UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

Emanuel Alves de Lima Henn

***Produção experimental de excitações topológicas em
um condensado de Bose-Einstein***

São Carlos - SP

Maio de 2008

Emanuel Alves de Lima Henn

***Produção experimental de excitações topológicas em
um condensado de Bose-Einstein***

Tese de Doutorado 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 Doutor em Ciências.

Área de Concentração: Física Básica
Orientador: Prof. Dr. Vanderlei S. Bagnato

São Carlos - SP

Maio de 2008

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 IFSC/USP

Henn, Emanuel Alves de Lima

Produção experimental de excitações topológicas em condensados de Bose-Einstein./Emanuel Alves de Lima Henn; orientador Vanderlei Salvador Bagnato.-- São Carlos, 2008.

126 p.

Tese (Doutorado em Ciências - Área de concentração: Física Básica) – Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo.

1. Condensação de Bose-Einstein 2. Excitações topológicas 3. Vórtices. 4. Turbulência quântica. I. Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Emanuel Alves de Lima Henn

Tese apresentada ao Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Ciências. Área de Concentração: Física Básica.

Aprovado em: 14/07/2008

Comissão Julgadora

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

Instituição: IFSC/USP

Assinatura

Prof. Dr. Marcelo Martinelli

Instituição: IF/USP

Assinatura

Prof. Dr. Lauro Tomio

Instituição: UNESP

Assinatura

Prof. Dr. Jose Wellington Rocha Tabosa

Instituição: UFPE

Assinatura

Prof. Dr. Daniel Pereira

Instituição: UNICAMP

Assinatura

à Vívian, com amor.

Agradecimentos

a Deus,

aos Profs. Drs. Vanderlei Bagnato, Luis Marcassa, Daniel e Kilvia Magalhães pela orientação, amizade, apoio e companheirismo ao longo desses anos,

à minha família, pelo apoio incondicional e irrestrito,

aos amigos do Grupo de Óptica, que tornaram a caminhada um pouco mais fácil, em especial ao Reginaldo Rocha e ao Jorge Seman, que estiveram mais próximos durante a realização deste trabalho, mas sem esquecer dos amigos Edmir, Stella, Aida e Márcio e ainda de todos os mais novos, de quem citar os nomes seria a certeza de esquecer alguém,

aos funcionários do Grupo de Óptica e do IFSC-USP, tanto pelo apoio técnico, quanto administrativo e acadêmico, sem os quais tudo ficaria bem mais complicado,

a todos aqueles que torceram por mim, sua torcida me motivou e manteve forte, e a todos aqueles que torceram contra, sua torcida me motivou e me fez mais forte ainda,

por último, mas com certeza o meu maior agradecimento à minha mulher, Vívian. Na verdade, nenhum agradecimento será minimamente suficiente para todo o apoio e força que você me deu mesmo com os meus horários bizarros de trabalho, às vezes à noite, às vezes nos finais de semana, e com o meu imenso mau-humor quando no laboratório as coisas não iam bem. Mesmo os triunfos não teriam o mesmo sabor. Sem você, nem eu e nem este trabalho teríamos a menor razão de ser. Pelo seu amor, força, companheirismo e por me manter motivado e acreditando mesmo nas horas que dava vontade de mandar tudo pelo espaço, a minha gratidão eterna.

“A ciência humana de maneira nenhuma nega a existência de Deus. Quando considero quantas e quão maravilhosas coisas o homem compreende, pesquisa e consegue realizar, então reconheço claramente que o espírito humano é obra de Deus, e a mais notável.”
Galileu Galilei

Resumo

HENN, E. A. L. **Produção experimental de excitações topológicas em um condensado de Bose-Einstein.** Tese (Doutorado) - Instituto de Física de São Carlos - Universidade de São Paulo, São Carlos, 2008.

Neste trabalho descrevemos a produção e estudo de excitações topológicas em um condensado de Bose-Einstein em átomos de Rubídio-87. O condensado é produzido através de resfriamento evaporativo forçado por rádio-frequência em uma armadilha puramente magnética do tipo QUIC. A armadilha magnética é carregada por um sistema de duplo-MOT. A temperatura de transição é de cerca de 150nK. Condensados puros com $1 - 2 \times 10^5$ átomos de ^{87}Rb são observados. Realizamos uma caracterização da amostra em relação às suas características fundamentais. Fração condensada, expansão anisotrópica, distribuição espacial e efeitos de temperatura finita são descritos. Com o objetivo de observar excitações coerentes do condensado entre os estados da armadilha, adicionamos um campo magnético do tipo quadrupolo esférico oscilante no tempo. Observamos, no entanto, a transferência de momento angular para a amostra com a formação de vórtices e arranjos de vórtices. Definimos regiões de amplitude que geram números de vórtices crescentes. Observamos a formação de estruturas de três vórtices não convencionais donde supusemos a possibilidade de excitação conjunta de vórtices e anti-vórtices. Observamos evidência de turbulência quântica, um estado onde os arranjos dos vórtices não são regulares nem as linhas de vórtices têm um eixo de rotação comum.

Palavras-chave: Condensação de Bose-Einstein, excitações topológicas, vórtices, turbulência quântica

Abstract

HENN, E. A. L. **Experimental production of topological excitations in a Bose-Einstein condensate..** Thesis (Doctoral) - Instituto de Física de São Carlos - Universidade de São Paulo, São Carlos, 2008.

In this work we describe the production and investigation of topological excitations in a Bose-Einstein condensate in Rubidium-87 atoms. The condensate is produced through forced evaporative cooling by radio-frequency in a QUIC-type purely magnetic trap. The magnetic trap is loaded from a double-MOT system. Transition temperature is about 150nK. Pure condensates containing $1 - 2 \times 10^5$ ^{87}Rb atoms are observed. We performed the characterization of the sample in relation to its fundamental aspects. Condensed fraction, anisotropic expansion, spacial distribution and finite temperature effects are described. Aiming to observe coherent topological excitations of the condensate between two states of the trap, we added a spherical quadrupole magnetic fields oscillating in time. We observe, instead, angular momentum tranference to the sample and the formation of vortices and arrays of vortices. We define amplitude regions where an increasing number of vortices are observed. We observe the formation of non-usual three-vortex structures from which we infer the existence of vortices and anti-vortices together in the sample. We observe evidence of quantum turbulence, a state where non-regular vortex arrays appear as well as vortex lines have no preferred direction to form.

Keywords: Bose-Einstein condensation, topological excitations, vortices, quantum turbulence

Lista de Figuras

- 1 Esquema simplificado do sistema de vácuo mostrando as duas câmaras de aprisionamento, tubo de transferência e saídas de bombeamento, bem como alguns números típicos. p. 37
- 2 Foto de cima mostrando o entorno das câmaras de vácuo e os elementos envolvidos (bobinas, óptica, etc) de onde se pode inferir a complexidade da montagem experimental. Devido ao excesso de elementos em torno das câmaras estas não podem ser vistas diretamente. p. 38
- 3 Foto da primeira câmara mostrando dois dispensers a poucos centímetros da região do centro da célula de vidro. p. 41
- 4 Tempo de vida dos átomos na armadilha magnética quando os dispensers permanecem ligados durante todo o processo. Ajuste exponencial fornece $1/e = 6s$ p. 42
- 5 Comparação do tempo de vida dos átomos na armadilha magnética quando os dispensers permanecem ligados durante todo o processo ($1/e = 6s$) e com LIAD ($1/e = 32s$). p. 44
- 6 Estrutura de níveis do átomo de ^{87}Rb relevantes ao experimento e frequências laser utilizadas. p. 44
- 7 Sinal de absorção saturada do laser de rebombeio. p. 46
- 8 Esquema óptico da preparação dos feixes para o experimento, mostrando os três lasers e os principais elementos ópticos. Lentes e lâminas de onda foram suprimidos por simplicidade. p. 48

Lista de Figuras

- 9 Fotos do sistema óptico próximo à região da segunda câmara de vácuo e de uma parte da região de preparação dos lasers, onde pode-se observar a demanda excessiva de elementos e a complexidade de sua montagem. p. 49
- 10 Sinal de absorção saturada do laser de aprisionamento. p. 50
- 11 Esquema unidimensional de uma armadilha magneto-óptica. p. 53
- 12 Curva de carga do primeiro MOT mostrando a diminuição devido à ação do feixe de *push*. p. 55
- 13 Curvas de carga e descarga típicas do segundo MOT quando o feixe que empurra os átomos é ligado e desligado. O tempo de carga fornece uma estimativa do fluxo médio de átomos transferidos enquanto o tempo de descarga fornece uma avaliação da pressão de fundo da câmara de ultra-alto vácuo. . . p. 56
- 14 Detalhe do final da carga do segundo MOT mostrando o intervalo $\Delta T \approx 100ms$ medido entre o desligamento do feixe de *push* e o início do decaimento do sinal. O intervalo medido é identificado como o tempo de trânsito de um átomo de um lado a outro da armadilha. p. 57
- 15 Dependência dos subníveis magnéticos do estado $5S^{1/2}(F = 2)$ com o campo magnético. p. 58
- 16 Esquema de obtenção da imagem de absorção normalizada a partir de três imagens independentes: do feixe de prova passando pelos átomos, do feixe apenas e da luz de fundo. A terceira é subtraída das duas primeiras e os resultados são divididos um pelo outro. p. 60
- 17 Esquema simplificado do sistema de imagens. O foco da primeira lente é igual à sua distância aos átomos e o foco da segunda lente é igual à sua distância à CCD. A distância entre as lentes é a soma das distâncias focais. . . p. 62

Lista de Figuras

- 18 Espectroscopia de átomos ultrafrios em expansão livre na transição $5S^{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 3)$. O número de átomos, normalizado pelo maior valor medido, é mostrado como função da frequência de prova a partir de uma referência arbitrária próxima à ressonância. O ajuste Lorentziano fornece largura $\omega = 5.62 \pm 0.75 MHz$, compatível com o valor normalmente aceito de 6MHz. p. 63
- 19 Esquema do efeito lente de um condensado em um feixe de prova para um feixe dessintonizado para o azul e para o vermelho da transição e ainda os perfis real e distorcido em ambos os casos. p. 65
- 20 Esquema de bombeamento óptico dos átomos para o estado $|2, 2\rangle$ mostrando a abertura da degenerescência Zeeman pelo campo magnético aplicado e a “escalada” dos átomos ao longo dos subníveis Zeeman. p. 68
- 21 Esquema das bobinas de QUIC mostrando a posição da nuvem na configuração final de campo e as principais dimensões relacionadas. p. 70
- 22 Corte do módulo do campo magnético (proporcional ao potencial confinante) ao longo do eixo-x (eixo da bobina de Ioffe) como função da corrente da bobina de Ioffe e imagens dos átomos deslocando-se no plano xy seguindo a deformação do potencial. p. 71
- 23 Esquema do circuito para controle das correntes das bobinas de aprisionamento magnético. p. 74
- 24 Medidas do desligamento do campo magnético das bobinas de quadrupolo e Ioffe. As medidas foram feitas separadamente e a constante de tempo do decaimento é $\approx 1ms$ p. 74
- 25 Tela principal do programa de imagem. p. 76

Lista de Figuras

- 26 Ilustração do processo de resfriamento evaporativo: (a) distribuição original de velocidades a temperatura T_1 , (b) retirada seletiva de partículas com velocidades acima de um certo valor crítico e (c) retermalização da distribuição em uma temperatura $T_2 < T_1$ p. 78
- 27 Potencial harmônico magnético como visto por um átomo nos mais diversos subníveis Zeeman m_F do estado $|2, m_F\rangle$ e representação pictórica da aplicação de RF ressonante a uma determinada posição do potencial, induzindo a transição entre os subníveis, transformando estados aprisionáveis em não-aprisionáveis. p. 79
- 28 Reflexão da antena de RF como função da frequência mostrando o melhor acoplamento RF-antena com um resistor de 50Ω em série no circuito. O resultado garante homogeneidade da potência de RF aplicada aos átomos durante o processo de evaporação. p. 79
- 29 Rampa de evaporação usada no experimento constituída por 5 segmentos de reta, delimitados pelos quadrados fechados. Os círculos abertos representam os pontos medidos na avaliação da eficiência de evaporação. p. 81
- 30 Evolução da temperatura e do número de átomos na armadilha mostrando o regime de evaporação auto-sustentada e o cruzamento da linha que delimita os regimes clássico e quântico. p. 83
- 31 Evolução da temperatura e do número de átomos na armadilha mostrando o regime de evaporação auto-sustentada e o cruzamento da linha que delimita os regimes clássico e quântico. p. 84
- 32 Evolução do perfil de densidade da nuvem atômica como função da rádio frequência final da sequência de evaporação. O perfil muda claramente de uma distribuição gaussiana para uma distribuição com perfil de Thomas-Fermi, uma parábola invertida, passando pela distribuição bimodal característica da obtenção de degenerescência quântica na nuvem. p. 87

Lista de Figuras

- 33 Fração de átomos no estado fundamental do potencial como função da temperatura da nuvem, mostrando bom acordo com a previsão teórica Eq.2.17 e fornecendo a temperatura crítica de transição de $\approx 142nK$ p. 88
- 34 Expansão de uma nuvem térmica como função do tempo mostrando a queda devido à gravidade e a evolução da nuvem para a isotropia em todas as direções. p. 90
- 35 Expansão de uma nuvem quântica como função do tempo mostrando a queda devido à gravidade e a inversão do *aspect ratio* da nuvem, assinatura típica de nuvens condensadas. p. 91
- 36 *Aspect ratio* das nuvens clássica e quântica mostrando a evolução para a isotropia no primeiro caso e a inversão no segundo. p. 91
- 37 Medida de R^5/N_0 como função da fração condensada, mostrando que correções devido à existência da nuvem térmica são necessárias. A linha cheia é um guia de indicação da tendência observada. p. 92
- 38 Mistura das funções de onda do estado fundamental e primeiro excitado do oscilador harmônico unidimensional não-interagente. p. 94
- 39 Fração da população no estado fundamental (preto) e excitado (vermelho) para excitação ressoante e para (a) $\beta/\alpha = 0.4$, (b) $\beta/\alpha = 0.5$, (c) $\beta/\alpha = 0.5001$ e (d) $\beta/\alpha = 0.6$. O tempo adimensional (t') relaciona-se com o tempo real (t) como $t' = t\alpha$ p. 96
- 40 Freqüências de transição para diversos estados excitados como função do número de átomos no condensado. p. 98
- 41 Esquema da montagem das bobinas de excitação em relação às bobinas de aprisionamento e à amostra. As distâncias e tamanhos não são apresentados em escala. p. 99
- 42 Sequência temporal de excitação aplicada no experimento. p. 99

Lista de Figuras

- 43 Possível esquema da montagem **real** das bobinas de excitação em relação às bobinas de aprisionamento e à amostra. Os campos de excitação e aprisionamento estão descentralizados entre si e os eixos de simetria não são colineares. Ângulos e distâncias são exagerados intencionalmente por clareza. As distâncias e tamanhos não são apresentados em escala. p. 101
- 44 Observação da queda sob ação da gravidade e um pequeno campo magnético de nuvens em estados de spin diferentes. Observamos um aumento da transferência de átomos para outro estado de spin quando as bobinas de excitação são ligadas com correntes em direção contrária às de excitação dos vórtices. . p. 102
- 45 Representação esquemática do movimento do potencial confinante como função do tempo, dado em função do período (T_{exc}) de oscilação da excitação externa. p. 107
- 46 Observação da inclinação do eixo da nuvem condensada para baixas (< 40 mGauss/cm) amplitudes de excitação. p. 107
- 47 Resultados típicos de observação de um, dois, três e múltiplos vórtices na nuvem condensada para as diversas faixas de amplitude de excitação. p. 109
- 48 Contagem de vórtices como função da amplitude de excitação, onde vê-se a clara formação de zonas de um vórtice, múltiplos vórtices e incontáveis vórtices como função da amplitude de excitação do campo externo. p. 110
- 49 Formações típicas de três vórtices observadas em nosso sistema experimental. A da direita é a formação do triângulo equilátero típica. A da esquerda é uma estrutura nova, quase linear. p. 111
- 50 Distribuição percentual do ângulo máximo medido nos arranjos de três vórtices, mostrando concentração na formação do triângulo regular e linear. p. 112

Lista de Figuras

- 51 Acima, esquema de excitação do regime de turbulência quântica proposto por Tsuboto e colaboradores (veja texto para referência), com a aplicação de rotação em duas direções distintas e abaixo, (a), (b) e (c) são os resultados de simulações numéricas da superfície do condensado e (d), (e) e (f) são as linhas de vórtices ao longo da amostras. (a) e (d), (b) e (e) e (c) e (f) correspondem à amplitudes iguais e crescentes da rotação aplicada. p. 113
- 52 Observação experimental do regime de turbulência quântica, mostrando diversas estruturas não homogêneas e exoticamente distribuídas ao longo da amostra. Note que não houve inversão do *aspect ratio*. Imagens com 15ms de expansão livre. p. 114

Sumário

1	Introdução	p. 19
1.1	Apresentação da tese	p. 22
2	Fundamentos em condensação de Bose-Einstein	p. 25
2.1	BEC de livros-texto	p. 25
2.2	Efeito do potencial externo	p. 28
2.3	Efeito das interações	p. 29
3	Produção e observação de um condensado de Bose-Einstein	p. 35
3.1	Sistema de Vácuo - o começo de tudo	p. 37
3.1.1	Bombeamento inicial	p. 39
3.1.2	<i>Dispensers</i> - Fonte de átomos 1	p. 40
3.1.3	<i>LIAD</i> - Fonte de átomos 2	p. 42
3.2	Luz - O sistema de lasers	p. 43
3.2.1	Laser 1 - rebombeio	p. 46
3.2.2	Laser 2 - aprisionamento MOT 2	p. 50
3.2.3	Laser 3 - aprisionamento MOT 1	p. 51
3.3	Armadilha Magneto-Óptica	p. 52
3.4	Transferência de átomos entre dois MOTs	p. 54

Sumário

3.5	Princípios de aprisionamento magnético	p. 56
3.6	Diagnóstico - Imagens de absorção	p. 59
3.6.1	O sistema de imagem	p. 62
3.7	Transferência de átomos do MOT para a armadilha magnética	p. 64
3.7.1	Compressão do MOT e resfriamento sub-Doppler	p. 67
3.7.2	Bombeamento óptico	p. 67
3.8	Aprisionamento magnético	p. 68
3.8.1	QUIC - Configuração de Quadrupolo e Ioffe	p. 70
3.8.2	Bobinas para aprisionamento magnético e controle das correntes e campos magnéticos	p. 72
3.9	Controle e sincronia do experimento	p. 75
3.10	Resfriamento evaporativo	p. 77
4	Caracterização do condensado de Bose-Einstein	p. 85
4.1	Distribuição espacial bimodal	p. 85
4.2	Fração Condensada e Temperatura crítica	p. 86
4.3	Expansão anisotrópica	p. 87
4.4	Efeitos de temperatura finita	p. 90
5	Modos topológicos coerentes	p. 93
5.1	Aspectos teóricos	p. 94
5.2	Aspectos experimentais	p. 96
5.3	Resultados - Por que não observamos modos topológicos coerentes?	p. 98
6	Observação de excitações topológicas tipo-vórtice	p. 105

Sumário

6.1	Observação de vórtices no condensado	p. 107
6.2	Evidência de turbulência quântica	p. 111
7	Conclusões e próximos passos	p. 117
	Referências	p. 121

1 Introdução

A condensação de Bose-Einstein como objeto de estudo científico antes de 1995 é história. Uma história que começa em 1925 com os trabalhos seminais de Bose [1] para fótons e a generalização de Einstein [2] para partículas massivas. Uma história que passa pela justificativa da superfluidez do Hélio líquido [3], mesmo que a teoria original não consiga ser aplicada completamente ao Hélio devido à forte correlação do sistema. Uma história que tem contribuições pontuais e predominantemente teóricas ao longo dos 70 anos seguintes, costumeiramente voltadas ao próprio Hélio líquido ou a sistemas de física nuclear. A condensação de Bose-Einstein como fenômeno físico antes de 1995 era quase apenas uma curiosidade matemática.

A condensação de Bose-Einstein como objeto de estudo científico torna-se realidade em 1995¹, e uma realidade impressionante. Os trabalhos de E. Cornell [4], W. Ketterle [5] e R. Hulet [6], que independentemente e quase simultaneamente observaram condensação em amostras gasosas de átomos alcalinos aprisionados, são o marco da transição de uma fase para a outra.

Esses trabalhos não são apenas o marco inaugural de uma nova vertente de estudos na física, mas são também um dos pontos altos de uma série de avanços científicos que se desenrolaram nas duas décadas anteriores e culminaram na observação de condensados de Bose-Einstein. Esses avanços incluem o desenvolvimento de técnicas de resfriamento de átomos a laser e do subsequente confinamento desses átomos em armadilhas feitas essencialmente de luz e/ou campos magnéticos [7, 8, 9]. Desenvolvimentos que permitiram um melhor entendimento das interações desses átomos entre si e com a luz [10]. Finalmente, o desenvolvimento da técnica de resfriamento evaporativo [11] somada às outras já mencionadas e a lapidação de todas as juntas tornou possível a obtenção de amostras gasosas em regimes nunca antes observados. Amostras

¹De fato, a corrida em busca da condensação inicia-se alguns anos antes, no final da década de 80.

tão próximas ao zero absoluto que todas as partículas acumulam-se no estado de mais baixa energia do sistema, onde todas as partículas são descritas pela mesma função de onda, onde todas juntas comportam-se como uma única partícula e uma partícula não pode mais ser descrita independentemente das outras e nem mesmo como partícula. Amostras em escala humana que se comportam segundo as leis microscópicas da física quântica. Amostras de condensados de Bose-Einstein.

O que se viu a partir daí foram desenvolvimentos rápidos e espetaculares. Primeiro as propriedades fundamentais foram estudadas: os livros básicos de física estatística e mecânica quântica foram abertos e cada uma das propriedades foi estudada. Excitações coletivas [12], interferência por ondas de matéria [13], transferência de momento angular em quantidades quantizadas de $\hbar$ [14]. Lasers de átomos [15], colisões entre dois condensados modeladas exatamente pela teoria de espalhamento quântico, com observação de espalhamento por ondas-s, p e mesmo d [16]. Incontáveis fenômenos foram explorados à exaustão. A equação de Gross-Pitaevskii, que corresponde ao modelo básico que descreve esse tipo de sistema, foi testada em muitos dos seus aspectos e sempre se mostrou bem sucedida.

Em paralelo, novos sistemas surgiam e com eles, novas descobertas e áreas de interesse. Até hoje, doze diferentes espécies atômicas bosônicas foram levadas à degenerescência quântica e cada uma delas representa, de certa forma, um avanço diferente na área de átomos frios e, sem dúvidas, o estado da arte até aquele momento nas técnicas utilizadas para sua observação. Cronologicamente, ^{87}Rb [4], ^{23}Na [5] e ^7Li [6] em 1995, Hidrogênio [17] em 98, ^{85}Rb [18] no ano 2000, ^4He [19, 20] e ^{41}K [21] em 2001 e ^{131}Cs [22] em 2003. Ainda em 2003, ^{174}Yb [23] inaugura² as espécies não-alcálicas. Em 2005 ^{52}Cr [24], abrindo um novo campo de gases degenerados com interações dipolares significativamente grandes. Finalmente, em 2007, ^{170}Yb [25] e ^{39}K [26] fecham a lista. Mas os sistemas quanticamente degenerados não se restringem a bósons. Férmions também foram resfriados até a degenerescência quântica [27] e combinações de férmions em “moléculas” bosônicas [28] tiveram o mesmo destino.

