompanha a trajetória dos átomos e define o plano de corte que gera o perfil da figura (b)

Fonte: Elaborada pela autora.

Capítulo 7

CONCLUSÕES

Neste trabalho apresentamos a implementação e o estudo de um sistema de contraste de fase para experimentos de condensação de Bose-Einstein. Partindo de um sistema de imagem de absorção convencional, construímos um sistema de contraste de fase com a inclusão de um elemento óptico, que seletivamente adiciona uma diferença fase fixa entre a luz espalhada pelos átomos e a luz que não interagiu com os mesmos.

A diferença de fase dos campos, espalhado e não espalhado, produz um sinal de interferência no plano de imagem do sistema óptico, onde os feixes são combinados. O sinal de interferência, assim como o de absorção, depende da densidade óptica dos átomos, que por sua vez depende diretamente da densidade atômica. A partir disso é possível determinar a distribuição espacial dos átomos no momento em que a imagem é feita.

Os capítulos iniciais desta dissertação apresentam uma breve revisão das características principais dos condensados de Bose-Einstein, as mais relevantes ao contexto deste trabalho. Em particular, é apresentado como a densidade está relacionada aos parâmetros da armadilha e temperatura, nos regimes térmico (clássico) e quântico.

No terceiro capítulo, introduzimos os princípios físicos por trás das técnicas de imagem discutidas aqui, começando com a de absorção, por ser mais simples, e seguindo com a de contraste de fase. Além disso, apresentamos um modelo semiclássico da interação da luz com os átomos, aqui representados pelo sistema mais simples possível: um sistema de dois níveis, para derivar o índice de refração, n_{ref} , da nuvem atômica. No caso mais geral, o índice de refração é dado por uma função de números complexos, onde a parte real de n_{ref} é responsável por alterar a fase, ϕ , da frente de onda do campo incidente nos átomos.

Como a câmera, responsável pelas imagens dos átomos, é insensível à fase do campo elétrico do feixe de prova, mesmo quando há variação presente (devido, por exemplo, a uma

imagem ligeiramente fora da frequência de ressonância), estes sinal não é detectado pela técnica convencional de absorção óptica. Entretanto, na técnica de contraste de fase, o termo ϕ é fundamental e, por ser uma técnica interferométrica, o sinal advém da diferença (contraste) da fase do campo, permitindo explorar experimentalmente situações físicas bem diferentes daquelas possíveis com imagens de absorção.

Em particular, é possível fazer imagens dos átomos dentro da armadilha (*in-situ*), de uma forma minimamente perturbativa (destrutiva), criando a oportunidade de estudar a dinâmica de gases quânticos aprisionados em potenciais não triviais.

O sinal de interferência entre as partes espalhada e não espalhada do campo de prova é amplificado por um método óptico, inspirado nas técnicas de óptica de Fourier, que inclui um elemento de fase discreto, montado sobre um substrato de vidro, adicionado ao caminho do feixe de prova. O elemento de fase adiciona, de forma seletiva, uma fase fixa de $\pm\pi/2$ (no caso do nosso experimento, esse valor é $-\pi/2$) à frente de onda da parte não espalhada; enquanto a luz que interagiu com o átomos tem uma variação de fase proporcional à densidade óptica, mas não é afetada pelo elemento de fase adicional. Ao combinar os campos, no plano de Fourier (plano focal), na região da imagem relativa aos átomos, isso resulta numa soma vetorial do campo elétrico total (após os átomos) com o vetor variação de campo elétrico, ΔE , cuja resultante é bem maior que o módulo de ΔE .

No regime tradicional de uso da técnica de contraste de fase, as dessintonias costumam ser da ordem de centenas de larguras de linha da transição e, nesta situação, a absorção pode ser facilmente ignorada. Entretanto, a nossa implementação da técnica, do sistema BEC-II, explora um limite diferente, bem mais próximo da ressonância atômica, onde os efeitos de absorção (amplitude) do campo devem ser levados em conta, em adição à variação da fase. Esse desenvolvimento, feito neste trabalho, não é usualmente discutido na literatura, mas há situações onde isso pode ser útil para a realização de alguns experimentos, daí parte da motivação deste trabalho.

O quarto capítulo apresenta detalhes do sistema óptico experimental de absorção, que é mais simples e bem conhecido (lei de Beer-Lambert), conforme já estava implementado no BEC-II. Além disso, mostra-se também alguns cuidados e pré-processamentos das imagens obtidas no laboratório, para tirar eventuais efeitos espúrios que podem interferir no processo de análise quantitativas.

No experimento, a frequência do feixe é determinada por um modulador acusto-óptico em configuração de dupla passagem e o intervalo de dessintonias alcançado é de $\approx 40\text{MHz}$, centrado na ressonância da transição hiperfina da linha $D2$, $F = 2 \rightarrow F' = 3$. Comparado com a largura de linha desta transição do rubídio 87, $\Gamma = 6.06\text{MHz}$, este intervalo determina um regime de funcionamento de baixas dessintonias onde a absorção ainda é importante.