Como causas/consequências diretas desses avanços, diversos outros tópicos tornaram-se alvo de interesse. O controle das interações entre os átomos, via campos magnéticos, as cha-

²⁴He foi condensado em um estado metaestável que o faz equivalente a um átomo alcalino.

mas ressonâncias de Feshbach, permitiram a criação de amostras que iam desde interações fortemente atrativas a fortemente repulsivas [29], passando pela ausência de interações [26] e a produção do condensado de livros-texto. A produção de condensados próximos a superfícies (em *chips*), em armadilhas altamente anisotrópicas, favoreceu o estudo de questões relacionadas à dimensionalidade [30]. A adição de redes ópticas à amostra aprisionada abriu outro campo extremamente frutífero: o da interface física atômica - estado sólido. Os “cristais feitos de luz” permitem sistemas que representam fidedignamente e com alta capacidade de sintonia, modelos de estado sólido de uma forma impossível de ser obtida em sistemas reais de matéria condensada. De fato, o sistema quanticamente degenerado, na maioria desses contextos, provê um aspecto adicional a esses sistemas. No entanto, átomos ultrafrios ainda que no regime clássico já permitem o estudo de uma física muito rica nos seus mais diversos aspectos.

Um tópico que foi explorado apenas no plano teórico e primordialmente por nosso grupo de pesquisa é a possibilidade da criação do condensado em um estado excitado do potencial confinante [31, 32]. Como todo sistema quântico confinado, também este sistema apresenta estados discretos de energia além do estado fundamental. Tal qual em um átomo, onde se pode excitar o elétron coerentemente entre dois níveis de energia, assim também deve ser possível fazer com um condensado. E da mesma forma que em sistemas atômicos, onde a função de onda muda sua distribuição espacial (os diferentes orbitais atômicos) quando o elétron é excitado, também o condensado muda sua distribuição espacial em um estado excitado da armadilha. É por essa razão que esses modos excitados são chamados modos topológicos de um condensado. De fato, a observação desses modos e no caso de serem suficientemente estáveis, permitiria o estudo de todos os tópicos anteriormente estudados, mas agora em outro modo da armadilha. Apenas para citar um exemplo do que esse retorno proporcionaria, poderíamos construir laser de átomos com modos espaciais diversos, tal qual em lasers usuais. Novos tópicos também se abririam. Como é, por exemplo, o comportamento termodinâmico de uma amostra que tem um, dois ou apenas alguns níveis de energia ocupados, em contraste com os infinitos níveis da termodinâmica usual? Muitas questões permanecem em aberto.

Na busca por observar os modos topológicos, nos deparamos com “defeitos” topológicos tipo-vórtice. E isso, por si só, demonstra a riqueza de tais sistemas. O tema vórtices é bastante

explorado no regime de átomos frios e a observação de vórtices com momento angular quantizado é uma assinatura da superfluidez inerente a tais sistemas, quanticamente degenerados. E ainda assim, pudemos contribuir com física nova, como descreveremos oportunamente. A área de átomos frios, quanticamente degenerados ou não, está longe da saturação. Muito ainda há por vir. Parte da nossa contribuição está apresentada ao longo desse trabalho. Esperamos que seja a menor parte.

1.1 Apresentação da tese

O Brasil entra na história recente da condensação de Bose-Einstein com o trabalho de doutorado de Kilvia Magalhães [33,34], onde um condensado com cerca de 10^3 átomos foi detectado em átomos de Sódio aprisionados magneticamente. Apesar de um marco importante, o sistema era pouco reproduzível e não permitiu a fixação do nosso grupo de pesquisas como um grupo experimental com trabalhos e estudos constantes em condensados de Bose-Einstein.

Este constitui-se o primeiro ponto marcante deste trabalho: a construção de um sistema que permite a observação reproduzível de um condensado de Bose-Einstein em átomos de Rubídio-87 e seu estudo em condições semelhantes às existentes em sistemas ao redor do mundo. Isso coloca nosso grupo de pesquisa e o Brasil no rol dos grupos/países que podem contribuir de maneira relevante e constante nessa área de ciência tão rica.

O segundo ponto marcante deste trabalho constitui-se de um revés momentâneo que redundou em uma descoberta interessante. O objetivo inicial era a produção e observação de modos topológicos coerentes em um condensado. Na busca desses resultados, observamos estruturas tipo-vórtice em nosso condensado, geradas por um tipo de excitação nunca antes utilizado. Estudamos uma série de propriedades de sua formação e observamos evidências do que pode ser um regime denominado turbulência quântica. Assim, apesar de ainda não termos observado os modos excitados, pudemos gerar conhecimento em uma área relativamente bem estudada, mas ainda com questões em aberto, em amostras condensadas: vórtices e sua dinâmica de formação. Sob esse raciocínio, o restante deste trabalho foi dividido em 6 capítulos.

No capítulo 2 revisamos os fundamentos teóricos da condensação de Bose-Einstein, as

principais grandezas relacionadas e as correções devidas ao potencial externo que confina os átomos e às interações entre eles.

O capítulo 3 é o mais longo da tese e revisa, passo-a-passo e detalhadamente, a construção e desenvolvimento do sistema experimental para a observação da condensação. Produzimos esse capítulo propositadamente extenso, com o objetivo de gerar algo semelhante a um mini-guia, como referência para nosso próprio grupo e para grupos que desejem iniciar sistemas experimentais em condensação. A referência é válida pois este sistema se mostrou eficiente e bem sucedido na produção de condensação. O leitor um pouco mais experiente e/ou menos interessado nos detalhes técnicos da produção de amostras quanticamente degeneradas talvez possa evitar esse capítulo sem perdas significativas do entendimento do restante do trabalho.

No capítulo 4 caracterizamos o condensado, mostramos a observação experimental de algumas de suas assinaturas típicas e ainda fazemos uma medida de efeitos de temperatura finita no tamanho da amostra condensada. Esses três capítulos constituem, de certa forma, a primeira parte da tese, onde demonstramos a habilidade de produzir e estudar um condensado de Bose-Einstein.

O capítulo seguinte (Cap.5) introduz de uma maneira mais formal os modos topológicos coerentes, um pouco da teoria envolvida e a montagem experimental para sua observação.

A seguir, no capítulo 6, mostramos os resultados relativos à observação das excitações tipo-vórtice. Introduzimos alguns conceitos teóricos, discutimos a dinâmica de formação dos vórtices e de evidências de estruturas estáveis de arranjos vórtice - anti-vórtice. Mostramos ainda evidências da observação de um regime com incontáveis vórtices sem eixo preferencial de circulação, denominado de turbulento, ou seja, evidências de turbulência quântica.

Finalizamos com o capítulo 7 onde apresentamos as conclusões gerais deste trabalho e perspectivas de futuros experimentos, tanto na linha de vórtice/turbulência e modos topológicos como em outras linhas de pesquisa nas quais temos interesse.

2 *Fundamentos em condensação de Bose-Einstein*

Neste capítulo revisamos os fundamentos teóricos relacionados à condensação de Bose-Einstein. Iniciamos com o tratamento usual de livros-texto [35]. Apesar de largamente difundido e conhecido, este desenvolvimento permite obter uma visão geral das grandezas essenciais relacionadas à condensação. As seções seguintes, onde discutimos o efeito do potencial confinante e das interações, apenas tornam mais real e acurado o desenvolvimento inicial.

2.1 BEC de livros-texto

Considere um gás de bósons não-interagentes, contido em uma caixa de volume V , cada partícula com massa m . A distribuição de partículas n_ϵ nos mais diversos níveis de energia ϵ obedece à distribuição de Bose-Einstein,

$$n_\epsilon = \frac{1}{\exp\left(\frac{\epsilon - \mu}{k_B T}\right) - 1}, \quad (2.1)$$

onde μ é o potencial químico, k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura do sistema.

O número total de partículas na caixa é dado por

$$N = \sum_{n_\epsilon=0}^{\infty} n_\epsilon. \quad (2.2)$$

É possível tratar o sistema como um contínuo de estados energéticos desde que seu espaçamento seja muito menor que $k_B T$, a escala típica de energia do sistema. Assim, podemos escrever uma densidade de estados $\rho(\epsilon)$ e transformar o somatório (Eq.2.2) em uma integral,

dada por

$$N = N_0 + \int_0^\infty n_\epsilon \rho(\epsilon) d\epsilon \quad (2.3)$$

onde mantivemos a população do estado fundamental ($\epsilon = 0$) explicitamente separada porque $\rho(\epsilon) \rightarrow 0$ quando $\epsilon \rightarrow 0$.

É possível mostrar [36] que μ é sempre negativo para bósons e cresce monotonicamente com o decréscimo de T , até $\mu = 0$ quando $T \leq T_c$. Quando $\mu = 0$ a integral em (2.3) assume seu valor máximo, ou seja, para $T \leq T_c$ qualquer partícula colocada no sistema ocupará imediatamente o estado fundamental, incrementando N_0 . De uma forma simplista, pode-se afirmar que o acúmulo de partículas no estado fundamental de um sistema de bósons se dá porque os estados excitados estão “saturados”, ou seja, alcançaram sua ocupação máxima.

A mudança de comportamento do sistema, com as partículas acumulando-se em um único estado, caracteriza uma transição de fase, da qual a fração de átomos no estado fundamental N_0/N pode ser tomada como seu parâmetro de ordem, haja vista que

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

No caso tipicamente tratado em livros-texto, das partículas na caixa, temos

$$\rho(\epsilon) = \frac{2\pi(2m)^{3/2}}{h^3} V \epsilon^{1/2}. \quad (2.5)$$

Usando esse resultado e fazendo $N_0 = 0$ e $T = T_c$ (onde $\mu \rightarrow 0$) na Eq.2.3, obtemos a condição que delimita os regimes pré e pós transição de fase, a saber:

$$\left(\frac{N}{V}\right) \left(\frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T_c}}\right)^3 = 2.612, \quad (2.6)$$

onde usamos o resultado

$$\int_0^\infty \frac{x^{1/2}}{e^x - 1} dx = g_{3/2}(1) = 2.612 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \quad (2.7)$$

em que $g_n(z)$ é a função de Bose.

A equação (2.6) é muito rica, tanto na sua interpretação quanto no que se pode extrair dela, como por exemplo, a temperatura de transição T_c . Para um gás de ^{87}Rb a densidades

típicas obtidas em experimentos de condensação $\frac{N}{V} \approx 10^{13} - 10^{14} \text{cm}^{-3}$, obtemos $T_c \approx 100 - 300 \text{K}$. Temperaturas tão baixas foram, sem dúvida, um dos maiores empecilhos na observação experimental de condensação de Bose-Einstein em gases ultrafrios. Enquanto à temperatura ambiente, átomos de Rubídio viajam a velocidades $v \approx 200 \text{m/s}$, nas imediações da transição $v \approx 3 \text{mm/s}$.

Identificando $\lambda_{dB} = \frac{h}{\sqrt{2\pi mk_B T}}$ como o comprimento de onda térmico de de Broglie à temperatura T , encontramos $\lambda_{dB} \approx 1 \mu\text{m}$ ao redor da transição, da ordem da distância média entre as partículas nas condições experimentais usuais. A comparação entre essas grandezas fornece uma das visões mais palpáveis da condensação: os pacotes de onda têm o tamanho do espaçamento entre os átomos e geram uma onda de matéria gigante.

Ainda sobre a eq.(2.6), $\left(\frac{N}{V}\right)(\lambda_{dB})^3$ representa a densidade de átomos no espaço de fases e funciona como um marcador universal para a transição: seu valor deve ser maior que 2.612 [37]. Esta condição se mantém mesmo quando sistemas mais realistas são considerados, com a adição de um potencial externo ou de interações entre os átomos. O potencial confinante, por exemplo, apenas restringe as posições no espaço de fases que as partículas podem ocupar. No entanto, se as partículas confinadas, em algum momento, atingirem 2.612 em sua densidade no espaço de fases, então há a presença de um condensado de Bose-Einstein na armadilha.

Utilizando os resultados 2.5 e 2.7, podemos reescrever a Eq.2.4 como função da temperatura da nuvem, obtendo o conhecido resultado

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^{3/2} \quad (2.8)$$

para o parâmetro de ordem da transição.

Apesar do tratamento acima ser válido, experimentalmente não podem ser produzidos condensados de livros-texto, já que não é possível produzi-los em gases ultrafrios sem o uso de um potencial externo confinante. A presença do potencial modifica algumas das relações discutidas e é disso que trata a seção a seguir.

2.2 Efeito do potencial externo

Nesta seção, vamos adicionar à análise anterior um potencial confinante, seguindo o tratamento feito em [37]. Essa análise geral permite o tratamento de qualquer potencial confinante que seja descrito por uma lei de potências, da forma

$$V_{ext}(x, y, z) = \epsilon_1 \left| \frac{x}{a} \right|^p + \epsilon_2 \left| \frac{y}{b} \right|^l + \epsilon_3 \left| \frac{z}{c} \right|^q. \quad (2.9)$$

A densidade no espaço de fases, de uma maneira geral, será dada então por:

$$\rho(\epsilon) = \frac{2\pi(2m)^{3/2}}{h^3} \int \sqrt{\epsilon - V_{ext}(x, y, z)} d^3r. \quad (2.10)$$

Introduzindo 2.9 em 2.10 obtemos

$$\rho(\epsilon) = \frac{2\pi(2m)^{3/2}}{h^3} \frac{abc}{\epsilon_1^{1/p} \epsilon_2^{1/l} \epsilon_3^{1/q}} \epsilon^\eta F(p, l, q), \quad (2.11)$$

onde $\eta = 1/p + 1/l + 1/q + 1/2$ e a função $F(p, l, q)$ é definida como $F(p, l, q) = \left[\int_{-1}^1 (1 - X^p)^{1/2+1/q+1/l} dX \right] \left[\int_{-1}^1 (1 - X^l)^{1/2+1/q} dX \right] \left[\int_{-1}^1 (1 - X^q)^{1/2} dX \right]$.

Introduzindo este resultado em 2.4, obtemos a dependência explícita da fração de partículas condensadas com o potencial confinante,

$$\frac{N_0}{N} = \begin{cases} 0 & T > T_c \\ 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{\eta+1} & T \leq T_c \end{cases} \quad (2.12)$$

e fazendo $N_0 = 0$ e $T = T_c$ obtemos a dependência da temperatura crítica como função dos parâmetros do potencial, dada por

$$T_c = \left[\frac{h^3}{2\pi(2m)^{3/2}} \frac{N}{abc} \frac{\epsilon_1^{1/p} \epsilon_2^{1/l} \epsilon_3^{1/q}}{k_B^{\eta+1} F(p, l, q) Q(\eta)} \right]^{1/(\eta+1)}, \quad (2.13)$$

onde $Q(\eta) = \int_0^\infty \left[\frac{\theta^\eta}{\exp(\theta)-1} d\theta \right]$.

Veja que, tanto 2.12 quanto 2.13 se reduzem às expressões da seção anterior (2.8 e 2.6 respectivamente) fazendo-se $p = q = l \rightarrow \infty$, donde obtém-se, para $V_{ext}(x, y, z)$ uma caixa de volume $V = 8abc$.

O potencial confinante típico para gases ultrafrios é harmônico, da forma

$$V_{ext}(x, y, z) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2), \quad (2.14)$$

onde ω_i é a frequência de oscilação na direção i , com $i = x, y, z$. Nesse caso, podemos determinar $a = b = c = 1$, $p = l = q = 2$ e $\epsilon_i = 1/2m\omega_i^2$.

A densidade de estados no caso do potencial harmônico será dada por

$$\rho(\epsilon) = \frac{1}{2} \frac{\epsilon^2}{\hbar^3 \omega_x \omega_y \omega_z}. \quad (2.15)$$

Da mesma forma, obtemos

$$T_c = \frac{0.941 \hbar (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3} N^{1/3}}{k_B}. \quad (2.16)$$

Na verdade, esse critério é equivalente à condição $n\lambda_{dB}^3 = 2.612$ e é um dos primeiros usados para comprovação da presença de um condensado na amostra ultrafria, onde mede-se, seguidamente, o número de átomos e a temperatura da amostra até a obtenção da condição descrita.

Além disso, é evidente que o expoente da Eq.(2.8) é modificado, tomando a forma

$$\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3. \quad (2.17)$$

Esta equação evidencia claramente que, uma vez cruzada a temperatura de transição, as partículas empilham-se no estado fundamental muito mais rapidamente como função da temperatura quando aprisionadas em uma armadilha harmônica do que no caso anterior.

2.3 Efeito das interações

Devido às altas densidades observadas em condensados de Bose-Einstein em armadilhas, as interações entre as partículas tornam-se os promotores dos efeitos mais interessantes relacionados tanto à transição de fase quanto à dinâmica da nuvem condensada. Nesta seção introduzimos a interação entre as partículas na forma de um campo médio e ainda a equação

de Gross-Pitaevskii (GPE), que descreve aproximadamente o sistema interagente, e obtemos as distribuições espacial e de energia dos átomos no condensado [38, 39].

Sempre que tratamos de nuvens de átomos condensados nos referimos a altas densidades atômicas. No entanto, essas nuvens ainda podem ser ditas diluídas, na medida em que a distância média entre as partículas ($\approx 0.1 - 1\mu m$) é muito maior que o alcance típico das interações entre os átomos ($\approx 100a_0$). Assim, o efeito dominante das interações são as colisões de dois átomos dentro da nuvem. Adicionalmente, devido às baixíssimas energias dos átomos envolvidos, a interação pode ser computada como devida apenas ao espalhamento de onda-s dos átomos envolvidos.

Partindo-se dessas premissas, a teoria básica de espalhamento [40] fornece a interação efetiva U_0 entre dois átomos como

$$U_0 = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (2.18)$$

onde a é o comprimento de espalhamento de onda-s e m a massa do átomo.

O Hamiltoniano de muitos corpos que descreve nosso sistema será dado então por [38]

$$\hat{H} = \int dr \hat{\Psi}(r)^\dagger \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\vec{r}) \right] \hat{\Psi}(r) + \frac{1}{2} \int \int dr dr' \hat{\Psi}(r) \hat{\Psi}(r') U_0 \hat{\Psi}(r)^\dagger \hat{\Psi}(r')^\dagger, \quad (2.19)$$

onde $\hat{\Psi}(r)$ e $\hat{\Psi}(r)^\dagger$ são os operadores de aniquilação e criação de um bóson num ponto $\vec{r}$ do espaço.

Para determinar a dinâmica do sistema, substituímos o Hamiltoniano da eq.2.19 na equação de Heisenberg, a saber

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\Psi}(r, t) = [\hat{\Psi}(r, t), \hat{H}] \quad (2.20)$$

e obtemos

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\Psi}(r, t) = \left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\vec{r}) \int dr' U_0 \hat{\Psi}(r') \hat{\Psi}(r')^\dagger \right] \hat{\Psi}(r, t), \quad (2.21)$$

onde usamos as relações de comutação $[\hat{\Psi}(r), \hat{\Psi}(r')^\dagger] = \delta(\vec{r} - \vec{r}')$, $[\hat{\Psi}(r), \hat{\Psi}(r')] = 0$ e $[\hat{\Psi}(r)^\dagger, \hat{\Psi}(r')^\dagger] = 0$.

Usando-se 2.18, a equação de Gross-Pitaevskii dependente do tempo será dada por

$$\left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\vec{r}) + U_0 |\Psi(\vec{r}, t)|^2 \right] \Psi(\vec{r}, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(\vec{r}, t) \quad (2.22)$$

e, por conseguinte, sua forma independente do tempo, dada por

$$\left[-\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + V_{ext}(\vec{r}) + U_0 |\phi(\vec{r})|^2 \right] \phi(\vec{r}) = \mu \phi(\vec{r}). \quad (2.23)$$

$\Psi(\vec{r}, t)$ e $\phi(\vec{r})$ relacionam-se como

$$\Psi(\vec{r}, t) = \phi(\vec{r}) \exp\{-iE_n t/\hbar\}. \quad (2.24)$$

Os níveis de energia E_n são as energias dos modos da armadilha $\Psi(\vec{r}, t)$, os chamados modos topológicos que abordaremos em mais detalhes no cap.5. A equação independente do tempo 2.23 descreve um único estado, normalmente definido como o estado-base e, por isso, sua energia é coincidente com o potencial químico μ da amostra. V_{ext} é o potencial confinante e U_0 é a interação efetiva entre os átomos.

Para avaliar o papel de cada termo na dinâmica da nuvem condensada, o melhor caminho é começar com algumas análises qualitativas de sua contribuição para a energia total. Primeiramente, consideramos que o potencial confinante é um oscilador harmônico e, por simplicidade, isotrópico, do tipo $V_{ext} = m\omega_0^2 r^2/2$. Se a nuvem aprisionada estende-se por uma extensão R , então as energias potencial (V) e cinética (K) de cada partícula serão dadas por $V \approx m\omega_0^2 R^2/2$ e $K \approx \hbar^2/2mR^2$. Assim, para o gás não interagente, a energia varia com R^{-2} para pequenas distâncias e R^2 para grandes distâncias. O ponto de equilíbrio entre as energias que fornece o raio da nuvem é o conhecido comprimento de oscilador, dado por

$$R = a_{osc} = \left(\frac{\hbar}{m\omega_0} \right). \quad (2.25)$$

Lembrando que a densidade do gás é dada por $n = |\phi(\vec{r})|^2$ e seu valor pode ser aproximado por $n \approx N/R^3$, então a energia de interação de uma partícula do gás aprisionado pode ser aproximada por $nU_0 \approx U_0 N/R^3$. No caso de interações repulsivas, essa energia adicional cumpre o papel de alargar a nuvem para valores maiores de R . No limite de $U_0 N$ grande, ou seja, com expressiva contribuição da energia de interação, de forma que R cresce muito, a energia cinética

pode ser desprezada. Na verdade, a energia de apenas alguns átomos ($N < 1000$) é suficiente para sobrepujar em muito a contribuição da energia cinética, no caso de armadilhas típicas ($\omega_0 \approx 2\pi \times 100\text{Hz}$) com átomos de ^{87}Rb ($a = 5\text{nm}$). Esse regime, por ser facilmente alcançado logo que os átomos começam a se empilhar no estado fundamental, tem um tratamento e nome especial, é a chamada aproximação de Thomas-Fermi.

Nessa aproximação ($E_{int} \gg E_{cin}$), a equação de Gross-Pitaevskii tem solução analítica simples, pois desprezamos o termo da energia cinética e a eq.2.23 toma a forma

$$\left[V_{ext}(\vec{r}) + U_0 |\phi(\vec{r})|^2 \right] \phi(\vec{r}) = \mu \phi(\vec{r}). \quad (2.26)$$

Assim,

$$|\phi|^2 = \begin{cases} \left(\frac{\mu - V_{ext}(\vec{r})}{U_0} \right) & \mu \geq V_{ext}(\vec{r}) \\ 0 & \mu \leq V_{ext}(\vec{r}) \end{cases} \quad (2.27)$$

Veja que, para um potencial harmônico típico (eq. 2.14) a nuvem condensada toma a forma de uma parábola invertida anisotrópica.