Pelas imagens de absorção, caracterizou-se a dependência da densidade óptica com a dessintonia. Isto é importante para a compreensão das imagens de contraste fase, que também dependem da densidade óptica, porém, de uma forma mais complicada que a de absorção. Como o sinal de absorção é linearmente proporcional a $t^2 = -OD$, para processá-lo e inferir sobre as características da densidade dos átomos, basta calcular o negativo do logaritmo natural das imagens normalizadas, para diretamente ter uma medida da densidade óptica da nuvem.

Além disso, ainda com relação às imagens de absorção, verificamos que, para nuvens expandidas, em tempos de vãos longos, o efeito de lente, devido a dispersão óptica, em função da dessintonia com relação a ressonância, pode ser desprezado e a aproximação de lentes finas é válida.

Após essas análises iniciais do sinal de absorção, apresentamos os detalhes da implementação da técnica de contraste de fase em nosso laboratório, feita com adição de um elemento de fase ao sistema de imagem de absorção usual. O elemento de fase é constituído simplesmente por um substrato óptico com um pequeno *spot*, de dimensões apropriadas para adicionar uma diferença de caminho óptico equivalente a $3/4\lambda$ (fase constante de $-\pi/2$) à luz que é focalizada nesse elemento, sem alterar significativamente o restante da luz que atravessa o substrato óptico, que é bem maior que o elemento de fase.

O *phase-spot* é constituído com uma resina transparente na região de comprimento de onda de interesse, fabricado com o material SU-8, através de litografia óptica. Para o caso do nosso experimento com átomos de Rb^{87} , o comprimento de onda da transição óptica principal é aproximadamente 780 nm , de modo que as dimensões físicas do elemento de fase são: espessura de $1\text{ }\mu\text{m}$ e raio de $300\text{ }\mu\text{m}$.

Uma grande vantagem dessa maneira de implementar a técnica de contraste de fase

é a conveniência, pois permite a fácil mudança de uma técnica de imagem para outra, bastando deslocar (transladar) ligeiramente a posição do elemento de fase, para fora da região focal do feixe de imagem, e ajustar a frequência da luz (feito eletronicamente, no programa de controle do experimento). Essa praticidade em combinar ambas as técnicas de imagem é muito útil no laboratório.

Do ponto de vista prático, a assinatura principal do funcionamento do método de contraste de fase está no sinal da imagem obtida após normalização (conforme descrito no capítulo 5), que muda de negativo (escuro) para positivo (claro), com relação à linha de base definida pela região que não contém átomos, quando passa-se de um lado da curva de ressonância para o outro.

Enquanto o sinal de absorção sempre reduz a intensidade de luz proveniente da região de interação com os átomos, o sinal de contraste de fase pode tanto reduzir como aumentar a intensidade de luz na região relativa aos átomos, no plano imagem. Na verdade, como observado na figura (5.20), o sinal de contraste de fase é bem mais rico e variado que o sinal de absorção. E, por isso mesmo, frequentemente bem mais difícil de analisar, especialmente em regiões de frequência próximo da ressonância.

Neste trabalho nós apresentamos um modelo simples que é capaz de reproduzir bem as características desse sinal, nos limites explorados. Nossa análise vai além dos limites normalmente discutidos na literatura, onde a ênfase tem sido explorar imagens muito longe da ressonância. Uma vez que o modelo original^{5,15,17} do sinal de contraste de fase faz uma aproximação com relação à absorção, que não é geralmente válida próximo da ressonância, nós apresentamos uma correção que leva em conta o efeito da absorção. Além disso, mostramos que a relação sinal-ruído da técnica de contraste de fase é maior que a de absorção, tanto teoricamente como pela comparação direta entre as medidas feitas pelas duas técnicas.

Por fim, apresentamos um experimento bastante simples, que constitui uma primeira prova de princípio, demonstrando o potencial do uso de imagens de contraste para o estudo da dinâmica de condensados de Bose-Einstein. Isso foi feito através do acompanhamento da queda livre e expansão de uma nuvem condensada, liberada da armadilha em tempo de voo, fazendo imagens de longa exposição, variando de 5 ms até 20 ms. Observou-se que com as imagens de contraste de fase, mesmo no limite de baixas dessintonias, que não é

ideal para esse tipo de estudo, foi possível acompanhar claramente a dinâmica de queda livre e inversão da forma (*aspect ratio*) da fração condensada.