A densidade de pico é dada por $n_{pk} = \mu/U_0$ e o tamanho da nuvem (R), em cada direção, é dado pela solução de $\mu = m\omega_i^2 R_i^2/2$, onde $i = x, y, z$. Ambas as grandezas podem ser determinadas caso saibamos o valor do potencial químico μ . De fato, o potencial químico μ pode ser determinado pela condição de normalização da função de onda do estado fundamental, ou seja,

$$N = \int |\phi(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}. \quad (2.28)$$

Assim,

$$\mu = \frac{15^{2/5}}{2} \left(\frac{Na}{\bar{a}} \right)^{2/5} \hbar \bar{\omega} \quad (2.29)$$

onde $\bar{a} = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}}$ e $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$ são o comprimento de oscilador generalizado e a frequência de oscilação “média” do potencial confinante, respectivamente. Para valores típicos de N ($10^5 - 10^7$), $\bar{\omega}$ ($2\pi \times 100\text{Hz}$) e do comprimento de espalhamento a (5nm), obtemos $n \approx 10^{14} - 10^{15} \text{cm}^{-3}$ e R variando de alguns microns a algumas dezenas de microns dentro da armadilha.

Finalmente, a energia por partícula, ao contrário do caso não-interagente, não vale μ . De-

vido às interações, a energia por partícula será dada por

$$\frac{E}{N} = \frac{5}{7}\mu, \quad (2.30)$$

haja vista que $\mu = \partial E / \partial N$ e $\mu \propto N^{2/5}$. É possível mostrar também que, na aproximação de Thomas-Fermi, a energia de interação por partícula é dada por

$$\frac{E_{int}}{N} = \frac{2}{7}\mu. \quad (2.31)$$

3 *Produção e observação de um condensado de Bose-Einstein*

A única técnica experimental reconhecidamente bem sucedida na produção de um gás de bósons quanticamente degenerado chama-se resfriamento evaporativo [11]. Em linhas gerais, essa técnica consiste em retirar seletivamente os átomos mais quentes de uma amostra aprisionada, favorecendo a retermalização em uma temperatura mais baixa e assim continuamente até a observação da condensação. No entanto, há algumas condições essenciais para que esta técnica seja bem sucedida.

Em relação à amostra, é necessário que esteja inicialmente bem fria. Como as temperaturas finais desejadas são extremamente baixas ($T < 1\mu K$) e no processo há uma perda inerente e significativa de átomos ($N_{final} \approx 0.01 - 0.001N_{inicial}$), caso a amostra não esteja significativamente resfriada no início do processo, as condições finais requeridas não serão atingidas. O próprio número absoluto de átomos deve ser grande devido à perda induzida pelo resfriamento evaporativo. Finalmente, a amostra deve ser significativamente densa para que o processo de retermalização, totalmente devido às colisões elásticas, seja eficiente e rápido, mas não tão densa de forma a promover uma taxa de colisão de três corpos elevada e que invariavelmente induz perda de átomos da armadilha. Quanto ao “ambiente” externo à armadilha, deve ser suficientemente limpo, ou seja, livre de vapor de fundo. Dessa forma, as colisões entre o vapor de fundo e os átomos aprisionados se dá a uma taxa baixa o suficiente para que os átomos aprisionados tenham tempo de retermalizar continuamente à medida que o resfriamento evaporativo avança.

Assim, para a realização de resfriamento evaporativo em uma armadilha puramente magnética como a do sistema experimental descrito aqui, devemos ser capazes de acumular cerca de 10^8 átomos a uma densidade de $10^{10}cm^{-3}$ a $10^{11}cm^{-3}$ a temperaturas da ordem de $200\mu K$

em uma câmara mantida a uma pressão de cerca de 10^{-11} Torr. Em um sistema de vácuo simples, com uma câmara preenchida por vapor de Rubídio, essas condições são completamente incompatíveis entre si. Se tivermos, por exemplo, uma pressão da ordem de 10^{-11} Torr, então o número de átomos com temperatura abaixo de 1mK em 1cm^3 é aproximadamente de 10^3 . Se tivermos, ao contrário, cerca de 10^8 átomos/ cm^3 (equivalente a uma pressão parcial de Rubídio de $\approx 10^{-6}$ Torr) nessas mesmas condições ($T < 1\text{mK}$), a taxa de colisão dos átomos aprisionados com os não aprisionados será tão grande que o tempo médio de permanência na armadilha será menor que 1s .

Diversas estratégias são usadas para unir, numa mesma câmara de vácuo, um grande número de átomos aprisionáveis com uma pressão de fundo baixa. Uma das principais técnicas consiste em unir duas câmaras de vácuo por um fino tubo que permite uma diferença de pressão considerável entre ambas (de 2 a 3 ordens de grandeza). Uma das câmaras é preenchida por vapor de Rubídio e apenas átomos previamente resfriados são enviados à outra câmara, possibilitando, assim, o acúmulo de um grande número de átomos na armadilha da segunda câmara sem a presença de vapor de fundo. A variante desta técnica usada neste trabalho chama-se duplo-MOT, e consiste em aprisionar átomos na primeira câmara em uma armadilha magneto-óptica (MOT) e empurrá-los continuamente com um feixe laser através do tubo de transferência para a outra câmara onde acumulam-se em um outro MOT, agora em um ambiente de alto-vácuo. Uma vez acumulados no MOT em ambiente de alto-vácuo, os átomos são transferidos para uma armadilha puramente magnética onde se dá o resfriamento evaporativo.

Nas seções a seguir, descrevemos detalhadamente o sistema de vácuo, as armadilhas magneto-ópticas e o processo de transferência. Descrevemos ainda o sistema de lasers usado para produzir as armadilhas e todas as outras frequências usadas no experimento. Em seguida, descrevemos as técnicas usadas para transferir os átomos para a armadilha magnética e a armadilha em si, bem como o processo de resfriamento evaporativo e seus resultados que nos levam a observar a degenerescência quântica.

Figura 2: Foto de cima mostrando o entorno das câmaras de vácuo e os elementos envolvidos (bobinas, óptica, etc) de onde se pode inferir a complexidade da montagem experimental. Devido ao excesso de elementos em torno das câmaras estas não podem ser vistas diretamente.

entre as partes do sistema, evitando tensões mecânicas sobre as células de vidro. A terceira, a saída dos átomos, um tubo novamente rígido de 6cm de comprimento e 6mm de diâmetro abre-se a 6cm da região de aprisionamento da segunda célula. Essa configuração permite um bombeamento diferencial entre as células e uma pressão no lado de alto-vácuo da ordem de 5×10^{-11} Torr.

A célula de alto vácuo é feita de quartzo (Helmma), medindo 6cm de comprimento e com seção quadrada interna de $30 \times 30\text{mm}^2$. Esta célula possui alta qualidade óptica em toda a sua extensão. Ela se liga à parte flexível do tubo de transferência por uma conexão tipo-T. Da porta livre ramificam-se uma série de conexões onde são ligados um medidor de vácuo (Balzers - Cold Cathode Gauge), uma bomba iônica (Varian - 75L/s), uma bomba de sublimação de Titânio (Varian - TSP) e uma válvula de selo metálico por onde, a exemplo do ramo de baixo vácuo, é feito o bombeamento inicial. Ainda há uma bomba iônica de 300L/s ligada a esse sistema, mas ela foi instalada a mais de 1,5m da região da armadilha, com diversos tubos finos que fazem várias voltas desde a bomba até a célula de modo que sua contribuição para o vácuo do sistema existe mas é pequena. Ambos os controladores das bombas iônicas (Varian - Midivac e multivac) estão abaixo do seu fundo de escala, bem como o medidor de vácuo, o que indica uma pressão da ordem de 10^{-11} Torr.

3.1.1 Bombeamento inicial

Para atingir essas baixíssimas pressões, um procedimento de bombeamento inicial e limpeza do sistema se faz necessário. Uma vez fechadas todas as conexões entre as partes, o sistema é ligado a um analisador de massa que faz um bombeamento prévio e então um teste de vazamento é realizado. O teste consiste em colocar Hélio nas mais diversas partes do sistema e observar se é detectado algo no analisador de massa. Uma vez corrigidos todos os eventuais problemas de vazamento o sistema é ligado, pelas duas válvulas acima mencionadas, a uma bomba turbomolecular e uma bomba mecânica.

Em seguida, as partes de vidro são protegidas por capas metálicas e todo o sistema é envolto em fitas de aquecimento próprias. Acima das fitas, uma camada de lã de vidro e outra de

papel alumínio recobrem o sistema, favorecendo o isolamento e homogeneidade térmica. A temperatura é monitorada através de diversos termopares e elevada gradativamente a valores que variam de 120 °C nas regiões com vidro até pouco mais de 200 °C nas bombas iônicas e *bellows*.

O principal contaminante de sistemas previamente limpos é a água atmosférica e por isso nenhuma das partes do sistema pode estar a menos de 100 °C durante esse processo, temperatura na qual a água evapora das paredes internas. O sistema é mantido aquecido por alguns dias e a pressão é monitorada continuamente. Quando a pressão atinge cerca de 10^{-8} Torr o aquecimento das bombas iônicas é desligado e estas são ativadas. Uma ordem de grandeza a mais na pressão e o aquecimento do restante do sistema é desligado e são fechadas as válvulas que o ligam à bomba turbomolecular e o isolam do exterior. Neste estágio, a pressão medida deve ser $\approx 10^{-10}$ Torr.

O último estágio para obtenção das pressões finais é a ativação da bomba de sublimação de Titânio. Esta bomba é composta por três filamentos de Titânio por onde pode correr uma corrente de até 50A individualmente por alguns minutos. O Titânio sublima dos filamentos e adere às paredes do sistema de vácuo, funcionando como um adsorvedor para qualquer partícula que colida com as paredes. Na prática isso faz com que toda a superfície interna exposta ao Titânio aja como uma bomba de vácuo. Ao final de alguns dias de uso dos filamentos o sistema de vácuo deve atingir pressões tão ou mais baixas quanto às que atingimos em nosso sistema.

Uma vez que a pressão final do sistema seja satisfatória é possível liberar vapor de Rubídio na primeira câmara e iniciar o aprisionamento. Nas seções a seguir mostramos nossas fontes de Rubídio, suas vantagens e dificuldades.

3.1.2 *Dispensers* - Fonte de átomos 1

Os *dispensers* que são usados neste experimento (SAES Getters) são pequenos reservatórios que contém um cromato de Rubídio e uma liga metálica como agente redutor. Quando uma corrente elétrica atravessa o *dispenser*, Rubídio gasoso é liberado, restando no reservatório apenas os outros elementos. Este tipo de fonte de átomos é extremamente limpo, gerando

Figura 3: Foto da primeira câmara mostrando dois dispensers a poucos centímetros da região do centro da célula de vidro.

apenas Rubídio gasoso a um fluxo bastante reprodutível quando operado sob a mesma corrente elétrica. Algumas semanas de operação são necessárias para se observar diminuição desse fluxo, que pode ser corrigido aumentando-se ligeiramente a corrente de operação. Tipicamente, a emissão de Rubídio ocorre para correntes acima de 3A e sua operação contínua pode ser feita até correntes pouco acima de 6A. Além dessas correntes, só é possível o uso pulsado como forma de preservar o vácuo existente. No sistema descrito aqui, os *dispensers* estão posicionados na saída de bombeamento da primeira célula de vácuo, a cerca de 5cm da região de aprisionamento, como pode ser visto na fig.3

Nas nossas primeiras experiências com dispensers, estes permaneciam ligados durante todo o tempo de operação do experimento. Dessa forma, a primeira câmara de vapor permanecia recebendo vapor de Rubídio durante os processos de transferência de átomos entre as câmaras mas também durante o período de armadilhamento magnético e resfriamento evaporativo. Isto permitia uma transferência de átomos eficiente entre as câmaras mas, devido ao grande volume de vapor não aprisionado na primeira câmara e da posição das bombas iônicas na segunda câmara, não tão favorável, sempre havia algum vapor “quente” presente na segunda câmara e isso diminuía sensivelmente o tempo de vida dos átomos na armadilha magnética, inviabilizando o resfriamento evaporativo. A figura 4 mostra uma medida do número de átomos aprisionados na

Figura 4: Tempo de vida dos átomos na armadilha magnética quando os dispensers permanecem ligados durante todo o processo. Ajuste exponencial fornece $1/e = 6s$.

armadilha magnética como função do tempo sob o regime de operação descrito acima. Observe que o tempo de vida dos átomos na armadilha é de $1/e = 6s$, aquém do necessário.

Diversas estratégias foram testadas a fim de sobrepujar as dificuldades descritas. Nenhuma delas se mostrou eficiente em unir uma boa carga do segundo MOT, um bom tempo de vida na armadilha magnética e uma taxa de repetição do experimento adequada, exceto uma, chamada LIAD, acrônimo inglês para “dessorção atômica induzida por luz” (*Light-Induced Atom Desorption*). A implementação dessa técnica, descrita na seção seguinte, foi fundamental para o seguimento do experimento e a observação da condensação.

3.1.3 LIAD - Fonte de átomos 2

LIAD consiste em usar luz para induzir a desorção de átomos adsorvidos às paredes de uma câmara de vácuo e aumentar significativamente a pressão parcial desse átomo dentro da câmara. A vantagem dessa técnica reside no fato de que a pressão parcial decai muito rápido assim que a luz de desorção cessa, permitindo conjugar uma grande quantidade de vapor de fundo e um bom vácuo em instantes subsequentes de tempo. Juntamente à técnica de aprisionamento de átomos

na superfície de *chips* [30], LIAD foi usada para a produção de condensação de Bose-Einstein em um sistema de vácuo portátil [41], composto por uma única câmara de vácuo.

Um trabalho recente [42] estuda LIAD como função do comprimento de onda e intensidade da luz aplicada, mostrando que menores comprimentos de onda são mais eficientes no processo de desorção. Em vista disso, posicionamos seis LEDs que geram luz UV ($\lambda \approx 400nm \pm 5nm$) (Edington) ao redor da primeira câmara de vácuo. Cada LED produz $350mW$ de luz, mas devido ao formato da célula e de todo o aparato em volta, nem toda a área da célula é atingida por luz UV suficiente. Mesmo assim, o vapor de fundo gerado na primeira célula é muito maior que o obtido com o uso de *dispensers*, permitindo que a carga do primeiro MOT e, por conseguinte, do segundo MOT, seja muito maior. Adicionalmente, findo o processo de carga do segundo MOT e desligada a luz UV, o vapor de fundo desaparece quase que instantaneamente, permitindo tempos de vida do átomos na armadilha magnética muito superiores. Nesse contexto, os *dispensers* são usados apenas para refazer, periodicamente, o filme de Rubídio que recobre as paredes da primeira célula.

A Fig.5 mostra a mesma medida da Fig.4 da seção anterior comparada ao tempo de vida medido com o uso de LIAD para a carga do MOT. No último caso, $1/e = 32s$, mais do que suficiente para realizar o processo de resfriamento evaporativo.

3.2 Luz - O sistema de lasers

Antes de descrever o funcionamento dos MOTs e dos processos que levam a nuvem atômica à condensação, faz-se necessário descrever o sistema de lasers utilizado e como a luz gerada é preparada para ser usada no experimento. As diversas frequências utilizadas, juntamente com a estrutura de níveis relevantes do átomo de Rubídio-87 são mostradas na Fig. 6. No decorrer do texto sua necessidade será enfatizada.

O sistema de lasers deste experimento é composto por três lasers de diodo de alta potência - Toptica; DLX110 (1) e DLX110L (2). Os lasers são travados individual e ativamente em uma transição hiperfina apropriada do átomo de ^{87}Rb , observada por espectroscopia de absorção saturada em células de vapor de Rubídio. A largura de linha dos lasers é da ordem de $1MHz$.

Figura 5: Comparação do tempo de vida dos átomos na armadilha magnética quando os dispensers permanecem ligados durante todo o processo ($1/e = 6s$) e com LIAD ($1/e = 32s$).

Figura 6: Estrutura de níveis do átomo de ^{87}Rb relevantes ao experimento e frequências laser utilizadas.

A espectroscopia de absorção saturada é uma técnica que suprime o efeito doppler, permitindo a observação de transições extremamente estreitas, como as transições hiperfinas do átomo de Rubídio. A observação é feita a partir da intensidade de um feixe de prova como função de sua frequência medida em um fotodiodo. Picos de intensidade ocorrem em cada transição hiperfina e a meio caminho entre duas transições quaisquer, os chamados *crossovers*. Sobre o sinal de absorção é adicionada uma modulação da ordem de 10KHz. O sinal modulado é inserido em um *lock-in* que, com conhecimento prévio da modulação inserida, faz a sua demodulação. O processo de demodulação gera um sinal semelhante à derivada do sinal original, ou seja, onde antes havia um pico, agora há um sinal tipo-dispersão. O ponto central desse sinal corresponde ao pico da transição, com a vantagem de não mudar caso haja, por exemplo, uma variação na intensidade do laser. O sistema é então travado ativamente a esse sinal. Qualquer variação na frequência do laser gera uma ação do *lock-in* com o objetivo de corrigi-lo no sentido contrário. De um modo geral, uma vez travados, os lasers assim permanecem ao longo de todo o dia. Uma descrição mais detalhada do processo de travamento bem como da eletrônica envolvida podem ser encontrados em [43].

Três detalhes técnicos importantes valem ser ressaltados neste ponto. A modulação da luz necessária ao processo de travamento é inserida através de um modulador acusto-óptico presente no ramo de travamento. Dessa forma, a luz que efetivamente vai para o experimento não possui qualquer modulação adicional. As células de vapor de Rubídio são levemente aquecidas a uma temperatura de aproximadamente 40°C. Apesar de não ser necessário para a observação das transições hiperfinas, o aquecimento permite um melhor contraste do sinal de absorção saturada, especialmente das transições de rebombeio, $5S^{1/2}(F = 1) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 2)$, que são as mais fracas e menos espaçadas. Finalmente, os fotodiodos usados na efetiva observação do sinal são alimentados por baterias e não por fontes ligadas à rede elétrica. Verificamos que mesmo com o uso de fontes de boa qualidade, sempre há algum ruído repassado ao sinal de absorção, prejudicando o sistema de travamento.

Figura 7: Sinal de absorção saturada do laser de rebombeio.

3.2.1 Laser 1 - rebombeio

O laser de rebombeio (Toptica - DLX-110) gera luz que conecta o estado $5S^{1/2}(F = 1)$ ao estado $5P^{3/2}(F' = 2)$ e tem papel fundamental no aprisionamento dos átomos, tanto no MOT quanto na armadilha magnética.

O laser é travado no *crossover* $F = 1 \rightarrow CO0' - 1'$, mostrado na Fig.7. Um modulador acusto-óptico (AOM) faz parte do ramo de travamento de forma que a luz que sai efetivamente do laser está deslocada cerca de 110MHz acima da observada na célula de referência.

Moduladores acusto-ópticos são dispositivos que deslocam a frequência da luz que passa por eles e são largamente utilizados, não apenas com esse fim, mas também como “*switches*”, ou chaveadores de luz. Isso pode ser obtido porque o feixe com frequência deslocada sai em um ângulo levemente diferente (esse ângulo é dependente da frequência de deslocamento) do feixe original e só é gerado enquanto rádio frequência (RF) é aplicada ao modulador. Assim, tão logo a RF é desligada, o feixe deslocado é desligado ($\approx 1\mu s$). O mesmo vale para deslocamentos de frequência, pois o deslocamento em frequência do feixe de luz é igual à frequência da RF aplicada. Em nosso experimento temos 10 AOMs (intraaction AOM80, ATM80 e ATM125) ao

longo do caminho dos lasers.

O caminho que o laser de rebombeio faz até os átomos é descrito a seguir. A fig. 8 mostra o esquema óptico utilizado, com os principais elementos ópticos.

Cerca de 350mW de luz são gerados por esse laser. A luz atravessa um isolador óptico que protege o laser de diodo de luz retroespalhada ou retrorefletida, que pode comprometer seu funcionamento e até destruí-lo. A seguir, uma pequena parte ($\approx 12mW$) é separada por um cubo polarizador e atravessa um AOM (+83MHz) que desloca sua frequência para estar ressonante com a transição $5S^{1/2}(F = 1) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 2)$. Esse laser é sobreposto a um outro feixe ressonante com $5S^{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 2)$ e inserido numa fibra mantenedora de polarização. As duas frequências sobrepostas fazem parte do processo de bombeamento óptico dos átomos que será descrito oportunamente na Sec.3.7.2.

A maior parte da luz advinda do cubo polarizador segue por um outro AOM em configuração de dupla passagem ($2 \times 80MHz$). Nesse tipo de configuração, o feixe deslocado em frequência é retrorefletido de forma que o feixe final é colinear ao feixe original e não está sujeito a deslocamento espacial efetivo quando a RF muda de frequência. Esse tipo de configuração é utilizada especialmente para ajustes finos ou alterações necessárias da frequência do feixe sem o inconveniente do desalinhamento espacial.

Após a dupla passagem a luz ($\approx 140mW$) é dividida novamente em dois feixes. Um deles ($\approx 80mW$), destinado ao primeiro MOT, passa através de um último AOM ($-80MHz$) que funciona apenas como *switch* e torna a luz ressonante com a transição $5S^{1/2}(F = 1) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 2)$. Ele é então sobreposto ao feixe de aprisionamento do primeiro MOT e segue para um estágio de expansão, de onde então é dirigido à região da armadilha.

O segundo feixe faz um caminho semelhante. É sobreposto à luz de aprisionamento do segundo MOT, segue por um AOM *switch* ($-80MHz$) que o torna ressonante à transição de rebombeio e ainda por um *pinhole* de $50\mu m$ para limpeza de seu modo espacial. Os feixes são então expandidos e seguem para a região de aprisionamento do segundo MOT.

Figura 8: Esquema óptico da preparação dos feixes para o experimento, mostrando os três lasers e os principais elementos ópticos. Lentes e lâminas de onda foram suprimidos por simplicidade.

Figura 9: Fotos do sistema óptico próximo à região da segunda câmara de vácuo e de uma parte da região de preparação dos lasers, onde pode-se observar a demanda excessiva de elementos e a complexidade de sua montagem.

Figura 10: Sinal de absorção saturada do laser de aprisionamento.

3.2.2 Laser 2 - aprisionamento MOT 2

O laser que gera a luz de aprisionamento do segundo MOT (TOPTICA - DLX110L) é também o que gera o maior número de frequências usadas no experimento. A luz de bombeamento óptico, sintonizada em $5S^{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 2)$, a luz de prova, em $5S^{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 3)$ e as frequências do feixe que empurra os átomos de uma armadilha à outra, daqui por diante denominado feixe de *push*, e do próprio aprisionamento, sintonizadas para o vermelho ($\approx -20\text{MHz}$) da transição $5S^{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 3)$.

O laser gera cerca de 600mW de luz em uma frequência $\approx 40\text{MHz}$ acima do *crossover* $F = 2 \rightarrow CO2' - 3'$ onde é travado. As transições $5S^{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 1, 2, 3)$ e seus *crossovers* são mostrados na fig.10.

Analogamente ao rebombeio, uma pequena parte ($\approx 30\text{mW}$) é retirada, passa através de um AOM em configuração de dupla passagem ($-2 \times 67\text{MHz}$) para gerar a frequência de bombeamento óptico, sendo em seguida superposta à luz advinda do laser de rebombeio e inserida na fibra.

A maior parte da luz também vai através de um AOM em dupla passagem. Este AOM é o

coração da maior parte dos processos com luz que ocorrem no sistema. O pulso de imagem, a variação de frequência para o processo de resfriamento sub-Doppler e imagem e o chaveamento do laser de aprisionamento, tudo é feito por esse AOM. Durante o processo de carga do segundo MOT sua frequência é fixa em 78MHz . Durante o resfriamento sub-Doppler a frequência é rapidamente alterada para 58MHz e finalmente, no momento do pulso de imagem, sua frequência é de 90MHz . A combinação desses deslocamentos de frequência com os dos AOMs que se seguem geram as frequências exatas desejadas.

Após a dupla passagem, novamente uma pequena parte ($\approx 20\text{mW}$) da luz é retirada. Essa parte passa através de um AOM (-77MHz) que gera os feixes de *push* e prova, que são separados e inseridos individualmente em fibras mantenedoras de polarização. A maior parte é superposta ao feixe de rebombeio e em seguida vai através do último AOM (-80MHz) *switch* e do *pinhole* para limpeza do modo espacial. Segue-se um estágio de expansão. Cerca de 120mW de luz (100mW de aprisionamento e 20mW de rebombeio) são inseridos na região da segunda armadilha.

3.2.3 Laser 3 - aprisionamento MOT 1

O laser de aprisionamento do primeiro MOT (Toptica - DLX110L) é dos três o de configuração mais simples. Ele é travado no mesmo ponto do anterior, mas com um AOM que faz com que a frequência que sai do laser já seja a de aprisionamento. A luz é enviada ao ponto onde é sobreposta à luz de rebombeio e em seguida sofre expansão, sendo ambos enviados à região do primeiro MOT.

Diversos obturadores eletro-mecânicos são estrategicamente posicionados no caminho dos feixes bem como barreiras para luz espalhada. Além disso, os pontos onde os feixes entram na região da armadilha, também isolada da luz espalhada e/ou ambiente, são fechados quando a luz não é mais necessária. O fechamento é feito por barreiras acopladas a motores de passo.

Com todas as frequências disponíveis podemos agora tratar do aprisionamento magneto-óptico e da transferência dos átomos entre as duas armadilhas.

3.3 Armadilha Magneto-Óptica

A idéia geral por trás do funcionamento de armadilhas magneto-ópticas (MOT, do inglês *Magneto Optical Trap*) é simples e baseia-se na idéia de que a luz faz força pela transferência de momentum em um ciclo de absorção-emissão de um fóton por um átomo, a chamada força de pressão de radiação [44,45].

A maneira mais simples de entender seu funcionamento é supor um átomo parado na presença de dois feixes iguais (mesma potência e mesma frequência) mas contrapropagantes. A probabilidade do átomo espalhar um fóton de um feixe ou do outro é igual, resultando em uma força média nula. No entanto, se for possível produzir uma probabilidade de espalhamento de fótons espacialmente dependente, então pode-se fazer com que o átomo interaja mais com um feixe ou com o outro, permitindo que o átomo fique confinado em torno de um ponto do espaço.

Essa condição é satisfeita adicionando-se um campo magnético não homogêneo à configuração de feixes de luz descrita acima e ajustando-se adequadamente as polarizações destes. Uma configuração típica unidimensional de um MOT é mostrada na fig.11. Nessa configuração supomos um átomo de dois níveis, com estado fundamental $J = 0$ e estado excitado $J = 1$ de forma que o campo magnético abre sua degenerescência Zeeman em $m_J = -1, 0, +1$. Supusemos ainda um campo magnético linear, do tipo $\vec{B} = Ax\hat{x}$ e que os feixes de luz são dessintonizados para o vermelho da transição $J = 0 \rightarrow J = 1$ e têm polarizações circulares e opostas como mostrado na figura. A polarização $\sigma^{+(-)}$ acopla o estado $m_J = 0 \rightarrow m_J = +1(-1)$

Nessa situação, um átomo à direita do ponto de zero do campo magnético espalha mais fótons do feixe que vem da sua direita e, quando à esquerda do ponto central, espalha mais fótons do feixe que vem da esquerda. Essa configuração gera, naturalmente, uma força restauradora direcionada para o centro de simetria do potencial além de uma força viscosa que resfria os átomos. De fato, mesmo sem o campo magnético, ainda a força viscosa está presente, mas não há o confinamento dos átomos. Esse regime é conhecido como melaço óptico. Expandindo-se essa configuração para pares de feixes contrapropagantes nas três direções do espaço, obtém-se uma armadilha magneto-óptica típica.

Figura 11: Esquema unidimensional de uma armadilha magneto-óptica.

Para átomos reais, no entanto, há uma complicação. Por causa do espalhamento não-ressonante de fótons, e da existência de outros estados que não apenas o fundamental $J = 0$, sempre há a possibilidade do átomo cair para um outro estado, saindo de ressonância o feixe laser. Para evitar esse problema, adiciona-se uma outra frequência, chamada de rebombeio, ressonante com o estado de “fuga” e um outro estado superior qualquer que se conecte com o estado original da frequência de aprisionamento. Como já mostrado nas seções anteriores, para o átomo de ^{87}Rb , o laser de aprisionamento é sintonizado a cerca de -20MHz (-3Γ , onde Γ é a largura de linha da transição) da transição $5S^{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 3)$ e o laser de rebombeio é sintonizado ressonante com a transição $5S^{1/2}(F = 1) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 2)$.

Desde sua demonstração experimental [46], MOTs têm sido o principal instrumento de trabalho de amostras ultrafrias de átomos, não só como estágio de pré-resfriamento em experimentos de condensação, mas também no estudo de colisões atômicas, interação luz-matéria, etc.

Em nosso sistema, temos dois MOTs. O primeiro é formado por três feixes independentes retrorefletidos, formando assim os três pares descritos acima. O gradiente de campo magnético é cerca de 20 Gauss/cm . Três pares de bobinas Helmholtz, nas três direções do espaço, contribuem para o posicionamento do MOT com relação ao feixe que empurra os átomos desta câmara para a outra. De fato, todos os parâmetros desta armadilha, tal como o gradiente de campo, o alinhamento dos feixes e sua potência relativa são ajustados de forma a maximizar a

transferência dos átomos de uma armadilha para a outra. Esse processo será descrito na seção a seguir. O segundo MOT é mais delicado e por isso os seis feixes são independentes. Seu alinhamento é finamente ajustado, sua potência é cuidadosamente balanceada e sua polarização também recebe muito mais atenção. As bobinas em configuração Helmholtz, nesse caso, são usadas para zerar ou diminuir campos espúrios na região de aprisionamento. A avaliação desses parâmetros pode ser feita tanto observando-se a transferência dos átomos para a armadilha magnética, como descrito posteriormente, como também desligando-se o campo magnético do MOT e observando-se a expansão dos átomos. Em situação ideal, a nuvem expande-se isotropicamente e um melaço óptico grande e razoavelmente denso toma o lugar do MOT, apesar de nesse caso os átomos não estarem aprisionados. O gradiente de campo utilizado no primeiro MOT é cerca de 12 Gauss/cm

3.4 Transferência de átomos entre dois MOTs

O MOT da primeira câmara de vácuo é melhor definido como um “MOT de sete feixes”, onde o sétimo feixe é o feixe de *push*. A definição se justifica pelas características típicas do feixe que empurra os átomos de uma câmara para a outra: sua intensidade, polarização e frequência são compatíveis com as dos feixes de aprisionamento.

Especificamente, o feixe de *push* é inserido na câmara de vácuo com $800\mu W$ de potência, circularmente polarizado, e levemente focalizado cerca de 1 cm antes da primeira armadilha. A focalização permite que o feixe atinja o primeiro MOT com uma intensidade grande, a fim de empurrar os átomos para a outra armadilha mas chegue na região do segundo MOT (40 cm à frente) com um diâmetro maior e, por conseguinte, menor intensidade, não sendo capaz de perturbá-lo. O alinhamento do primeiro MOT e do feixe de *push* é feito em conjunto de forma a maximizar a transferência de átomos para a segunda armadilha. A fig.12 mostra uma curva de carga típica do primeiro MOT e sua diminuição quando o feixe de *push* é ligado. Tipicamente, quanto mais diminuída a primeira armadilha for, mais átomos estarão sendo retirados. Se o equilíbrio de forças, dos feixes de aprisionamento, do feixe de *push* e dos campos magnéticos for correto, então esses átomos serão entregues na segunda câmara e o segundo MOT carregará

Figura 12: Curva de carga do primeiro MOT mostrando a diminuição devido à ação do feixe de *push*.

adequadamente. Esse equilíbrio é conseguido pelo (des)alinhamento da primeira armadilha. O equilíbrio dos feixes, dos campos de compensação e do campo de aprisionamento, juntamente com os parâmetros do feixe de *push* são otimizados em conjunto tendo como único objetivo a carga máxima do segundo MOT, no menor tempo. Dessa forma, podemos afirmar que desalinhamos a primeira armadilha com o objetivo de alinhar o fluxo de saída dos átomos ao longo do tubo de transferência, na direção do segundo MOT.

Uma curva de carga típica da segunda armadilha é mostrada na fig.13. Veja que cerca de 5×10^8 átomos são aprisionados em cerca de 30s, o que permite estimar uma taxa aproximada de $1 - 2 \times 10^7$ átomos/s entre as duas câmaras. A fig.13 mostra também uma sequência de descarga do segundo MOT quando o feixe de *push* é desligado. Quanto mais longo esse tempo, melhor é o vácuo na região da armadilha, pois as colisões dos átomos aprisionados com os átomos não aprisionados é um dos fatores que força a descarga da armadilha. De fato, o tempo de vida na armadilha magnética será de 2 a 3 vezes o tempo de vida do MOT.

No nosso procedimento usual, o processo de carga permanece ligado por 35s. Cerca de 50ms antes de ligarmos a armadilha magnética, os feixes de *push* e de aprisionamento na pri-

Figura 13: Curvas de carga e descarga típicas do segundo MOT quando o feixe que empurra os átomos é ligado e desligado. O tempo de carga fornece uma estimativa do fluxo médio de átomos transferidos enquanto o tempo de descarga fornece uma avaliação da pressão de fundo da câmara de ultra-alto vácuo.

meira câmara e ainda os campos magnéticos desta são desligados. Cerca de 35ms depois os procedimentos de transferência dos átomos para a armadilha magnética se iniciam. Antes de descrevê-los, no entanto, ainda podemos inferir sobre a velocidade com a qual os átomos são transferidos entre as duas câmaras, se olharmos cuidadosamente a diferença de tempo entre o desligamento do feixe de *push* e o começo da descarga efetiva do segundo MOT, como mostrado na fig.14. De uma conta simples de distância entre as armadilhas e do tempo de voo entre elas, obtemos uma velocidade aproximada de 4 m/s para os átomos em trânsito entre as duas câmaras, o que corresponde ao momentum transferido por cerca de 1000 fótons do feixe de *push* para cada átomo.

3.5 Princípios de aprisionamento magnético

O aprisionamento magnético de átomos neutros só é possível em átomos com momento de dipolo magnético permanente em seu estado fundamental, como é o caso dos átomos alcalinos.

A energia de interação entre um dipolo magnético $\vec{\mu}$ e um campo magnético $\vec{B}$ é dada por

Figura 14: Detalhe do final da carga do segundo MOT mostrando o intervalo $\Delta T \approx 100\text{ms}$ medido entre o desligamento do feixe de *push* e o início do decaimento do sinal. O intervalo medido é identificado como o tempo de trânsito de um átomo de um lado a outro da armadilha.

$V = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$. O momento de dipolo magnético em um átomo alcalino é dado por $\vec{\mu} = \mu_B g_F \vec{F}$, onde $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24} \text{J/T}$ é o magnetón de Bohr, g_F é o fator giromagnético de Landé e $\vec{F}$ é o momento angular atômico total, composto pelos momentos angulares eletrônico $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ e nuclear $\vec{I}$. No caso do átomo de ^{87}Rb , $|\vec{I}| = 3/2$ e, no estado fundamental $5S^{1/2}$, $|\vec{J}| = 1/2$, o que dá origem aos estados hiperfinos $F=1$ e $F=2$. Assim, a energia de um estado hiperfino do estado fundamental do átomo de Rubídio é dada por

$$V_{F,m_F} = -\mu_B g_F m_F |\vec{B}|, \quad (3.1)$$

onde m_F é a projeção do momento angular atômico na direção do campo magnético. Para o estado $F=1$, $g_F = -1/2$ e $m_F = -1, 0, 1$ e para o estado $F=2$, $g_F = 1/2$ e $m_F = -2, -1, 0, 1, 2$. A figura 15 mostra a variação da energia dos estados $|F, m_F\rangle$ como função do campo magnético.

Os estados $|2, 2\rangle, |2, 1\rangle$ e $|1, -1\rangle$ são chamados de *low-field seekers*, pois sua energia cresce com o campo magnético. Esses estados também são os chamados “estados aprisionáveis”, haja vista, num espaço livre de correntes, só ser possível obter configurações com mínimos locais de campo magnético. Esta é uma das limitações intrínsecas às armadilhas puramente magnéticas:

Figura 15: Dependência dos subníveis magnéticos do estado $5S^{1/2}(F=2)$ com o campo magnético.

nem todo estado é aprisionável. Assim, para transferir uma fração considerável de átomos do MOT para a armadilha magnética é necessário um processo que deixe a amostra spin-polarizada.

Veja ainda que, para campos máximos típicos produzidos em laboratório ($\approx 100\text{Gauss}$), a barreira de potencial ainda é baixa para o aprisionamento dos átomos, permitindo apenas o confinamento de átomos com temperaturas menores que 1mK . Além das restrições do processo de evaporação à altas temperaturas iniciais, a armadilha magnética também não permite o aprisionamento de átomos sem o devido pré-resfriamento realizado em um MOT.

Nas seções a seguir indicamos os processos que levam à uma eficiente transferência dos átomos do MOT para a armadilha magnética. Antes, contudo, descrevemos a técnica de diagnóstico usada tanto na avaliação da eficiência desses processos como na observação da condensação.

3.6 Diagnóstico - Imagens de absorção

A principal maneira de observação de átomos frios é através de imagens. Três técnicas básicas são utilizadas: imagens por contraste de fase [47], por fluorescência e por absorção.

No primeiro caso, luz não-ressonante é utilizada e os átomos são observados não-destrutivamente. A deformação da frente de onda do feixe de imagem é o parâmetro observado e esta deformação é devida à nuvem aprisionada de átomos frios. Por ser uma técnica que não se utiliza da interação da luz com estados internos dos átomos, ela pode ser utilizada para observação *in-situ* da nuvem atômica, ou seja, com os átomos ainda confinados no potencial. As técnicas de fluorescência e absorção, ao contrário, utilizam-se de feixes ressonantes à uma transição atômica. Entretanto, devido ao deslocamento espacialmente dependente dos níveis energéticos dos átomos aprisionados (deslocamento Zeeman para armadilha magnética e Stark para armadilha óptica), imagens *in-situ* não são de fácil interpretação, a menos que o potencial confinante seja exatamente conhecido e seu efeito seja considerado [34].

Para evitar esse tipo de efeito os átomos são liberados da armadilha e observados em expansão livre. O tempo entre o desligamento da armadilha e a observação dos átomos, que varia tipicamente de alguns milissegundos até dezenas de milissegundos, chama-se “tempo de voo” e dá nome à técnica, chamada TOF(*Time-of-Flight*).

A imagem por fluorescência consiste em iluminar os átomos com um pulso de luz e recolher em uma câmera CCD a luz espalhada. Usualmente, esta técnica é bem sucedida para amostras com grande número de átomos ($N > 10^7$), restringindo seu uso a nuvens não condensadas ou a nuvens condensadas muito grandes [48]. Para nuvens condensadas típicas ($N \approx 10^5$), o sinal é baixo.

A imagem de absorção é complementar à de fluorescência. Ao invés de observar a luz espalhada pelos átomos, observamos a “sombra” dos átomos em um feixe de prova. A “ausência de fótons” no feixe proporciona as informações relevantes sobre a nuvem atômica.

A imagem de absorção na prática não corresponde a uma única imagem, mas a três imagens combinadas. A primeira consiste na imagem do feixe de prova que atravessa a nuvem atômica.

Figura 16: Esquema de obtenção da imagem de absorção normalizada a partir de três imagens independentes: do feixe de prova passando pelos átomos, do feixe apenas e da luz de fundo. A terceira é subtraída das duas primeiras e os resultados são divididos um pelo outro.

A sombra dos átomos usualmente pode ser vista impressa sobre o feixe. Em seguida, uma imagem apenas do feixe de prova é tomada. Finalmente, a câmera CCD coleta a luz de fundo (“dark image”) presente. As duas primeiras imagens são subtraídas da terceira e a imagem resultante que contém a sombra dos átomos é dividida pela que não contém. O resultado é uma imagem normalizada, com intensidade unitária onde não há átomos e menor que a unidade onde houve absorção de luz pela presença dos átomos. A fig. 16 ilustra o processo.

A partir da imagem de absorção normalizada é possível obter diversas informações sobre a nuvem atômica. Primeiramente a temperatura (T) da nuvem. A partir da relação entre energia cinética e temperatura,

$$\frac{1}{2}k_B T = \frac{1}{2}mv^2, \quad (3.2)$$

onde m é a massa dos átomos e v sua velocidade, podemos escrever

$$T = \frac{m\omega^2}{k_B(tof)^2}, \quad (3.3)$$

onde ω é o raio da nuvem atômica após um tempo de expansão livre tof , desde que a nuvem seja suficientemente grande para que ω seja muito maior que seu valor original, com os átomos dentro da armadilha. O raio da nuvem pode ser medido diretamente da imagem uma vez conhecido o tamanho do *pixel* (unidade básica constituinte da CCD) e a magnificação dada pelo arranjo óptico.

O número de átomos presentes na nuvem também pode ser obtido. Para isso definimos

$$N = \int n(x, y, z) dx dy dz, \quad (3.4)$$

onde $n(x, y, z)$ é a distribuição de densidade da nuvem atômica.

Em primeira aproximação (Lei de Beer), a intensidade I de um feixe de prova que caminha ao longo da direção z através de um meio absorssivo é dada por

$$I = I_0 e^{-\sigma \int n(x,y,z) dz}, \quad (3.5)$$

onde σ é a seção de choque de absorção de fótons e I_0 a intensidade inicial do feixe. Assim,

$$\int n(x, y, z) dz = -\frac{1}{\sigma} \ln \frac{I}{I_0}. \quad (3.6)$$

Mas veja que $\frac{I}{I_0}$ é justamente a quantidade medida nas imagens de absorção. A imagem normalizada obtida é, na verdade, um arranjo bidimensional de *pixels* onde a intensidade (I_{ij}) medida em cada pixel é equivalente a $\frac{I}{I_0}$. Assim, se somarmos a eq.(3.6) sobre todos os pixels da imagem teremos uma equação equivalente à eq.(3.4),

$$N = -\frac{1}{\sigma} \sum_{i,j} \ln I_{ij}. \quad (3.7)$$

Para os cálculos de número de átomos ao longo desse trabalho usamos $\sigma = 1.3 \times 10^{-9} \text{cm}^2$, que é a seção de choque de absorção ^{87}Rb para luz não-polarizada. Isso é feito por que, apesar de o feixe de prova ser circularmente polarizado (o que faria σ mais que dobrar), não sabemos a exata configuração de campo na posição da amostra na direção de propagação do feixe, não garantindo assim que os átomos vejam o feixe com a polarização correta. Isso evita que o número de átomos seja sobreestimado ou subestimado.

De fato, a quantidade

$$\sigma \int n(x, y, z) dz = -\ln \frac{I}{I_0} \quad (3.8)$$

é chamada de densidade óptica do sistema e pode-se mostrar que é proporcional à taxa de colisão elástica entre os átomos. Durante o resfriamento evaporativo é a taxa de colisão que deve ser mantida constante ou crescente para que o processo seja bem sucedido e, na verdade,

Figura 17: Esquema simplificado do sistema de imagens. O foco da primeira lente é igual à sua distância aos átomos e o foco da segunda lente é igual à sua distância à CCD. A distância entre as lentes é a soma das distâncias focais.

é assim que a evaporação é otimizada.

3.6.1 O sistema de imagem

Uma visão geral do sistema de imagens é mostrado na fig.17. A câmera CCD utilizada (Cooke corp. - PixelFly QE) é uma câmera de baixo-custo, com sensor de 1392×1024 pixels ($6.45 \times 6.45 \mu m^2$) e baixo ruído.

O feixe de imagem sai de uma fibra óptica com cerca de $300 \mu W$ de potência total e é colimado com cerca de 8 mm de diâmetro. O feixe é superposto ao feixe de MOT em um dos braços do plano em um cubo polarizador e alinhado na posição da armadilha magnética. Após passar pelos átomos o feixe é desviado do caminho do MOT por um outro cubo polarizador exclusivamente colocado com esse objetivo. Um sistema de lentes dá uma magnificação de 1.4X na imagem. Esse sistema de imagens é semelhante ao esquema $4f$, onde o foco da primeira lente é equivalente à sua distância aos átomos e o foco da segunda equivale à sua distância à câmera, mas com magnificação maior que a unidade. Nesse esquema, apenas a imagem do átomos é focalizada na CCD. Qualquer luz espúria presente é defocalizada, contribuindo muito pouco no ruído da imagem.

O pulso de imagem tem $100 \mu s$ de duração e é sintonizado ressonante à transição $5S^{1/2}(F =$

Figura 18: Espectroscopia de átomos ultrafrios em expansão livre na transição $5S^{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 3)$. O número de átomos, normalizado pelo maior valor medido, é mostrado como função da frequência de prova a partir de uma referência arbitrária próxima à ressonância. O ajuste Lorentziano fornece largura $\omega = 5.62 \pm 0.75 \text{ MHz}$, compatível com o valor normalmente aceito de 6 MHz .

$2) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 3)$. A sintonia é feita inicialmente combinando-se as frequências dos AOMs que geram a luz de prova. A sintonia fina, no entanto, é feita pela observação direta dos átomos em expansão livre. O procedimento equivale a uma espectroscopia de ultra-alta resolução, haja vista os átomos frios terem o alargamento Doppler extremamente reduzido. Variando-se a frequência de prova observa-se a absorção da nuvem como função da frequência. O número de átomos calculado em cada imagem como função da frequência Eq.(3.7) é graficado e o que se observa é um perfil Lorentziano com largura de $\approx 6 \text{ MHz}$, compatível com a largura da transição observada. O pico da curva é a frequência de ressonância exata. Uma das medidas realizadas em uma nuvem após 5ms de expansão livre, com o número de átomos normalizado pelo maior valor medido, é mostrada na fig.18.

Outro procedimento de importância no ajuste do sistema de imagem é a focalização correta da nuvem na câmera CCD. Caso a imagem da nuvem esteja defocalizada, então todas as grandezas medidas que dependem de alguma forma do tamanho da nuvem (temperatura e densidade, por exemplo) tem sua acurácia diminuída.

O procedimento de focalização da nuvem faz uso de um fenômeno inerente a nuvens muito densas de átomos frios: o efeito lente. Devido à grande densidade de nuvens de átomos frios

condensadas, ou próximas à condensação, um feixe de prova mesmo que levemente dessintonizado é desviado pela nuvem atômica assim como numa lente. Isso faz com que a imagem dos átomos seja distorcida da real. Essa distorção é anulada (ou pelo menos muito reduzida) para feixes exatamente ressonantes ou quando a imagem da sombra dos átomos é exatamente focalizada na CCD. Assim, para fazer a focalização, dessintonizamos o laser de prova para o vermelho ou azul da transição e observamos a imagem dos átomos distorcida na CCD. Movendo uma das lentes do sistema óptico e/ou a própria câmera CCD, minimizamos as distorções. A imagem estará assim focalizada na CCD.

Um esquema simplificado do efeito lente e sua consequência na medida é mostrado na fig.19. Quando o laser de prova é dessintonizado para o azul da transição a nuvem atômica (representada pela bola cinza na imagem) age como uma lente divergente. Assim, luz que passou através da nuvem é desviada para fora da região de sombra efetiva. A consequência direta desse efeito é o aumento da densidade óptica da nuvem (menos luz na região de sombra) e a observação de um anel ao redor da nuvem onde há mais luz do que deveria, gerando uma medida de densidade óptica negativa no plano de imagem (indicado na figura). No caso de dessintonia negativa, o efeito lente se inverte e luz é desviada pela nuvem para o centro da região de sombra. Isso faz com que surja uma região de menor densidade óptica no centro da nuvem, caracterizada por um “buraco” na distribuição de densidade.