Nosso laboratório de pesquisa no IFSC tem interesse de explorar simulações quânticas, usando átomos ultrafrios, o que envolve a observação da evolução dinâmica de um gás quanticamente degenerado e aprisionado num potencial confinante, que pode ser bastante complexo. Para isso é necessário a capacidade de fazer imagens *in-situ*, de alta resolução, de forma minimamente destrutiva, com relação à dinâmica sendo estudada. Os estudos realizados neste trabalho são, portanto, os primeiros passos nessa direção.

REFERÊNCIAS

- 1 KAPITZA, P. Viscosity of liquid helium below the λ -point. *Nature*, v. 141, p. 74, 1938. doi: 10.1038/141074a0.
- 2 LONDON, F. The λ -phenomenon of liquid helium and the Bose–Einstein degeneracy. *Nature*, v. 141, n. 3571, p. 643–644, 1938.
- 3 ANDERSON, M. H. et al. Observation of Bose–Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, v. 269, n. 5221, p. 198–201, 1995.
- 4 ZERNIKE, F. How I discovered phase contrast. *Nobel Lectures*, 1953. Disponível em: <<http://www.nobelprize.org/nobel-prizes/physics/laureates/1953/zernike-lecture.pdf>>. Acesso em: 26.04.2014.
- 5 ANDREWS, M. R. et al. Direct, nondestructive observation of a bose condensate. *Science*, v. 272, n. 3571, p. 84–86, 1996.
- 6 PETHICK, C.; SMITH, H. *Bose-Einstein condensation in dilute gases*. Cambridge: Cambridge University Press, 2002.
- 7 HARUTINIAN, J. A. S. *Study of excitations in a Bose-Einstein condensate*. 2011. 189 p. Tese (Doutorado em Ciências) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2011.
- 8 DEMTRÖDER, W. *Laser spectroscopy*. New York: Springer-Verlag, 1981. ISBN 3540652256.

- 9 YARIV, A. *Quantum electronics*. 3rd. ed. New Jersey: John–Wiley & Sons, 1989. ISBN 978-0-471-60997-1.
- 10 PHILLIPS, W. D. Nobel lecture: laser cooling and trapping of neutral atoms. *Review of Modern Physics*, v. 70, n. 3, p. 721–741, 1998.
- 11 METCALF, H. J.; STRATEN, P. van der. *Laser cooling and trapping*. New York: Springer–Verlag, 1999.
- 12 LIN, Y.-J. et al. Rapid production of ^{87}Rb : Bose–Einstein condensates in a combined magnetic and optical potential. *Physical Review A*, v. 79, n. 6, p. 063631, 2009.
- 13 CHU, S. The manipulation of neutral particles. *Review of Modern Physics*, v. 70, n. 3, p. 685–706, 1998.
- 14 KETTERLE, W.; DRUTEN., N. J. V. *Advances in atomic, molecular and optical physics*, San Diego: Academic Press, 1996. v. 37.
- 15 STAMPER-KURN, D. M. *Peeking and poking at a new quantum fluid*., studies of gaseous Bose–Einstein condensates in magnetic and optical traps. 2000. 272 p. Ph.D. (Thesis) – Massachussetts Institute of Technology, Massachussetts, 2000.
- 16 SAKURAI, J. J. *Modern quantum mechanics*. Boston: Addison–Wiley, 1994.
- 17 HALJAN, P. C. *Vortices in a Bose–Einstein condensate*, 2003. 181 p. Ph.D. (Philosophy) – University of Colorado, Boulder. 2003.
- 18 STECK, D. A. *Rubidium 87 D line data*. Disponível em: <<http://george.ph.utexas.edu/dsteck/alkalidata/rubidium87numbers.pdf>>. Acesso em: 22.04.2014.
- 19 COHEN-TANNOUJI, C.; DIU, B.; LALOË, F. *Quantum mechanics*. New York: Wiley, 1977. v. 2.
- 20 RAMANATHAN, A. et al. Partial-transfer absorption imaging: a versatile technique

for optimal imaging of ultracold gases. *Review of Scientific Instruments*, v. 83, n. 8, p. 083119, Aug. 2012.

21 FREILICH, D. V. et al. Real-time dynamics of single vortex lines and vortex dipoles in a Bose-Einstein condensate. *Science*, v. 329, n. 5996, p. 1182–1185, Sept. 2010.

22 TURNER, L.; DOMEN, K.; SCHOLTEN, R. Diffraction-contrast imaging of cold atoms. *Physical Review A*, v. 72, n. 3, p. 031403, Sept. 2005.

23 RAMANATHAN, A. et al. Superflow in a toroidal Bose-Einstein Condensate: an atom circuit with a tunable weak link. *Physical Review Letters*, v. 106, n. 13, p. 130401, Mar. 2011.

24 WRIGHT, K. C. et al. Driving phase slips in a superfluid atom circuit with a rotating weak link. *Physical Review Letters*, v. 110, n. 2, p. 025302, Jan. 2013.