Finalmente, a calibração da magnificação do sistema óptico é feita pela observação da posição da nuvem em queda livre como função do tempo de voo. As posições na câmera são ajustadas pela expressão de queda livre usual com um fator de escala no termo da gravidade. O fator de escala obtido do ajuste dá a magnificação efetiva do sistema óptico.

3.7 Transferência de átomos do MOT para a armadilha magnética

A armadilha magneto-óptica é uma armadilha robusta que permite acumular um grande número de átomos. O mesmo se aplica à armadilha magnética. Adicionalmente, um grande número de átomos na armadilha magnética é essencial para o sucesso do resfriamento evapora-

Figura 19: Esquema do efeito lente de um condensado em um feixe de prova para um feixe dessintonizado para o azul e para o vermelho da transição e ainda os perfis real e distorcido em ambos os casos.

tivo. Dessa forma, é de extrema importância uma boa eficiência de transferência dos átomos do MOT para armadilha magnética. Na verdade, esse talvez seja, do ponto de vista da sequência temporal do experimento, o momento mais crítico. Se essa fase for bem sucedida, então o resfriamento evaporativo e a subsequente observação da condensação tornam-se uma questão de tempo.

A dificuldade aqui reside no fato de que MOT e armadilha magnética tem volumes de captura muito diferentes. Além disso, o MOT, devido a desbalanços de potência, polarização ou mesmo alinhamento pode apresentar uma conformação espacial bastante diferente da conformação da armadilha magnética. Ainda suas posições espaciais podem diferir e mesmo que essa diferença seja pequena isso pode ser o fator determinante para uma carga (in)eficiente da armadilha magnética. Basicamente, esses fatores todos podem ser agrupados na necessidade de haver um bom *mode-matching* entre as duas armadilhas. Em linhas gerais, se essa condição não é satisfeita, há uma grande perda de átomos e/ou um aquecimento desnecessário dos átomos aprisionados pelo campo magnético. Além disso, como já enfatizamos anteriormente, a armadilha magnética apenas aprisiona estados de *spin* específicos, fazendo-se necessário um estágio de polarização da amostra. Adicionalmente, nenhuma luz pode estar presente durante a fase de aprisionamento magnético, pois pode induzir perdas, em contraste com a fase do MOT, onde a luz é quem gera o confinamento. Isso requer um rápido desligamento da luz do MOT e posterior bloqueio de qualquer luz espalhada dentro de alguns milissegundos, o quê é conseguido em nosso sistema através dos moduladores acusto-ópticos e obturadores eletro-mecânicos.

Para alcançar um bom *mode-matching* entre as armadilhas, um procedimento estático e três dinâmicos são realizados. O primeiro, estático, consiste em observar a carga da armadilha magnética e alterar ligeiramente o balanço dos feixes de aprisionamento, achando um compromisso entre a carga do MOT e a transferência para a armadilha magnética, pelo alinhamento espacial entre as duas armadilhas. Na verdade, esse procedimento pode ser dinâmico também, desde que seja possível alterar rapidamente o balanço dos feixes após a carga do MOT e antes do desligamento total da luz. Em nosso sistema esse procedimento se mostrou desnecessário apesar de no período de algumas semanas sempre haver a necessidade de pequenos ajustes nos balanços dos feixes. Uma diferença no ângulo da lâmina de meia-onda de apenas $\approx 1^\circ$ é capaz de inviabilizar

o processo de resfriamento evaporativo, devido à variação da eficiência de transferência dos átomos entre as armadilhas, associada a esse processo.

Os procedimentos dinâmicos são sumarizados a seguir.

3.7.1 Compressão do MOT e resfriamento sub-Doppler

Para ajustar o volume das armadilhas o MOT é comprimido durante 9ms. Para isso, a frequência do laser de aprisionamento é alterada dos $\Delta = -20\text{MHz}$ originais para $\Delta = -60\text{MHz}$ e sua potência para cerca de 1/5 do valor inicial, diminuindo fortemente a taxa de espalhamento de fótons e fazendo com que os átomos acumulem-se no centro da armadilha. Isso se deve pelo campo do próprio MOT mas também pela diminuição da taxa de espalhamento secundário de fótons que é um dos principais fatores limitantes da densidade de armadilhas magneto-ópticas. O controle de frequência no nosso experimento pode ser feito com boa precisão, mas devido a limitações do AOM que faz a varredura de frequência, a potência do feixe cai por perda de eficiência do próprio AOM.

Logo em seguida o campo do MOT é desligado e os átomos são submetidos ao resfriamento sub-Doppler por 4ms. Devido ao tempo que o campo leva para ser desligado em nosso sistema ($\approx 1\text{ms}$) o resfriamento sub-Doppler puro só acontece durante 3ms. Estimamos que ao fim dessa fase, os átomos alcancem temperaturas da ordem de $50\mu\text{K}$ ou menos.

3.7.2 Bombeamento óptico

Após o resfriamento sub-Doppler, procede-se o bombeamento dos átomos para o estado aprisionável $|2, 2\rangle$. O bombeamento acontece em duas partes, chamadas bombeamento fino e hiperfino.

Na primeira parte, a luz, ainda ligada para o resfriamento sub-Doppler, é desligada em duas etapas: primeiramente o laser de aprisionamento e em seguida (1ms depois) o laser de rebombeio. Isso faz com que os átomos acumulem-se preferencialmente no estado hiperfino $F = 2$. Concomitantemente, um campo magnético homogêneo de cerca de 1 Gauss na direção da gravidade é aplicado, usando-se para isso as bobinas de compensação de campo do MOT.

Figura 20: Esquema de bombeamento óptico dos átomos para o estado $|2, 2\rangle$ mostrando a abertura da degenerescência Zeeman pelo campo magnético aplicado e a “escalada” dos átomos ao longo dos subníveis Zeeman.

Esse campo cria um eixo de quantização e abre a degenerescência dos subníveis Zeeman para o pulso de bombeamento óptico que vem a seguir. Esse pulso é circularmente polarizado de forma a promover transições do tipo $m_F \rightarrow m_{F+1}$. Como já descrito, duas frequências estão presentes: $5S^{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 2)$ e $5S^{1/2}(F = 1) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 2)$. Dessa forma, os átomos “escalam” os subníveis Zeeman, como ilustrado na fig.20, acumulando-se preferencialmente em $|2, 2\rangle$. A fim de obter máxima eficiência, a luz na frequência $5S^{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 2)$ é desligada um pouco antes da luz em $5S^{1/2}(F = 1) \rightarrow 5P^{3/2}(F = 2)$. A primeira permanece ligada por $60\mu s$ e a segunda por $90\mu s$. Tanto a intensidade dos feixes ($1.7mW$ para $F = 2 \rightarrow F' = 2$ e $1mW$ para $F = 1 \rightarrow F' = 2$) como os tempos de pulso são otimizados observando-se a nuvem aprisionada. Estimamos que mais de 90% dos átomos são efetivamente bombeados para o estado $|2, 2\rangle$. A fração remanescente distribui-se entre os outros estados Zeeman.

3.8 Aprisionamento magnético

Uma vez que tenhamos os átomos resfriados e polarizados, as bobinas do MOT são re-ligadas, agora com 9A, gerando um campo magnético do tipo quadrupolo esférico, com um gradiente de 60 Gauss/cm, confinando novamente a nuvem atômica. A corrente das bobinas é então aumentada para 25A em 500ms de forma a aquecer minimamente os átomos aprisionados, formando uma armadilha com gradiente radial de 165 Gauss/cm. Nesse estágio, toda luz é

barrada, pois pode induzir transições de spin nos átomos para estados não-aprisionáveis.

O campo de quadrupolo, assim como o campo do MOT, é linear em todas as direções,

$$\vec{B}(x, y, z) = Ax\hat{x} + Ay\hat{y} - 2Az\hat{z}, \quad (3.9)$$

com um ponto central nulo. Na verdade, esse potencial é ainda melhor que o harmônico para a observação de condensação, já que os átomos acumulam-se ainda mais rapidamente no estado fundamental ($\frac{N_0}{N} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^{9/2}$ - compare com Eqs. 2.8 e 2.17). Outra vantagem inerente a essa configuração é sua simplicidade técnica, pois são necessárias apenas duas bobinas em configuração anti-Helmholtz. No entanto, há uma limitação intrínseca a esse tipo de potencial e, na verdade, a qualquer potencial que possua um ponto de campo nulo, as chamadas transições Majorana.

Átomos aprisionados magneticamente seguem adiabaticamente o campo da armadilha. No entanto, sua capacidade de seguir o campo é proporcional ao próprio valor do campo local, quantificada pela frequência de Larmor ($\omega_L = g_F\mu_B|B|/\hbar$) com a qual os átomos precessam ao redor do campo. Se a direção do campo magnético muda mais rapidamente do que os átomos conseguem acompanhar, então há uma probabilidade de haver uma transição de *spin* para um estado não-aprisionável (transição Majorana). É justamente esse processo que ocorre em armadilhas que possuem pontos de campo nulo, especialmente nos regimes próximos à transição de fase, quando os átomos estão muito frios e acumulam-se nas regiões de baixo campo. O canal de fuga torna-se, então, um impedimento à obtenção da condensação. Na verdade, mesmo armadilhas sem pontos de campo nulo também podem apresentar perdas por transições Majorana, mas elas só são importantes em configurações extremamente confinantes tais como as encontradas em armadilhas em chips [30].

Diversas estratégias foram utilizadas para circundar esse problema. Entre as mais conhecidas e bem sucedidas temos: potenciais que variam no tempo, criando um potencial efetivo visto pelos átomos sem o ponto nulo de campo (TOP trap [49]), armadilhas com um *plug* óptico [5] na região de campo nulo, onde um feixe de luz cria um potencial repulsivo para os átomos em torno do mínimo de campo e armadilha do tipo Ioffe-Pritchard, onde bobinas adici-

Figura 21: Esquema das bobinas de QUIC mostrando a posição da nuvem na configuração final de campo e as principais dimensões relacionadas.

onais modificam a conformação de campo, evitando pontos de campo nulo. Nesse último caso, as configurações mais conhecidas e usadas são da armadilha do tipo *cloverleaf* [50] e do tipo QUIC (*Quadrupole and Ioffe Configuration*) [51]. Esta última configuração é a solução adotada no sistema experimental descrito aqui e que detalhamos a seguir.

3.8.1 QUIC - Configuração de Quadrupolo e Ioffe

Primeiramente proposta por Esslinger *et al.* [51] a configuração do tipo QUIC é uma das mais simples que permitem suprimir o canal de perdas da armadilha de quadrupolo. Para isso, adiciona-se apenas mais uma terceira bobina com eixo perpendicular ao eixo de simetria do quadrupolo, como mostrado esquematicamente na fig.21.

Em linhas gerais, uma vez que os átomos são transferidos para a configuração final da armadilha de quadrupolo, faz-se passar corrente na bobina de Ioffe, aumentando-a continuamente ao longo de 800ms. Inicialmente, o mínimo de campo onde os átomos estão confinados move-se na direção da bobina e um segundo mínimo de campo surge próximo a esta. Aumentando-se mais a corrente os mínimos se aproximam ainda mais até que a barreira entre eles torna-se baixa o suficiente para que os átomos comecem a popular ambos os poços de potencial. Finalmente, próximo ao seu nível de corrente final, os dois mínimos de potencial fundem-se e o mínimo de campo torna-se não-nulo. Em nosso sistema isso acontece para uma corrente na bobina de Ioffe equivalente a 80% da corrente das bobinas de quadrupolo. Nesse estágio os átomos terão se deslocado cerca de 7mm em direção à bobina de Ioffe e o potencial confinante próximo ao

Figura 22: Corte do módulo do campo magnético (proporcional ao potencial confinante) ao longo do eixo-x (eixo da bobina de Ioffe) como função da corrente da bobina de Ioffe e imagens dos átomos deslocando-se no plano xy seguindo a deformação do potencial.

mínimo será harmônico, dado por

$$V_{ext}(x, y, z) = V_0 + \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2), \quad (3.10)$$

onde $V_0 \approx 1\text{Gauss}$ e $\omega_x = 2\pi \times 24\text{Hz}$ e $\omega_y = \omega_z = 2\pi \times 210\text{Hz}$, onde adotamos a direção-x como o eixo de simetria da bobina de Ioffe e a direção-z paralela ao eixo de simetria das bobinas de quadrupolo.

Na fig.22 mostramos um corte do potencial magnético na direção-x (eixo da ioffe) e uma imagem dos átomos no potencial, onde é possível ver claramente o movimento dos átomos acompanhando o mínimo de campo como função do aumento da corrente na bobina de Ioffe. Especificamente esse conjunto de imagens foi feito com o feixe propagando-se ao longo da direção-z.

Neste momento, as condições para iniciar o resfriamento evaporativo estão satisfeitas: cerca de 2×10^8 átomos frios ($T < 100\mu\text{K}$) aprisionados em um potencial magnético harmônico em um ambiente de alto-vácuo. No entanto, antes de iniciar a descrição do processo de evapora-

ção, é conveniente descrever alguns detalhes técnicos do sistema de aprisionamento magnético, controle das correntes e dos campos magnéticos, bem como sumarizar os processos realizados até este ponto.

3.8.2 Bobinas para aprisionamento magnético e controle das correntes e campos magnéticos

Há algumas características essenciais às bobinas e ao controle dos campos magnéticos em experimentos com átomos ultra-frios. Primeiramente, as bobinas devem ser capazes de dissipar centenas de watts quando operadas em correntes máximas. Isso garante estabilidade térmica e mecânica ao sistema. Além disso, a estabilidade da corrente deve ser garantida em todos os níveis pois disso depende toda a estabilidade do campo magnético de aprisionamento. Adicionalmente, para a armadilha do tipo QUIC, a corrente da bobina de Ioffe deve ser passível de regulagem independente das bobinas de quadrupolo para a obtenção da correta conformação dos campos. Finalmente, o desligamento das bobinas deve ser rápido. Por rápido entenda-se que os campos magnéticos devem ser desligados em tempos muito menores que o tempo de oscilação dos átomos na armadilha. Se isso for obtido, então o desligamento pode ser considerado como súbito e o efeito do campo desconsiderado na observação dos átomos em expansão livre. A seguir resumimos nossas soluções e limitações nesses aspectos relativos ao controle dos campos magnéticos e correntes.

O controle da corrente aplicada às bobinas é feito em um circuito como esquematizado na fig. 23. Esse circuito é composto, basicamente, da fonte de corrente, estável em 1 parte em 10^4 segundo manual do fabricante, das bobinas, de elementos semicondutores chamados MOSFET e IGBT e de duas resistências, uma de potência, e outra ultra-estável, chamada *shunt*. Os elementos semicondutores podem ser descritos, de uma maneira simples, como elementos resistivos onde o valor da sua resistência é controlado por uma voltagem externa e que pode variar de infinito a quase zero. Os IGBTs e o MOSFET 1, na prática, funcionam apenas como chaves, ou seja, sua resistência é zero ou infinito no momento adequado. O MOSFET2 funciona como uma resistência variável. Inicialmente, durante todo o estágio de transferência entre MOTs e armadilha de quadrupolo, as únicas mudanças ocorrem na corrente provida pela fonte, que vai

de seu valor de MOT para seu valor de quadrupolo. Durante todo esse tempo o MOSFET 2 e o IGBT 2 tem resistência nula e o MOSFET 1 e o IGBT 1, resistência infinita. Dessa forma, a corrente passa pelas bobinas de quadrupolo mas não pela bobina de Ioffe. A única mudança adicional, durante todo esse tempo, é no momento do resfriamento sub-Doppler e bombeamento óptico, onde os IGBTs 1 e 2 têm suas resistências invertidas: a que é nula torna-se infinita e vice-versa. Dessa forma, a corrente passa pela resistência de carga e não pelas bobinas. A vantagem de usar esses elementos semicondutores é sua velocidade de resposta. A fonte de corrente, por exemplo, não é capaz de desligar sua corrente em menos de 20ms, enquanto com estes conseguimos tempos menores que 1ms. Em seguida ao pulso de bombeamento óptico, novamente os IGBTs são invertidos e a armadilha magnética aprisiona os átomos.

Uma vez com os átomos no quadrupolo, a corrente da fonte é mantida fixa e o MOSFET 1 é aberto, ou seja, sua resistência é feita nula. Como a indutância da Ioffe ainda é muito maior que a da resistência *shunt* apenas uma pequenina fração da corrente passa por ela nesse estágio. Em seguida, a resistência do MOSFET 2 é linearmente aumentada de forma a transferir parte da corrente para a bobina de Ioffe até o nível desejado, onde o campo magnético tem o formato desejado. A resistência *shunt* tem seu papel mais importante nesse estágio: sua tensão é monitorada e realimenta o circuito que controla a tensão sobre os MOSFETs, permitindo que essa tensão mantenha-se estável durante todo o processo.

O desligamento das bobinas para liberar os átomos e observá-los em expansão livre é feito como já descrito acima. As resistências dos IGBTs são invertidas simultaneamente, de forma que toda a corrente que antes passava pelas bobinas passa quase imediatamente pela resistência de carga. Essa resistência é especialmente desenhada para dissipar 1.2 kW tendo uma resistência total de cerca de $1\ \Omega$. Esse valor é escolhido por ser próximo ao valor das resistências das bobinas de quadrupolo e Ioffe quando ligadas em série. Dessa forma, a transferência da corrente de um ramo a outro é otimizada.

A fig.24 mostra os tempos de desligamento dos campos medidos para as bobinas de quadrupolo e para a bobina de Ioffe individualmente. Nosso tempo de desligamento está aquém do ideal ($\approx 100\mu s$) e isso gera alguns efeitos interessantes, como discutido brevemente na seção

Figura 23: Esquema do circuito para controle das correntes das bobinas de aprisionamento magnético.

Figura 24: Medidas do desligamento do campo magnético das bobinas de quadrupolo e Ioffe. As medidas foram feitas separadamente e a constante de tempo do decaimento é $\approx 1ms$.

5.3. Esse tempo não é tão ruim, na verdade, e é provavelmente devido a limitações do circuito de controle mas, principalmente, a correntes parasitas induzidas quando do desligamento das bobinas. Para minimizar esse efeito, o carretel de cada uma das bobinas é cortado em toda a sua extensão, evitando correntes induzidas nestes. No entanto, diversos outros elementos ao redor da armadilha provavelmente contribuem para que estas correntes estejam presentes, limitando o tempo de desligamento sem, no entanto, grandes efeitos nos resultados experimentais.

Por outro lado, um fator importante tem influência direta nas medidas experimentais. A bobina de Ioffe não possui uma refrigeração adequada. Durante a evaporação ela aquece,

resfriando-se quando está desligada. Dessa forma, o fundo do potencial varia lentamente a cada rodada do experimento. Isso faz com que, para as mesmas condições experimentais, os resultados obtidos variem um pouco. Essa variação é especialmente crítica quando da observação da condensação, pois a fração condensada varia então de imagem para imagem. No entanto, como mostraremos nos capítulos a seguir, mesmo convivendo com essa variação, ainda conseguimos produzir resultados interessantes no estudo do condensado.

3.9 Controle e sincronia do experimento

Nesta seção descrevemos brevemente o *hardware* e os programas de controle e aquisição que nos permitem realizar todos os processos descritos até aqui e de outros que ainda serão detalhados.

Toda a interface dos computadores de controle com os equipamentos é feita através de programas desenvolvidos e aprimorados em nosso laboratório, escritos em *LabView*. O programa de imagens faz uso de subrotinas do próprio fabricante para aquisição das três imagens, definindo parâmetros tais como tempo de exposição, modo de disparo, entre outros. Uma placa interna ao computador, do pacote da própria câmera, faz a interface física efetiva do programa com a CCD. Uma vez adquiridas, as imagens são tratadas como descrito na sec.3.6 e a imagem normalizada é mostrada na tela. Da forma como foi concebido, o programa pode ser utilizado com qualquer câmera CCD externamente controlável, sendo necessária apenas a mudança nas subrotinas que controlam especificamente os parâmetros da câmera. Isso o torna extremamente versátil para ser usado em futuras montagens experimentais ou mesmo na ocorrência de quaisquer problemas técnicos com a câmera do experimento. Diversas outras funções, tais como ajuste dos perfis de densidade atômica, cálculo do número de átomos, temperatura, entre outros estão disponíveis ao usuário para avaliação prévia das medidas. A tela principal do programa de imagens é mostrada na fig.25.

O programa de controle é um pouco mais elaborado. Há dois tipos de sinais que podem ser gerados: digitais e analógicos. O primeiro é do tipo liga/desliga e é apropriado para obturadores, AOMs com função de chave, *trigger* de pulsos, como o de imagem ou o de bombeamento

Figura 25: Tela principal do programa de imagem.

óptico. Os sinais analógicos podem ser variados de -10V a 10V, permitindo assim o controle de vários equipamentos, como a fonte de corrente, a bobina de Ioffe, a frequência e potência dos lasers, via AOMs, entre tantos outros. A interface entre esses sinais e o computador é feita por duas placas internas ao computador (National Instruments 6025E e 6713). As placas têm uma memória interna que é preenchida pelos sinais gerados pelo programa de controle. Esses sinais são descarregados sequencialmente independentemente de qualquer outro processo realizado pelo computador. Isso evita atrasos entre os sinais, comuns quando o sistema operacional é o responsável pelo gerenciamento destes. A resolução temporal dos sinais é de $100\mu s$, também determinada internamente pelas placas. Para sinais mais rápidos ou que necessitam resolução maior, como é o caso dos pulsos de imagem e bombeamento óptico, usamos geradores de pulso (Stanford - SR565) apenas disparados por sinais digitais.

A programação dos geradores de pulso é feita via interface GPIB, também através do computador. Assim também é feita a evaporação, com a varredura completa carregada diretamente no gerador de RF e disparada externamente, garantindo a reproducibilidade do experimento. É o processo de resfriamento evaporativo que descrevemos nas seções a seguir.

3.10 Resfriamento evaporativo

O resfriamento evaporativo de uma amostra atômica aprisionada consiste na retirada seletiva de átomos mais quentes da distribuição atômica de velocidades a uma dada temperatura T e na subsequente retermalização dos átomos remanescentes a uma temperatura mais baixa $T' < T$, como esquematizado na fig.26. A repetição contínua desse processo permite produzir amostras a temperaturas muito reduzidas [52, 53]. A limitação intrínseca ao resfriamento evaporativo é que os átomos permaneçam tempo suficiente na armadilha para que a retermalização ocorra. Definem esse tempo de evaporação/retermalização: (i) a taxa de colisões elásticas dentro da amostra, pois são essas colisões que redistribuem a energia e (ii) a taxa de colisão com átomos térmicos (não-aprisionados), pois estas retiram átomos da amostra indevidamente. Na verdade, a taxa de colisões elásticas deve se manter mesmo com a diminuição do número de átomos aprisionados. Isso só é possível se a densidade da amostra também crescer à medida que a evaporação avança. De fato, o que define o ponto inicial do resfriamento evaporativo e sua taxa de evolução são a temperatura e densidade iniciais da amostra atômica e como essas grandezas evoluem à medida que o resfriamento avança.

A retirada seletiva dos átomos mais quentes em armadilhas magnéticas baseia-se no comportamento da energia dos seus subníveis Zeeman com o campo magnético, como mostrado na fig.15. Átomos mais quentes alcançam valores de campo mais altos no potencial magnético e, por conseguinte, a separação energética entre dois estados vizinhos m_F e $m_{F\pm 1}$ é maior. A separação é tipicamente da ordem de 10 a 20MHz para os átomos mais energéticos de amostras típicas de átomos frios antes da evaporação e diminui com o campo magnético. Assim, se aplicarmos rádio-frequência (RF) com essa energia aos átomos aprisionados, induziremos transições de spin do tipo $m_F \rightarrow m_{F-1}$, levando os átomos de um estado aprisionável para outro não-aprisionável. Diminuindo continuamente a frequência da radiação aplicada acessaremos átomos cada vez mais frios e, se a retermalização acompanhar a taxa de varredura da RF, então produziremos amostras cada vez mais frias e densas. Esquematicamente, a fig.27 mostra os níveis de energia de um átomo de Rubídio em um campo magnético harmônico em uma dimensão e como um átomo no estado $|2, 2\rangle$ (aprisionável) é lançado nos estados mais baixos

Figura 26: Ilustração do processo de resfriamento evaporativo: (a) distribuição original de velocidades a temperatura T_1 , (b) retirada seletiva de partículas com velocidades acima de um certo valor crítico e (c) retermalização da distribuição em uma temperatura $T_2 < T_1$.

(não-aprisionáveis) e ejetado da armadilha.

No sistema experimental descrito aqui a RF é aplicada por meio de pequena bobina, feita em fio de cobre ($\phi = 0.7mm$) e com apenas duas voltas, posicionada entre uma das bobinas de quadrupolo da armadilha magnética e a célula de vácuo. A RF é produzida por um gerador de onda (Stanford DS345) acoplado diretamente a essa bobina com apenas uma resistência de 50Ω em série com o circuito. A eficiência no acoplamento da RF gerada com a bobina é avaliada adicionando-se um acoplador direcional ao circuito e medindo-se a reflexão de RF da bobina. A fig.28 mostra que temos uma baixa reflexão da bobina (e consequente bom acoplamento RF-bobina) em toda a faixa de interesse.

A avaliação da eficiência da evaporação é feita pela observação da evolução das imagens de absorção dos átomos frios em expansão livre. Com o objetivo de otimizar o processo ao máximo, a varredura de RF é dividida em segmentos de varredura linear, dos quais podemos controlar o valor inicial, final, taxa de varredura e potência de RF aplicada durante aquele segmento. Uma vez otimizado um segmento, outro é adicionado à varredura, iniciando-se na

Figura 27: Potencial harmônico magnético como visto por um átomo nos mais diversos subníveis Zeeman m_F do estado $|2, m_F\rangle$ e representação pictórica da aplicação de RF ressonante a uma determinada posição do potencial, induzindo a transição entre os subníveis, transformando estados aprisionáveis em não-aprisionáveis.

Figura 28: Reflexão da antena de RF como função da frequência mostrando o melhor acoplamento RF-antena com um resistor de 50Ω em série no circuito. O resultado garante homogeneidade da potência de RF aplicada aos átomos durante o processo de evaporação.

freqüência final do anterior. Usualmente, a taxa de varredura é diminuída a cada segmento adicionado, permitindo aos átomos cada vez mais tempo de retermalização. São adicionados segmentos até atingirmos freqüências da ordem da separação energética dos estados de átomos no fundo do potencial ($\approx 1.6\text{MHz}$ para $B_0 \approx 1\text{Gauss}$). Finalmente, um pequeno deslocamento é adicionado (ou subtraído) à curva para o ajuste fino das freqüências finais. Esse deslocamento ($\pm 10\text{KHz}$) não altera a eficiência dos segmentos iniciais, mas faz toda a diferença na sintonia fina da freqüência final, haja vista a diferença energética entre uma amostra logo acima da temperatura de transição e o condensado puro e subsequente evaporação de todos os átomos para fora da armadilha ser de apenas $\approx 30\text{KHz}$.

Uma seqüência de resfriamento evaporativo otimizada que permite a manutenção ou mesmo o crescimento da taxa de colisões elásticas e o aumento da densidade do espaço de fases até a degenerescência quântica é chamada de resfriamento evaporativo auto-sustentado. Apesar de a densidade no espaço de fases ser o parâmetro fundamental de controle na busca da observação da condensação, há regimes, como mostramos a seguir, onde a densidade no espaço de fases cresce mas a taxa de colisões elásticas decai, fazendo com que a evaporação deixe de ser eficiente e o sistema não atinja a condensação.

Como mostramos na Eq.2.16, a densidade no espaço de fases (ρ_{ps}) em um potencial harmônico é proporcional a $\rho_{ps} \propto \frac{N}{T^3}$. A taxa de colisão elástica (γ_{el}), por sua vez, é proporcional a $\gamma_{el} \propto \frac{N}{T}$, haja vista que $\gamma_{el} = n\sigma_{el}\langle v \rangle$ e a densidade (n) e a velocidade média ($\langle v \rangle$) das partículas no potencial harmônico são $n \propto NT^{-3/2}$ e $\langle v \rangle \propto T^{1/2}$, onde σ_{el} é a seção de choque de colisão elástica. Assim, para avaliar a eficiência da evaporação, o parâmetro a ser monitorado é a taxa de colisões elásticas.

Isso pode ser feito diretamente nas imagens de absorção dos átomos em expansão, observando-se a densidade óptica de pico da amostra (OD_{pk}). Lembre-se (Eq.3.8) que

$$OD = \sigma \int n(x, y, z) dz \quad (3.11)$$

e que

$$N = \int n(x, y, z) dx dy dz. \quad (3.12)$$

Supondo que a nuvem expande isotropicamente com perfil gaussiano de largura ω podemos escrever

$$n(x, y, z) = n_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{2\omega^2}\right). \quad (3.13)$$

Então a densidade óptica de pico (tomada no centro da nuvem, em $x = y = 0$) será dada por

$$OD_{pk} = \frac{\sigma N}{2\pi\omega^2}. \quad (3.14)$$

Mas para tempos de expansão (t) suficientemente longos tal que a nuvem seja muito maior que seu tamanho original teremos

$$\omega = vt = \sqrt{\frac{k_B T}{m}} t, \quad (3.15)$$

onde m é a massa do átomo, T a temperatura da amostra e k_B a constante de Boltzmann.

Assim,

$$OD_{pk} = \frac{\sigma m}{2\pi k_B t^2} \frac{N}{T} \propto \gamma_{el}. \quad (3.16)$$

Em conclusão, monitoramos N e T para otimizar o resfriamento evaporativo.

Figura 29: Rampa de evaporação usada no experimento constituída por 5 segmentos de reta, delimitados pelos quadrados fechados. Os círculos abertos representam os pontos medidos na avaliação da eficiência de evaporação.

A varredura otimizada para as condições do nosso sistema experimental consiste de 5 segmentos de reta, todos com potência máxima de RF fornecida pelo gerador (10 Vpp), com o primeiro iniciando-se em 16MHz e terminando em 7.5MHz após 6s. A varredura completa pode ser vista na fig.(29). Para os primeiros segmentos, quando a nuvem ainda é muito quente para avaliarmos a temperatura T em tempos de expansão suficientemente longos, apenas nos guiamos pela absorção central da nuvem. Avaliamos N e T para os segmentos finais da evaporação (pontos mostrados em vermelho na fig.(29)) em imagens de absorção após 10ms de expansão livre. Algumas dessas imagens são mostradas na fig.(30), juntamente com o número de átomos calculado a partir da Eq.(3.7), temperatura, via Eq.(3.3), densidade óptica de pico, Eq.(3.16), densidade de pico no espaço real e no espaço de fases.

Veja que a densidade no espaço de fases aumenta mais de 5 ordens de grandeza apenas nesse estágio final da evaporação e supera 2.612 na última imagem, indicando a presença de um condensado de Bose-Einstein na amostra, resultado da obtenção de degenerescência quântica. Na fig.(31) graficamos $\log(N) \times \log(T)$ e observamos que $N \propto T^{0.73 \pm 0.04}$ indicando que o resfriamento evaporativo é auto sustentado. A linha que divide os regimes clássico e quântico é dada pela Eq.(2.16). Esse conjunto de medidas indica que a transição ocorre a cerca de 160nK com 7×10^5 átomos na amostra. Evaporando um pouco mais, obtemos condensados puros com cerca de 2×10^5 átomos no estado fundamental do potencial. No próximo capítulo fazemos uma descrição e caracterização mais detalhada do condensado e de suas características fundamentais.

Figura 30: Evolução da temperatura e do número de átomos na armadilha mostrando o regime de evaporação auto-sustentada e o cruzamento da linha que delimita os regimes clássico e quântico.

Figura 31: Evolução da temperatura e do número de átomos na armadilha mostrando o regime de evaporação auto-sustentada e o cruzamento da linha que delimita os regimes clássico e quântico.

4 *Caracterização do condensado de Bose-Einstein*

A observação da densidade no espaço de fases maior que a densidade crítica 2.612 é prova irrefutável da obtenção da degenerescência quântica na amostra atômica. No entanto, há algumas outras evidências da presença de BEC na amostra. Neste capítulo discutimos algumas dessas evidências bem como fazemos a caracterização da nossa amostra.

4.1 Distribuição espacial bimodal

A primeira e, com certeza, a mais conhecida evidência de BEC é a mudança na distribuição atômica de densidade, de uma distribuição gaussiana característica da nuvem clássica para uma distribuição bimodal, fruto da mistura das nuvens clássica e quântica.

A nuvem parcialmente condensada apresenta duas distribuições de densidade espacialmente sobrepostas. Uma é gaussiana, mais alargada e correspondente aos átomos não-condensados. A segunda, mais estreita, corresponde ao perfil de Thomas-Fermi (eq. 2.27) e à função de onda do estado fundamental do potencial confinante.

Na Fig.32 mostramos a evolução do perfil de densidade como função da frequência final de evaporação. Veja que, enquanto o primeiro perfil é bem ajustado por uma gaussiana, o último, onde há um condensado quase puro, é ajustado por uma parábola invertida, uma clara assinatura do perfil de Thomas-Fermi, o inverso do potencial confinante. Nos perfis intermediários há uma mistura das fases condensada e não-condensada, de forma que o ajuste é feito por uma distribuição bimodal produto da mistura de uma gaussiana com um parabolóide invertido. O perfil bimodal tridimensional e o perfil integrado, que é o efetivamente medido, são dados por

$$n(x, y, z) = n_{cl} \exp \left\{ -\frac{x^2 + z^2}{2\omega_1^2} - \frac{y^2}{2\omega_2^2} \right\} + n_{qt} \left(1 - \frac{x^2 + z^2}{R_1^2} - \frac{y^2}{R_2^2} \right) \Theta \left(1 - \frac{x^2 + z^2}{R_1^2} - \frac{y^2}{R_2^2} \right) \quad (4.1)$$

e

$$n(x, y) = n_{cl} \sqrt{2\pi} \omega_1 \exp \left\{ -\frac{x^2}{2\omega_1^2} - \frac{y^2}{2\omega_2^2} \right\} + \frac{4}{3} n_{qt} R_1 \left(1 - \frac{x^2}{R_1^2} - \frac{y^2}{R_2^2} \right)^{3/2} \Theta \left(1 - \frac{x^2}{R_1^2} - \frac{y^2}{R_2^2} \right), \quad (4.2)$$

onde $n(x, y) = \int n(x, y, z) dz$, n_{cl} e n_{qt} são as densidades de pico clássica e quântica, $\omega_{1(2)}$ e $R_{1(2)}$ são as larguras gaussianas e raios de Thomas-Fermi em duas das direções da nuvem, supondo uma simetria cilíndrica com eixo de simetria na direção-y, a função Θ é a função degrau. A partir dos valores obtidos nos ajustes dos perfis por essas curvas podemos inferir a densidade das duas componentes, o número de átomos no estado fundamental e nos estados excitados, o tamanho da nuvem condensada e o potencial químico da amostra (eq.2.29). Veja que, a partir de valores típicos de densidade e tamanho da nuvem condensada, podemos estimar sua energia de interação ($\approx 20nK$), a partir da eq.2.31, e sua energia cinética ($\approx 0.6nK$). Dos valores obtidos vemos que a aproximação de Thomas-Fermi se justifica completamente e que toda a dinâmica da nuvem pode ser avaliada partindo-se dessa aproximação. Para efeito de comparação, as energias cinética e de interação da nuvem ultrafria logo antes da transição são estimadas em $\approx 100nK$ e $\approx 3nK$, respectivamente, mostrando um claro domínio da parte cinética neste regime.

4.2 Fração Condensada e Temperatura crítica

A possibilidade de separar espacialmente as nuvens clássica e quântica permite avaliar o parâmetro de ordem da transição, ou seja, a fração de átomos no estado fundamental da armadilha, como definido no cap.2. A Fig.33 mostra a evolução da fração condensada com a temperatura da amostra e um ajuste a partir da expressão 2.17 que fornece a temperatura crítica de $142nK$, compatível com os $160nK$ inferidos a partir dos resultados mostrados na Fig.31.

Figura 32: Evolução do perfil de densidade da nuvem atômica como função da rádio frequência final da sequência de evaporação. O perfil muda claramente de uma distribuição gaussiana para uma distribuição com perfil de Thomas-Fermi, uma parábola invertida, passando pela distribuição bimodal característica da obtenção de degenerescência quântica na nuvem.

4.3 Expansão anisotrópica

Uma das assinaturas mais marcantes da condensação, além da distribuição bimodal, é a expansão anisotrópica da nuvem condensada. Uma nuvem clássica típica, mesmo em regimes ultrafrios, quando liberada de uma armadilha, primeiramente possui o formato do potencial confinante. No entanto, à medida que se expande livremente acaba por atingir uma distribuição isotrópica de densidade.

A nuvem quântica comporta-se de forma diferente. Inicialmente, a nuvem possui o formato da armadilha, por exemplo, alongada na direção perpendicular à gravidade, como é o caso em nosso sistema. À medida que se expande livremente, a direção mais confinada expande-se mais rapidamente e a nuvem torna-se isotrópica para, em seguida, alongar-se na direção perpendicular à original. Novamente, assim como nas seções anteriores esse comportamento é completamente devido ao domínio das interações na energia total da nuvem, uma vez que,

Figura 33: Fração de átomos no estado fundamental do potencial como função da temperatura da nuvem, mostrando bom acordo com a previsão teórica Eq.2.17 e fornecendo a temperatura crítica de transição de ≈ 142 nK.

durante a expansão, o potencial não mais existe e a energia cinética é muito reduzida. A seguir, seguindo o tratamento da ref. [54], mostramos com um modelo simplificado a ocorrência desse tipo de expansão. Vale ressaltar que esse comportamento é exclusivo de um gás de bósons quanticamente degenerado e nenhum outro objeto da natureza apresenta esse tipo de fenômeno, nem mesmo um gás de férmions degenerado.

A maneira mais intuitiva de se entender esse fenômeno é partindo de um modelo simples, totalmente clássico. As três componentes da energia da amostra atômica são: a energia cinética, a energia do potencial confinante ($V_{ext}(\vec{r})$) e a energia advinda das interações ($U_0 n(\vec{r})$), onde $n(\vec{r})$ é a distribuição de densidade clássica e U_0 o fator que dá a magnitude da interação, tal qual definido no cap. 2. Os dois últimos termos da energia podem ser tratados como um único potencial efetivo, responsável pelo equilíbrio mecânico do sistema dentro da armadilha. Assim, podemos definir uma força do tipo

$$\vec{F} = -\nabla (V_{ext}(\vec{r}) + U_0 n(\vec{r})). \quad (4.3)$$

Na condição de equilíbrio mecânico $\vec{F} = 0$ e então

$$n(\vec{r}) = -\frac{V_{ext}(\vec{r})}{U_0}. \quad (4.4)$$

Veja que o modelo clássico recupera exatamente a distribuição de Thomas-Fermi (Eq.2.27) para a distribuição de densidade, com $\mu = 0$.

Suponha agora que o potencial confinante é desligado subitamente. Os átomos experimentarão, a partir de então, uma força do tipo

$$\vec{F} = -\nabla (U_0 n(\vec{r})). \quad (4.5)$$

Fazendo

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (4.6)$$

e usando Eq. 4.4 para a distribuição de densidade inicial dos átomos, obtemos

$$\vec{a} = \omega_r^2 \vec{r} + \omega_z^2 \vec{z}, \quad (4.7)$$

onde assumimos o potencial harmônico, da forma

$$V_{ext}(r, z) = \frac{1}{2}m(\omega_r^2 r^2 + \omega_z^2 z^2). \quad (4.8)$$

Definindo $\lambda = \frac{\omega_r}{\omega_z}$ e supondo $\lambda \gg 1$ para uma armadilha do tipo “charuto”, ou seja, muito mais confinada na direção radial que na axial, obtemos

$$\vec{a} = \omega_z^2 (\lambda^2 \vec{r} + \vec{z}). \quad (4.9)$$

Veja que, por esta relação, a direção radial expande-se muito mais rapidamente que a direção axial por um fator λ^2 . A evolução assim determinada é anisotrópica e levará a nuvem a um perfil alongado não mais na direção-z, mas na direção radial. A ref. [54] faz esse cálculo também de uma forma mais rigorosa, tomando as funções de onda e sua expansão. Embora esse cálculo não acrescente novos conceitos físicos, fornece a razão entre as duas dimensões da nuvem, seu chamado *aspect ratio*, que evolui como

$$\frac{R_z}{R_r} = \frac{\lambda + \frac{1}{\lambda}(\omega_r t \arctan(\omega_r t) - \ln(1 + \omega_r t^2))}{\sqrt{1 + \omega_r t^2}}. \quad (4.10)$$

Figura 34: Expansão de uma nuvem térmica como função do tempo mostrando a queda devido à gravidade e a evolução da nuvem para a isotropia em todas as direções.

Na Fig.34 mostramos a expansão de uma nuvem clássica a cerca de $1\mu K$ e sua evolução para a isotropia. A Fig.35 mostra a expansão de uma nuvem quântica, evidenciando a clara inversão do *aspect ratio* devido à expansão anisotrópica. Na Fig.36 graficamos o *aspect ratio* de ambas as situações. Veja que enquanto a nuvem clássica evolui para a unidade, a nuvem quântica vai de um valor de cerca de 0.4 para um valor de ≈ 1.4 em 21ms de expansão livre. A inversão ocorre em torno de 8ms, valor que concorda com o teórico 7.8ms para as frequências da armadilha.

4.4 Efeitos de temperatura finita

Toda a teoria de condensação baseada na equação de Gross-Pitaevskii supõe uma amostra à temperatura nula, ou seja, onde não há presença de átomos térmicos. No entanto os átomos térmicos existem e seu efeito não pode, em princípio, ser descartado. Alguns estudos a partir de aproximações semi-clássicas e numéricas foram feitos especialmente em relação ao amortecimento de oscilações coletivas do condensado devido à nuvem térmica [55, 56]. No entanto, nenhum desses trabalhos menciona o efeito dos átomos térmicos no tamanho da nuvem condensada. Das nossas observações no experimento, cremos que a interação entre os átomos, que tem papel tão importante na dinâmica do próprio condensado, pode atuar entre os átomos térmicos e condensados, alterando sensivelmente o tamanho do BEC.

Figura 35: Expansão de uma nuvem quântica como função do tempo mostrando a queda devido à gravidade e a inversão do *aspect ratio* da nuvem, assinatura típica de nuvens condensadas.

Figura 36: *Aspect ratio* das nuvens clássica e quântica mostrando a evolução para a isotropia no primeiro caso e a inversão no segundo.

Figura 37: Medida de R^5/N_0 como função da fração condensada, mostrando que correções devido à existência da nuvem térmica são necessárias. A linha cheia é um guia de indicação da tendência observada.

A Fig.37 mostra a grandeza R^5/N_0 , onde R é o raio de Thomas-Fermi do BEC e N_0 o número de átomos condensados, como função da fração condensada. Cada ponto representa a média de todos os pontos medidos com fração condensada $N_0/N \pm 0.05$. Assim, o ponto da fração condensada 0.5, por exemplo, engloba todos os pontos entre 0.45 e 0.55. A linha cheia é apenas um guia de indicação da tendência observada. Veja que o tamanho do condensado (normalizado pelo número de átomos condensados) cai com a fração condensada. Ao contrário, essa quantidade deveria ser fixa, como pode ser inferido a partir da eq.2.29 e da relação de μ com R , dada por $\mu = m\omega_i^2 R_i^2/2$. Dessas relações obtemos,

$$\frac{R^5}{N_0} = 15a \left(\frac{\hbar}{m\omega} \right)^2, \quad (4.11)$$

fixo para cada direção, ao contrário do observado.

Correções baseadas na influência da nuvem térmica sobre a nuvem condensada estão sendo calculadas, mas ainda não há um modelo conclusivo para este fenômeno.

5 *Modos topológicos coerentes*

Discutimos brevemente na introdução a este trabalho a idéia geral do que são modos coerentes topológicos. Dissemos ainda que este era o objetivo principal dessa tese e, na verdade, os resultados apresentados no capítulo 6 foram obtidos em experimentos que visavam a observação dos modos. Neste capítulo fazemos uma pequena revisão dos aspectos teóricos relacionados aos modos topológicos coerentes. Aplicamos as previsões ao nosso sistema experimental e ainda discutimos a escolha da forma espacial do campo de excitação.

Apesar de complicado no aspecto teórico e técnico, o processo de excitação é muito simples em sua essência e em sua possível observação. Como discutido, a idéia é levar os átomos condensados coerentemente do estado fundamental do potencial confinante para um dos estados excitados. Uma vez feita a transferência, sua observação se dá da mesma forma que a do condensado original: via imagem de absorção. Isso é possível porque a distribuição de densidade dos átomos condensados é essencialmente a imagem da função de onda do estado condensado. Assim, estados com funções de onda diferentes devem se mostrar com distribuições espaciais diferentes. É exatamente por isso que esses modos são chamados topológicos, pois a forma espacial da nuvem condensada é diferente para cada modo.

Apesar do cálculo exato das distribuições espaciais ser feito apenas numericamente e as interações terem um papel fundamental na excitação dos modos, ainda assim, em um modelo unidimensional não-interagente, é possível ver, em linhas gerais, em que se baseia a proposta da excitação dos modos. Na Fig.38 mostramos como a função de onda do oscilador harmônico se altera, do estado fundamental para o primeiro estado excitado, para diferentes misturas entre os dois estados. A alteração da forma é evidente, dando nome aos modos e tornando direta a sua observação.

Figura 38: Mistura das funções de onda do estado fundamental e primeiro excitado do oscilador harmônico unidimensional não-interagente.

5.1 Aspectos teóricos

Iniciamos com a equação de Gross-Pitaevskii dependente do tempo 2.22, dada por

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H}\Psi. \quad (5.1)$$

O Hamiltoniano $\hat{H}(\Psi)$ será dado por

$$\hat{H} = H_0(\Psi) + V_p, \quad (5.2)$$

onde $H_0(\Psi)$ é o Hamiltoniano original da equação de Gross-Pitaevskii, dado por

$$H_0(\Psi) = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{ext}(\vec{r}) + \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} |\Psi|^2 \quad (5.3)$$

e V_p uma perturbação da forma

$$V_p = V(\vec{r}) \cos(\omega t). \quad (5.4)$$

Há diversas maneiras de inserir esse termo da perturbação no Hamiltoniano não-perturbado original. As mais simples são modulando o campo da própria armadilha ou inserindo efetivamente um campo externo [57]. No entanto, esse termo pode ser inserido de outras formas menos convencionais. Uma das mais factíveis consiste em modular o comprimento de espalhamento dos átomos aprisionados próximo a uma ressonância de Feshbach [58]. A perturbação gerada

faz efeito semelhante a um campo externo e também acopla níveis excitados da armadilha. No entanto, num primeiro momento, vamos tratá-la sem especificar sua origem.

Para que o sistema possa ser tratado como contendo apenas dois níveis, o potencial de bombeamento deve obedecer algumas condições fundamentais: i) deve fornecer energia aos átomos equivalente à separação entre os níveis que se quer acoplar e ii) sua dessintonia em relação à frequência exata de transição entre os níveis deve ser pequena de forma a conectar apenas os dois níveis em questão. Se esse não for o caso, o efeito observado pode ser apenas o de espalhar os átomos nos diversos níveis energéticos do potencial.

Se as condições são satisfeitas é possível aplicar teoria de perturbação otimizada, que é uma técnica que une teoria de perturbação usual e princípio variacional para encontrar a variação temporal das populações do estado fundamental e excitado. Essa técnica é bem descrita em [59] e por isso não nos deteremos à sua descrição.

As populações do estado fundamental n_0 e de um estado excitado “p” escolhido n_p como função do tempo são dadas por

$$\begin{aligned} n_0 &= 1 - \frac{|\beta|^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right) \\ n_p &= \frac{|\beta|^2}{\Omega^2} \sin^2\left(\frac{\Omega t}{2}\right), \end{aligned} \quad (5.5)$$

onde

$$\beta = \frac{1}{\hbar} \int \phi_0^* V(\vec{r}) \phi_p d\vec{r} \quad (5.6)$$

é a amplitude de transição devida ao potencial externo,

$$\Omega = \sqrt{4\alpha^2 n_0^2 + |\beta|^2} \quad (5.7)$$

é uma frequência de Rabi típica do sistema, similar à definida para sistemas atômicos e

$$\alpha = \frac{AN}{\hbar} \int |\phi_p|^2 (2|\phi_0|^2 - |\phi_p|^2) d\vec{r} \quad (5.8)$$

é uma amplitude de transição relacionada com a interação. Introduzimos ainda as funções de

Figura 39: Fração da população no estado fundamental (preto) e excitado (vermelho) para excitação ressonante e para (a) $\beta/\alpha = 0.4$, (b) $\beta/\alpha = 0.5$, (c) $\beta/\alpha = 0.5001$ e (d) $\beta/\alpha = 0.6$. O tempo adimensional (t') relaciona-se com o tempo real (t) como $t' = t\alpha$.

onda do estado base e excitado como ϕ_0 e ϕ_p , tal que $n_{0(p)} = |\phi_{0(p)}|^2$ e o termo da interação atômica dado por $A = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}$.

Veja que Ω depende das populações dos estados da armadilha, explicitando o caráter não-linear do sistema. Dessa forma, a evolução das populações dos estados base e excitado não obedecerá oscilações senoidais simples. Na Fig. 39 mostramos essa evolução para algumas condições específicas do potencial de excitação. Além da mudança na distribuição espacial dos átomos na nuvem condensada, essas oscilações sob as mais diversas condições são outra assinatura da excitação dos modos.

5.2 Aspectos experimentais

Para fazer a teoria aplicar-se ao experimento algumas providências fazem-se necessárias. Primeiro é preciso definir a forma de excitação. A forma mais fácil de fazê-lo, dadas as condições técnicas do nosso sistema experimental, foi inserindo um campo externo. Segundo, precisamos calcular o espectro dos modos nas condições específicas da nossa armadilha para definir a frequência de excitação do potencial externo. A Fig.40 mostra um cálculo do espectro

dos modos de nossa armadilha como função do número de átomos aprisionados. Finalmente, era preciso definir a distribuição espacial do campo de excitação que, por simplicidade, foi escolhida como de um quadrupolo esférico [57], formado por duas bobinas em configuração anti-Helmholtz. A configuração teórica das bobinas de excitação com relação às bobinas de aprisionamento é mostrada esquematicamente na Fig.41. Esse campo acopla níveis da forma $\langle n, m, k | = \langle n, 0, par |$. Veja que as frequências de transição relacionadas estão na faixa de 200-300Hz para condensados entre $10^4 - 10^5$ átomos.

Dessa forma, o campo externo de excitação tomou a forma final

$$V_p = (-2Ax\hat{x} + Ay\hat{y} + Az\hat{z})[1 - \cos(\omega t)], \quad (5.9)$$

onde ω situa-se na faixa das centenas de Hertz e o gradiente do campo quadrupolar A , que efetivamente o caracteriza, também foi calculado como sendo de algumas centenas de mili-Gauss/cm. Veja que o campo não muda de sinal durante a oscilação. A teoria relacionada não restringe a mudança de sinal do potencial de oscilação, mas, tecnicamente, é muito mais fácil gerar uma corrente elétrica e, por conseguinte, um campo magnético das bobinas dessa forma.

Para gerar a corrente oscilante que alimenta as bobinas, um circuito eletrônico foi construído de forma a unir o sinal de um gerador de onda, onde controlávamos amplitude e frequência da oscilação, com a corrente de uma fonte de corrente usual. A aplicação da corrente às bobinas é controlada pelo computador a partir de um sinal digital, de forma a ficar ligada apenas durante o tempo desejado. Após a aplicação do campo externo, os átomos eram deixados ainda aprisionados na armadilha por um curto período de tempo e então liberados para observação em tempo de voo. A Fig.42 sumariza a sequência temporal de excitação. Após o final da rampa de evaporação, esperamos um tempo T_1 antes de ligar a corrente de excitação. Esse tempo foi pouco explorado e raramente tentamos tempos maiores que 10ms. Para os resultados mostrados nesse trabalho, T_1 é predominantemente nulo, ou seja, logo que findava a evaporação, iniciava-se a sequência de excitação. O tempo de excitação variou de 10ms até mais de 100ms. Nos resultados obtidos neste trabalho, no entanto, nos concentramos na faixa de 20ms a 60ms de excitação. O tempo de espera T_2 antes do desligamento da armadilha também foi explorado e variou de zero a várias centenas de milissegundos. A não ser nos casos extremos, onde

Figura 40: Frequências de transição para diversos estados excitados como função do número de átomos no condensado.

o tempo de espera era tão longo que o próprio condensado decaía, não observamos variações associadas a esse parâmetro. Para a maior parte dos resultados mostrados a seguir, $T_2 = 20ms$. A armadilha é então desligada e os átomos se expandem livremente por 15ms para a imensa maioria das medidas mostradas.

5.3 Resultados - Por que não observamos modos topológicos coerentes?

Os resultados podem ser divididos em três classes, basicamente: observações como função da frequência, da amplitude e do tempo de excitação. No caso da frequência, observamos que, para valores muito altos de frequência ($\approx 1KHz$) a amostra condensada é destruída e associamos isso a algum tipo de aquecimento da nuvem, induzido pela oscilação externa. Na verdade, existem na literatura alguns trabalhos envolvendo excitação paramétrica de átomos aprisionados [60, 61, 62] que observam esse aquecimento associado a algumas frequências de oscilação externa. Como mostraremos adiante (cap.6), observamos interessantes efeitos com a

Figura 41: Esquema da montagem das bobinas de excitação em relação às bobinas de aprisionamento e à amostra. As distâncias e tamanhos não são apresentados em escala.

Figura 42: Sequência temporal de excitação aplicada no experimento.

freqüência de excitação em 200Hz e a maior parte dos resultados aqui reportados foram obtidos nesse regime.

A amplitude e o tempo de excitação são parâmetros de certa forma complementares. Para amplitudes muito altas, destruimos completamente a amostra condensada, quase que independente do tempo que a excitação fica ligada. Ao mesmo tempo, para tempos muito longos de excitação e amplitudes moderadas o mesmo é observado. Provavelmente, nesses regimes, muita energia é transferida aos átomos e esse processo é o responsável pela destruição da nuvem. Deste ponto em diante, ao nos referirmos às amplitudes de excitação, falaremos do gradiente máximo do campo de excitação atingido durante a oscilação do campo. No caso de amplitudes da ordem de dezenas a centenas de miliGauss/cm e tempos de excitação da ordem de algumas dezenas de milissegundos, observamos mudanças topológicas na nuvem condensada que não associamos aos modos excitados da armadilha, mas à excitações do tipo vórtice, como discutiremos no cap.6.

Há algumas razões possíveis para a observação dos vórtices e não de modos topológicos. Primeiramente, assim como discutimos na introdução, a equação de Gross-Pitaevskii permite um espectro de modos e, por conseguinte, modos excitados. Mas não há nesta teoria nada que de alguma forma descreva a dinâmica desses modos. Como é sua evolução? Qual seu processo de relaxação? Com que taxa isso acontece? Essas são perguntas que só podem ser respondidas por alguma teoria que abranja processos além de Gross-Pitaevskii. Mas, supondo que os modos excitados decaiam, se esse processo se dá rapidamente, ele poderia ocorrer no tempo de espera entre o fim da excitação e a liberação dos átomos da armadilha. Mais do que isso, os vórtices observados poderiam ser o produto desse decaimento. Nessa mesma linha, o que ocorre com os modos excitados no desligamento da armadilha? Em nosso caso, o desligamento é rápido, mas é suficientemente rápido? Os modos podem decair durante esse processo ou mesmo misturar-se em vários modos diferentes, de forma que sua detecção não seja possível em tempo de voo. Boa parte dessas questões pode ser investigada por imagens *in-situ* dos átomos na armadilha [47].

Apesar de todas essas possibilidades para explicar o porquê da não-observação dos modos coerentes, mas de vórtices, nossa explicação tem um caráter mais simples e técnico. Dentro da

Figura 43: Possível esquema da montagem **real** das bobinas de excitação em relação às bobinas de aprisionamento e à amostra. Os campos de excitação e aprisionamento estão descentralizados entre si e os eixos de simetria não são colineares. Ângulos e distâncias são exagerados intencionalmente por clareza. As distâncias e tamanhos não são apresentados em escala.

armadilha o condensado tem, no máximo, alguns microns de tamanho. Por que acreditar que nosso campo de excitação está exatamente centrado na amostra como supõe a teoria original? O ajuste mecânico das bobinas de excitação com essa precisão é virtualmente impossível. Desse forma, podemos imaginar que: i) o campo de excitação está descentralizado com relação ao mínimo do potencial harmônico confinante e ii) os eixos de simetria da armadilha e das bobinas de excitação podem não coincidir exatamente. Esses fatores juntos, provavelmente, geram algum tipo de torção no potencial confinante. Essa torção seria o suficiente para transferir momento angular para os átomos e excitar vórtices. A Fig.43 exemplifica a idéia básica. Compare-a com a Fig.41. Nossas observações da dinâmica de formação dos vórtices fortalece essa explicação, como veremos no cap. 6.

Além das observações de vórtices relatadas no capítulo a seguir, observávamos um fenômeno interessante quando invertíamos a direção da corrente de excitação que circulava nas bobinas. A nuvem ultrafria era separada em duas e, mais raramente, em três componentes diferentes que caíam de forma diversa sob o efeito da gravidade como pode ser visto na Fig.44.

Usualmente, sem a presença da excitação externa, observamos a geração eventual de uma segunda nuvem, tal qual as observadas na Fig.44, mas sempre com um número muito pequeno de átomos. Esse fenômeno é comum e bem explicado e deve-se ao processo de desligamento do campo magnético que pode, eventualmente, misturar os estados de spin, transferindo átomos do estado $|2, 2\rangle$ para o estado $|2, 1\rangle$, por exemplo. Um pequeno campo magnético presente durante

Figura 44: Observação da queda sob ação da gravidade e um pequeno campo magnético de nuvens em estados de spin diferentes. Observamos um aumento da transferência de átomos para outro estado de spin quando as bobinas de excitação são ligadas com correntes em direção contrária às de excitação dos vórtices.

a expansão livre faz a separação espacial das diferentes componentes de spin. Amostras assim são chamadas condensados spinoriais e esse tipo de imagem é chamado de imagem de Stern-Gerlach pela similaridade com o famoso experimento. No entanto, observamos uma população muito maior na segunda nuvem quando a excitação se faz presente com corrente invertida. A primeira explicação possível é que o campo de excitação, em algum momento de sua oscilação, gera um ponto de campo nulo no potencial confinante, forçando os átomos a cair para o outro estado, ainda aprisionável e, por conseguinte, forçando um aumento na população desse estado.

Outra explicação possível baseia-se no efeito Einstein-de Hass, recentemente proposto [63, 64, 65] para átomos frios spin-polarizados. Em um desses trabalhos [65], propõe-se que um pequeno campo magnético oscilante seria capaz de excitar tal fenômeno. O efeito Einstein-de Hass consiste na transferência de momento angular de spin para momento angular orbital. Esse acoplamento favoreceria uma maior população em um estado de spin com projeção de momento angular mais baixa ao mesmo tempo que permitiria a formação de vórtices, devido à adição de momento angular orbital.

A primeira explicação é mais simples, mas é questionável pelo fato de que as amplitudes de campo geradas pelas bobinas de excitação não seriam capazes de gerar um ponto nulo de campo magnético no potencial confinante. A segunda explicação, por sua vez, tem um caráter

contraditório. Ambos os efeitos deveriam ocorrer conjuntamente: transferência de átomos para outro estado de spin e geração de vórtices por adição de momento angular orbital. No entanto, observamos os efeitos separadamente. Para uma direção do campo, observamos o efeito da Fig.44. Para a outra direção de campo, observamos os vórtices. Em nenhuma condição observamos os dois efeitos conjuntamente. Como escolhemos priorizar o estudo dos vórtices para este trabalho, essa questão segue em aberto.

6 *Observação de excitações topológicas tipo-vórtice*

Fluidos quânticos caracterizam-se por trazer, para uma escala macroscópica, fenômenos típicos do domínio microscópico. Em especial, a fase da função de onda, que se estende por toda a amostra, dá origem ao fenômeno da superfluidez [38]. Tal qual na supercondutividade, onde também a extensão macroscópica da fase é a origem do fenômeno, uma corrente, de matéria neutra em um caso e de partículas carregadas no outro, pode fluir por toda a amostra sem dissipação.

Adicionalmente, se momento angular for imposto a essas amostras, haverá o aparecimento de vórtices, tal qual em fluidos usuais. A grande diferença é que vórtices em fluidos quânticos carregam quantidades discretas de momento angular. Na verdade, a observação de vórtices com circulação quantizada é prova irrefutável da superfluidez de determinadas amostras, tanto que, em 2005, o grupo do MIT usou a nucleação de vórtices em um gás de férmions quanticamente degenerado para atestar definitivamente sua natureza superfluida [66].

O estudo de vórtices em fluidos quânticos remonta aos tempos de estudos em Hélio líquido superfluido [67]. No caso específico do Hélio, os vórtices eram formados localmente por instabilidades geradas pela presença de impurezas ou rugosidades nas paredes do recipiente que rodava. No caso de fluidos quânticos gasosos não há impurezas ou rugosidades no “recipiente” magnético. Assim, o momento angular fornecido à amostra é devido, completamente, à rotação do potencial e/ou a qualquer outro processo externo que seja capaz disso [68,69].

A primeira observação de vórtices em um condensado de Bose-Einstein foi feita com a utilização conjunta de laser e microondas para imprimir, na amostra, a fase adequada [14]. Isso

originou um condensado com átomos em um estado hiperfino rodando em torno de outro estático, em um outro estado hiperfino. Em seguida, técnicas mais simples foram implementadas e, de fato, muito semelhantes aos experimentos com recipiente rodando dos estudos com Hélio líquido [70]. Nessas técnicas, um laser é focalizado na amostra e rotacionado. Além de uma determinada frequência crítica, momento angular é transferido para a amostra de forma a nuclear um vórtice [71]. Vórtices em condensados são facilmente observados devido às baixas densidades. Isso permite que sejam grandes o suficiente para observação direta no perfil de absorção. Eles caracterizam-se por um ponto de densidade nula ou diminuída na distribuição de densidade. O aumento da frequência de rotação favorece a nucleação de um número crescente de vórtices na amostra [71]. De fato, apesar de já terem sido observados vórtices com circulação bem maior que a unidade [72], eles não são estáveis e decaem em vórtices com circulação unitária [73, 74], ou seja, com um quantum de momento angular. Redes gigantescas de vórtices já foram observadas e, tipicamente, essas redes têm arranjos matematicamente bem descritos [75, 76].

O estudo de vórtices, ao contrário de outros tópicos no estudo de condensados, nunca sofreu perda de interesse. Ao longo dos anos, tanto estudos envolvendo novos aspectos da formação e dinâmica de vórtices foram realizados, como novas técnicas de formação destes foram desenvolvidas. Nesse tópico, vórtices foram formados não apenas pela impressão de uma fase específica na amostra ou rotação de um feixe focalizado sobre a mesma, mas também pela indução de assimetria em um potencial magnético girante [77], a primeira formação de vórtices puramente magnética. Recentemente, vórtices foram formados pela recombinação de condensados independentes [78, 79] e pela transferência de momento angular orbital de um feixe de luz com perfil espacial de Laguerre-Gauss [80, 81].

Durante a fase final deste trabalho, descobrimos que Möttönen e colaboradores [82] propuseram, recentemente, um método muito similar ao aplicado em nosso experimento para adicionar momento angular em uma amostra Bose-condensada. No entanto, nessa proposta teórica, vórtices com grande circulação são produzidos. Não é isso exatamente que observamos, como mostramos nas seções a seguir.

Figura 45: Representação esquemática do movimento do potencial confinante como função do tempo, dado em função do período (T_{exc}) de oscilação da excitação externa.

Figura 46: Observação da inclinação do eixo da nuvem condensada para baixas (< 40 mGauss/cm) amplitudes de excitação.

6.1 Observação de vórtices no condensado

Como descrito no cap.5, nossa explicação para a geração de vórtices reside no fato de que nosso campo de excitação não está centrado com a nuvem condensada (veja fig.43). Dessa forma, geramos algum tipo de torção no potencial de aprisionamento, transferindo momento angular para a nuvem aprisionada. Pictoricamente, podemos imaginar o movimento de torção do potencial confinante como o mostrado na fig.45, lembrando sempre que esse movimento deve ocorrer em todas as direções do espaço e não apenas em um plano específico. Essa interpretação é reforçada pela observação da inclinação do eixo de simetria da nuvem expandida quando as amplitudes de oscilação do campo são pequenas (< 40 mGauss/cm), como é mostrado na fig.46. Todas as imagens são de nuvens após 15ms de expansão livre.

Veja que o eixo de simetria da nuvem inclina-se para ambos os lados e tanto o valor como o sinal do ângulo de inclinação variam a cada imagem do experimento. Tanto nesse regime como

nos regimes de amplitude descritos a seguir, onde observamos vórtices na amostra, a variação do eixo de simetria e/ou do número de vórtices formados varia de imagem para imagem. Há duas possíveis explicações que se completam para a observação desse comportamento. Primeiramente, a torção no potencial confinante, da forma que é feita, pode sempre ser pensada como a combinação de duas torções independentes, uma para cada sentido, em cada plano de simetria da nuvem. Assim, é sempre possível esperar que a torção, ou a transferência de momento angular para a nuvem ocorra em uma das duas direções ou mesmo em ambas simultaneamente, mas sem uma direção preferencial e mesmo sem amplitudes iguais. Dessa forma, tanto a inclinação da nuvem para um dos lados quanto a geração de vórtices, com circulação também para qualquer um dos lados, deve ocorrer de uma maneira aleatória e naturalmente variar de imagem para imagem.

A segunda remete à dinâmica de formação dos vórtices e da transferência de momento angular para a nuvem condensada. Como já mencionado, temos uma variação temporal lenta do fundo do potencial de forma que, para as mesmas condições experimentais, observamos amostras com diferentes números de átomos finais e diferentes frações condensadas ao longo do tempo. Além disso, a rotação aplicada aos átomos pode ser tomada como rotações nas duas direções, como já discutido. Assim, podemos transferir momento angular nas duas direções e mais, de forma diferente a cada vez, dado que tanto o número total de átomos quanto a nuvem não condensada devem desempenhar algum papel nesse processo. A função e a contribuição específicas de cada uma dessas partes ainda não é clara, mas com certeza existe. Além disso, a possibilidade de rotação em duas direções opostas é algo novo, no sentido de que todas as técnicas até então empregadas para geração de vórtices, aplicavam rotação apenas em uma direção [70]. Em nosso caso, é possível que estejamos gerando vórtices com circulação em ambas as direções ao mesmo tempo. Há pouca teoria sobre o assunto, mas é sabido que essas estruturas não são estáveis, de forma que, um par vórtice/anti-vórtice seria, em princípio, aniquilado [79, 83]. De qualquer forma, se isso realmente ocorre, por sua fragilidade, o processo deve apresentar uma dinâmica de formação bastante delicada, dando origem às variações observadas. Discutiremos brevemente esse assunto adiante.

Isto posto, o que fizemos para entender os resultados de formação de vórtices foi agrupar

Figura 47: Resultados típicos de observação de um, dois, três e múltiplos vórtices na nuvem condensada para as diversas faixas de amplitude de excitação.

as imagens por faixas de amplitude, contando o número de vórtices observados e fazendo uma média dessas observações. Assim, acabamos por definir, para este trabalho, três zonas distintas. A primeira, onde a amplitude de oscilação encontra-se na faixa de 40 a 90 mGauss/cm, chamamos de zona de um vórtice. Para essa faixa de amplitudes, tipicamente observamos entre zero e dois vórtices formados, com uma média de 0.6 ± 0.3 vórtices formados. A faixa superior, chamada de zona de múltiplos vórtices, corresponde a amplitudes entre 90 e 190 mGauss/cm. Nessa faixa observamos uma média de 2.6 ± 1.2 vórtices, apesar de algumas imagens não apresentarem nenhuma estrutura e em algumas ser possível observar 5 ou mais vórtices. A fig.47 mostra imagens típicas com um, dois, três e vários vórtices na nuvem condensada. Veja que a torção do eixo de simetria se mantém, mesmo quando vórtices são gerados.

No regime de amplitudes acima de 190 mGauss/cm, um fenômeno interessante ocorre: uma série de estruturas aparece e apesar de ser possível identificar estruturas circulares tipo-vórtice, outras mais ocorrem, e todas com pouco contraste e bordas pouco definidas. Nos primeiros trabalhos que estudam vórtices há referência a um regime dito turbulento acima de frequências de excitação muito grandes. No entanto, usualmente, existe apenas a menção a esses regimes e,

Figura 48: Contagem de vórtices como função da amplitude de excitação, onde vê-se a clara formação de zonas de um vórtice, múltiplos vórtices e incontáveis vórtices como função da amplitude de excitação do campo externo.

até onde sabemos, nenhum trabalho reporta sua observação ou mesmo estuda esse regime. Na seção a seguir, exploramos brevemente esse tema.

A fig.48 resume o comportamento observado na geração de vórtices como função da faixa de amplitude de oscilação.

Uma observação importante recai sobre o grupo de imagens onde três vórtices são observados. Tipicamente, em experimentos usuais de formação de vórtices, como os que usam feixes de laser girantes, formações de três vórtices aparecem como arranjos triangulares regulares [70]. A justificativa usual é que vórtices com a mesma circulação se repelem e a configuração mais estável é a de triângulo equilátero. Em nosso sistema, imagens com três vórtices nem sempre aparecem nessa formação (fig.49). De fato, se medirmos o maior ângulo da formação de três vórtices, observamos que esse ângulo cai preferencialmente entre 60 e 100 graus e entre 140 e 180 graus, como indicado na fig. 50. Isso indica que formamos a configuração usual, do triângulo regular, mas, também, uma formação exótica, onde os vórtices estão alinhados, o que pode indicar que um dos vórtices tem circulação contrária aos outros, apesar de ainda não termos

Figura 49: Formações típicas de três vórtices observadas em nosso sistema experimental. A da direita é a formação do triângulo equilátero típica. A da esquerda é uma estrutura nova, quase linear.

fundamentação teórica para afirmar isso categoricamente.

De fato, uma forma de provar a existência de circulação nas amostras e mesmo de observar circulações opostas, se for o caso, é fazer um processo de interferência tal qual é feito em [84]. Outra opção, em princípio, é tentar observar o tempo de vida dessas estruturas como função do tempo de expansão, haja vista pares de vórtices e anti-vórtices terem tendência de aniquilarem-se. Estes são alguns dos procedimentos que devem ser implementados em breve. Na seção a seguir, discutimos brevemente a observação do regime turbulento.

6.2 Evidência de turbulência quântica

O estudo de sistemas quânticos turbulentos remonta também aos estudos com Hélio líquido [85]. No entanto, a investigação de regimes clássicos turbulentos é muito mais antiga e seu entendimento e eventual controle tem grande interesse tanto por parte da ciência, como no campo tecnológico, desde o projeto de aviões até a carros de corrida. Apesar de antigo, o estudo de turbulência no regime clássico ainda possui várias questões em aberto. No entanto, similaridades entre os regimes clássico e quântico foram observadas experimentalmente e confirmadas por simulações numéricas em sistemas de Hélio líquido [86, 87]. Dessa maneira, o estudo de turbulência quântica se tornou interessante como um protótipo para o entendimento tanto da estatística como da dinâmica de nucleação de vórtices nesses regimes e eventual extensão para

Figura 50: Distribuição percentual do ângulo máximo medido nos arranjos de três vórtices, mostrando concentração na formação do triângulo regular e linear.

os regimes clássicos. No entanto, o Hélio ainda não é um bom sistema para observações desse regime haja vista as dificuldades experimentais no controle dos parâmetros e da própria geração da turbulência.

Ao contrário, amostras de Condensados de Bose-Einstein, onde os parâmetros experimentais são altamente sintonizáveis e a adição de momento angular pode ser feita de uma forma controlada, são as amostras ideais para esse tipo de estudo. No entanto, experimentalmente, não houve estudos nesse regime até hoje. As poucas referências experimentais mencionam, brevemente, imagens com pouco contraste, sem estruturas claras [70]. Mesmo no campo teórico, poucos foram os trabalhos nessa área.

Recentemente, em uma série de trabalhos teóricos, M. Tsubota e colaboradores [88, 89, 90] estudaram diversos aspectos relacionados à turbulência quântica em BECs. Em um desses trabalhos [90] eles propõem que a aplicação de rotações em duas direções distintas em um condensado aprisionado seria suficiente para a geração do regime turbulento. Nesse mesmo trabalho, o regime turbulento é caracterizado por um emaranhado (no sentido clássico e não quântico) de vórtices e linhas de vórtice nas mais diversas direções ao longo da amostra. Tanto

Figura 51: Acima, esquema de excitação do regime de turbulência quântica proposto por Tsuboto e colaboradores (veja texto para referência), com a aplicação de rotação em duas direções distintas e abaixo, (a), (b) e (c) são os resultados de simulações numéricas da superfície do condensado e (d), (e) e (f) são as linhas de vórtices ao longo da amostras. (a) e (d), (b) e (e) e (c) e (f) correspondem à amplitudes iguais e crescentes da rotação aplicada.

a idéia da excitação como os resultados obtidos por eles, em simulações numéricas da equação de Gross-Pitaevskii, são mostrados na fig.51.

Compare com as estruturas que observamos, mostradas na fig.52, para amplitudes de excitação além de 190 mGauss/cm. Há uma clara distribuição confusa de vórtices, de vários tamanhos e formas, além de “caminhos”, como se fossem linhas de vórtice atravessando a amostra perpendicularmente à direção de imagem.

Há ainda outro fato importante que indica que nossos resultados evidenciam turbulência quântica. No trabalho da ref. [91] mostra-se que um BEC com muitos vórtices não sofre inversão do seu *aspect ratio*. Veja que as imagens da fig. 52 têm seu eixo de simetria na horizontal,

Figura 52: Observação experimental do regime de turbulência quântica, mostrando diversas estruturas não homogêneas e exoticamente distribuídas ao longo da amostra. Note que não houve inversão do *aspect ratio*. Imagens com 15ms de expansão livre.

ao contrário das imagens mostradas na seção 4.3, onde nuvens condensadas com 15ms de expansão livre tais quais as mostradas aqui, já sofreram a inversão de seu *aspect ratio* e por isso têm seu eixo mais longo na direção vertical. As nuvens do regime turbulento mantêm o *aspect ratio* próximo ao da nuvem original.

Muito estudo ainda deve ser feito nesse regime, até mesmo para confirmar sua natureza turbulenta. Nesse caso, o primeiro passo é torná-lo controlado e reproduzível e em seguida tentar extrair informações como a distribuição espacial e energética dos vórtices, sua conformação espacial e mesmo seu grau de isotropia/anisotropia. Mas esses são apenas alguns dos próximos passos desse trabalho, como discutimos no capítulo a seguir.

7 *Conclusões e próximos passos*

Neste trabalho propusemos a observação experimental de modos topológicos coerentes em uma amostra Bose-condensada. Para isso, primeiramente, é preciso obter a amostra condensada. Construimos então um sistema experimental capaz de produzir condensação de Bose-Einstein em um gás de átomos de Rubídio-87 magneticamente aprisionado. Em linhas gerais, temos um sistema de duplo-MOT que carrega uma armadilha puramente magnética do tipo QUIC. Resfriamento evaporativo forçado leva os átomos às condições de temperatura e densidade necessárias à obtenção da degenerescência quântica. A evolução da amostra é monitorada por imagens da absorção de um feixe de prova pela nuvem atômica. A transição do regime clássico para o regime quântico é evidenciada pelo aparecimento de uma distribuição bimodal no perfil de densidade atômica. À distribuição gaussiana típica de um sistema clássico sobrepõe-se um perfil parabólico característico da nuvem quântica, fruto do domínio das interações sobre a dinâmica do sistema. Esse perfil é solução da equação de Gross-Pitaevskii na aproximação de Thomas Fermi. Condensados com 1×10^5 átomos no estado fundamental do potencial são produzidos a cada minuto, que é o ciclo típico de repetição do experimento. Diversas características da amostra condensada foram avaliadas, tais como a fração condensada como função da temperatura e sua expansão anisotrópica como função do tempo.

A seguir, um campo na forma de um quadrupolo esférico foi adicionado ao campo da armadilha entre o final da evaporação e o seu desligamento. O campo perturbativo oscilava no tempo por períodos na faixa de algumas dezenas de milissegundos com amplitudes máximas de gradiente de campo magnético variando de dezenas a centenas de miliGauss/cm. Nós não observamos transferência e/ou oscilações coerentes de átomos condensados do estado fundamental do potencial para um estado excitado. Há várias explicações possíveis para a não-observação

dos modos excitados. A causa mais plausível é o desalinhamento espacial entre o potencial confinante e o potencial perturbativo. Essa explicação é reforçada pelo que efetivamente é observado: excitações topológicas do tipo vórtice. Reforçando essa perspectiva, há o fato de que o potencial oscilante externo tem como efeito o deslocamento espacial do potencial confinante, unido a uma torção do seu eixo de simetria. Essas excitações são responsáveis por transferir momento angular à nuvem condensada favorecendo a nucleação de vórtices.

Observamos que o número de vórtices formados é função da amplitude de excitação para uma frequência fixa, mas apenas se os dados são agrupados em faixas de amplitude de excitação. Na verdade, o número e a posição dos vórtices formados varia a cada rodada do experimento. Há várias possíveis explicações para esse fenômeno, entre elas a possível excitação de vórtices e anti-vórtices na mesma amostra. Também efeitos devido à fração não-condensada ou ao número total de átomos aprisionados na transferência de momento angular à nuvem podem ser determinantes, haja vista enfrentarmos oscilações lentas nesses parâmetros ao longo do tempo. Para amplitudes suficientemente altas observamos evidências de turbulência quântica, um regime que se caracteriza pela presença de incontáveis vórtices sem direção preferencial de rotação.

Este trabalho, no ponto descrito até aqui, deve gerar algumas publicações ao longo dos próximos meses [92, 93]. Entretanto, várias questões permanecem em aberto e serão investigadas em breve. Entre elas, a dinâmica de formação dos vórtices, bem como a possibilidade da coexistência de vórtices e anti-vórtices na mesma amostra. Também o regime turbulento será estudado, tanto objetivando o seu controle quanto o estudo de suas características fundamentais.

No entanto, os modos topológicos não serão relegados a segundo plano. Já temos delineadas novas estratégias, que funcionam no campo teórico, para a excitação dos modos. Alguma deverá ser implementada oportunamente. Uma linha antiga de pesquisas do grupo, em termodinâmica de átomos aprisionados a partir de variáveis globais deve ser reavivada [34, 94]. Há a possibilidade de investigação também de fenômenos relacionados às interações dipolares¹ e dos átomos condensados com pulsos ultracurtos.

¹Um novo sistema está sendo construído especificamente para esse fim. Isso não impede, no entanto, que estudos sejam feitos no presente sistema.

De fato, a amostra quântica macroscópica está disponível no laboratório. A questão agora resume-se ao planejamento e execução de boas idéias. A observação ou não dos fenômenos desejados é algo difícil de garantir. No entanto, como este trabalho mostrou, podemos garantir que esse tipo de sistema sempre permitirá a observação de novos fenômenos interessantes ou novas facetas de fenômenos conhecidos.

Conforme mencionado acima, muitas questões ainda estão em aberto. Na verdade, este trabalho, provavelmente, abriu mais questões do que respondeu. A observação da condensação e da formação de vórtices não são, provavelmente, os pontos mais importantes. Estes residem, com certeza, nas perguntas sem respostas, que nos manterão (e provavelmente manterão algumas gerações de estudantes, depois de nós) motivados a respondê-las e a abrir cada vez mais novas questões. Como mencionamos na introdução, a área de átomos frios, quanticamente degenerados ou não, está longe da saturação. Muito ainda há por vir. Parte da nossa contribuição foi apresentada ao longo desse trabalho. Esperamos que seja a menor parte.

Referências

- [1] BOSE, S. Plancks gesetz und lichtquantenhypothese. *Zeitschrift für Physik*, v. 26, p. 178, 1924. (A tradução deste artigo pode ser encontrada em *Rev. Bras. Ens. Fis.*, v27, p463, 2005).
- [2] EINSTEIN, A. Quantentheorie des einatomigen idealen gases. *Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften*, v. 1, p. 3, 1925. (A tradução deste artigo pode ser encontrada em *Rev. Bras. Ens. Fis.*, v27, p113, 2005).
- [3] LONDON, F. The λ -phenomenon of liquid helium and the bose-einstein degeneracy. *Nature*, v. 141, p. 643, 1938.
- [4] ANDERSON, M. H. et al. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, v. 269, p. 198, 1995.
- [5] DAVIS, K. B. et al. Bose-einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, v. 75, p. 3969, 1995.
- [6] BRADLEY, C. C. et al. Evidence of bose-einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions. *Phys. Rev. Lett.*, v. 75, p. 1687, 1995.
- [7] PHILLIPS, W. D. Nobel lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, v. 70, n. 3, p. 721, 1998.
- [8] COHEN-TANNOUDJI, C. N. Nobel lecture: Manipulating atoms with photons. *Rev. Mod. Phys.*, v. 70, n. 3, p. 707–719, 1998.
- [9] CHU, S. Nobel lecture: The manipulation of neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, v. 70, n. 3, p. 685–706, 1998.
- [10] WEINER, J. et al. Experiments and theory in cold and ultracold collisions. *Rev. Mod. Phys.*, v. 71, n. 1, p. 1–85, 1999.
- [11] COURTEILLE, P.; BAGNATO, V. S.; YUKALOV, V. Bose-einstein condensation of trapped atomic gases. *Laser Phys.*, v. 11, p. 659–800, 2001.
- [12] JIN, D. S. et al. Collective excitations of a bose-einstein condensate in a dilute gas. *Phys. Rev. Lett.*, v. 77, n. 3, p. 420–423, 1996.
- [13] ANDREWS, M. et al. Observation of interference between two bose condensates. *Science*, v. 275, p. 637–641, 1997.
- [14] MATTHEWS, M. R. et al. Vortices in a bose-einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, v. 83, n. 13, p. 2498–2501, 1999.

-
- [15] MEWES, M.-O. et al. Output coupler for bose-einstein condensed atoms. *Phys. Rev. Lett.*, v. 78, n. 4, p. 582–585, 1997.
- [16] THOMAS, N. R. et al. Imaging of s and d partial-wave interference in quantum scattering of identical bosonic atoms. *Phys. Rev. Lett.*, v. 93, n. 17, p. 173201, 2004.
- [17] FRIED, D. G. et al. Bose-einstein condensation of atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, v. 81, n. 18, p. 3811–3814, 1998.
- [18] CORNISH, S. L. et al. Stable ^{85}Rb bose-einstein condensates with widely tunable interactions. *Phys. Rev. Lett.*, v. 85, n. 9, p. 1795–1798, 2000.
- [19] SANTOS, F. P. D. et al. Bose-einstein condensation of metastable helium. *Phys. Rev. Lett.*, v. 86, n. 16, p. 3459–3462, 2001.
- [20] ROBERT, A. et al. A bose-einstein condensate of metastable atoms. *Science*, v. 292, p. 461, 2001.
- [21] MODUGNO, G. et al. Bose-einstein condensation of potassium atoms by sympathetic cooling. *Science*, v. 294, p. 1320, 2001.
- [22] WEBER, T. et al. Bose-einstein condensation of cesium. *Science*, v. 299, p. 232–235, 2003.
- [23] TAKASU, Y. et al. Spin-singlet bose-einstein condensation of two-electron atoms. *Phys. Rev. Lett.*, v. 91, n. 4, p. 040404, 2003.
- [24] GRIESMAIER, A. et al. Bose-einstein condensation of chromium. *Phys. Rev. Lett.*, v. 94, n. 16, p. 160401, 2005.
- [25] FUKUHARA, T.; SUGAWA, S.; TAKAHASHI, Y. Bose-einstein condensation of an ytterbium isotope. *Phys. Rev. A*, v. 76, n. 5, p. 051604, 2007.
- [26] ROATI, G. et al. ^{39}K bose-einstein condensate with tunable interactions. *Phys. Rev. Lett.*, v. 99, n. 1, p. 010403, 2007.
- [27] SCHRECK, F. et al. Quasipure bose-einstein condensate immersed in a fermi sea. *Phys. Rev. Lett.*, v. 87, n. 8, p. 080403, 2001.
- [28] GREINER, M. et al. Emergence of a molecular boseeinstein condensate from a fermi gas. *Nature*, v. 426, p. 537, 2003.
- [29] DONLEY, E. A. et al. Dynamics of collapsing and exploding bose-einstein condensates. *Nature*, American Physical Society, v. 412, p. 295, 2001.
- [30] FORTÁGH, J.; ZIMMERMANN, C. Magnetic microtraps for ultracold atoms. *Reviews of Modern Physics*, v. 79, n. 1, p. 235, 2007.
- [31] YUKALOV, V. I.; GLUZMAN, S. Critical indices as limits of control functions. *Phys. Rev. Lett.*, v. 79, n. 3, p. 333–336, 1997.
- [32] YUKALOV, V. I.; YUKALOVA, E. P.; BAGNATO, V. S. Nonlinear coherent modes of trapped bose-einstein condensates. *Phys. Rev. A*, v. 66, n. 4, p. 043602, 2002.

- [33] MAGALHÃES, K. M. F. *Obtenção de Degenerescência Quântica em Sódio Aprisionado*. Tese (Doutorado) — Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, 2004.
- [34] MAGALHÃES, K. M. F. et al. Achievement of quantum degeneracy in a Na-QUIC trap in Brazil: an in situ observation. *Laser Phys. Lett.*, v. 2, p. 214–219, 2005.
- [35] HUANG, K. *Introduction to Statistical Physics*. [S.l.]: New York: Taylor & Francis, 2001.
- [36] SALINAS, S. R. A. *Introdução à Física Estatística*. 2nd. ed. [S.l.]: São Paulo: Editora da Universidade de São Paulo, 1999.
- [37] BAGNATO, V.; PRITCHARD, D. E.; KLEPPNER, D. Bose-einstein condensation in an external potential. *Phys. Rev. A*, v. 35, n. 10, p. 4354–4358, 1987.
- [38] DALFOVO, F. et al. Theory of bose-einstein condensation in trapped gases. *Rev. Mod. Phys.*, v. 71, n. 3, p. 463–512, 1999.
- [39] PETHICK, C. J.; SMITH, H. *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases*. [S.l.]: Cambridge: Cambridge University Press, 2002.
- [40] MODERN, J. J. *Modern Quantum Mechanics*. Revised. [S.l.]: Addison-Wesley Publishing Company, 1994.
- [41] DU, S. et al. Atom-chip bose-einstein condensation in a portable vacuum cell. *Physical Review A*, v. 70, n. 5, p. 053606, 2004.
- [42] KLEMP, C. et al. Ultraviolet light-induced atom desorption for large rubidium and potassium magneto-optical traps. *Physical Review A*, v. 73, n. 1, p. 013410, 2006.
- [43] MAGALHÃES, D. V. *Desenvolvimento de uma fountain atômica para utilização como padrão primário de tempo*. Tese (Doutorado) — Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, 2004.
- [44] PRITCHARD, D. E. et al. Light traps using spontaneous forces. *Phys. Rev. Lett.*, v. 57, n. 3, p. 310–313, 1986.
- [45] METCALF, H.; STRATEN, P. van der. *Laser Cooling and Trapping*. [S.l.]: New York: Springer-Verlag Inc., 1999.
- [46] RAAB, E. L. et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, v. 59, n. 23, p. 2631–2634, 1987.
- [47] ANDREWS, M. et al. Direct, non-destructive imaging of a bose condensate. *Science*, v. 273, p. 84–87, 1996.
- [48] STAM, K. M. R. van der et al. Large atom number bose-einstein condensate of sodium. *Review of Scientific Instruments*, v. 78, n. 1, p. 013102, 2007.
- [49] PETRICH, W. et al. Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, v. 74, n. 17, p. 3352–3355, 1995.
- [50] MEWES, M.-O. et al. Bose-einstein condensation in a tightly confining dc magnetic trap. *Phys. Rev. Lett.*, v. 77, n. 3, p. 416–419, 1996.

- [51] ESSLINGER, T.; BLOCH, I.; HÄNSCH, T. W. Bose-einstein condensation in a quadrupole-ioffe-configuration trap. *Phys. Rev. A*, v. 58, n. 4, p. R2664–R2667, 1998.
- [52] KETTERLE, W.; DRUTEN, N. van. Evaporative cooling of atoms. *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*, v. 37, p. 181–236, 1996.
- [53] HENN, E. A. L. et al. Evaporation in atomic traps: a simple approach. *American Journal of Physics*, v. 75, n. 10, p. 907–910, 2007.
- [54] CASTIN, Y.; DUM, R. Bose-einstein condensates in time dependent traps. *Phys. Rev. Lett.*, v. 77, n. 27, p. 5315–5319, 1996.
- [55] GIORGINI, S. Damping in dilute bose gases: a mean-field approach. *Phys. Rev. A*, v. 57, n. 4, p. 2949–2957, 1998.
- [56] FEDICHEV, P. O.; SHLYAPNIKOV, G. V.; WALRAVEN, J. T. M. Damping of low-energy excitations of a trapped bose-einstein condensate at finite temperatures. *Phys. Rev. Lett.*, v. 80, n. 11, p. 2269–2272, 1998.
- [57] RAMOS, E. R. F. et al. Order parameter for the dynamical phase transition in bose-einstein condensates with topological modes. *Physical Review A*, v. 76, n. 3, p. 033608, 2007.
- [58] RAMOS, E. R. F. et al. Generation of nonground-state bose-einstein condensates by modulating atomic interactions. *submetido ao Phys. Rev. Lett.*, 2008.
- [59] RAMOS, E. R. F. *Dinâmica das Excitações dos Modos Coerentes Topológicos em um Condensado de Bose-Einstein*. Dissertação (Mestrado) — Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, 2006.
- [60] POLI, N. et al. Cooling atoms in an optical trap by selective parametric excitation. *Phys. Rev. A*, v. 65, n. 2, p. 021401, 2002.
- [61] KUMAKURA, M. et al. Shaking-induced cooling of cold atoms in a magnetic trap. *Phys. Rev. A*, v. 68, n. 2, p. 021401, 2003.
- [62] HENN, E. A. de L. *Variação da temperatura cinética em átomos aprisionados bombeados por campos externos*. Dissertação (Mestrado) — Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, 2004.
- [63] KAWAGUCHI, Y.; SAITO, H.; UEDA, M. Einstein–de haas effect in dipolar bose-einstein condensates. *Physical Review Letters*, v. 96, n. 8, p. 080405, 2006.
- [64] GAWRYLUK, K. et al. Resonant einstein–de haas effect in a rubidium condensate. *Physical Review Letters*, v. 99, n. 13, p. 130401, 2007.
- [65] SUN, B.; YOU, L. Observing the einstein–de haas effect with atoms in an optical lattice. *Physical Review Letters*, v. 99, n. 15, p. 150402, 2007.
- [66] ZWIERLEIN, M. et al. Vortices and superfluidity in a strongly interacting fermi gas. *Nature (London)*, v. 435, p. 1047–1051, 2005.
- [67] DONELLY, R. J. *Quantized Vortices in Helium II*. [S.l.]: Cambridge: Cambridge University Press, 1991.

-
- [68] FETTER, A. Rotating trapped bose-einstein condensates. *arXiv:0801.2952v1*, 2008.
- [69] KASAMATSU, K.; TSUBOTA, M. Quantized vortices in atomic bose-einstein condensates. *arXiv:0709.1042v2*, 2008.
- [70] MADISON, K. W. et al. Vortex formation in a stirred bose-einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, v. 84, n. 5, p. 806–809, 2000.
- [71] CHEVY, F.; MADISON, K. W.; DALIBARD, J. Measurement of the angular momentum of a rotating bose-einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, v. 85, n. 11, p. 2223–2227, 2000.
- [72] ENGELS, P. et al. Observation of long-lived vortex aggregates in rapidly rotating bose-einstein condensates. *Phys. Rev. Lett.*, v. 90, n. 17, p. 170405, 2003.
- [73] MÖTTÖNEN, M. et al. Splitting of a doubly quantized vortex through intertwining in bose-einstein condensates. *Phys. Rev. A*, v. 68, n. 2, p. 023611, 2003.
- [74] SHIN, Y. et al. Dynamical instability of a doubly quantized vortex in a bose-einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, v. 93, n. 16, p. 160406, 2004.
- [75] ABO-SHAEER, J. et al. Observation of vortex lattices in bose-einstein condensates. *Science*, v. 292, p. 476–479, 2001.
- [76] COZZINI, M.; STRINGARI, S. Macroscopic dynamics of a bose-einstein condensate containing a vortex lattice. *Phys. Rev. A*, v. 67, n. 4, p. 041602, 2003.
- [77] HODBY, E. et al. Vortex nucleation in bose-einstein condensates in an oblate, purely magnetic potential. *Phys. Rev. Lett.*, v. 88, n. 1, p. 010405, 2001.
- [78] SCHERER, D. R. et al. Vortex formation by merging of multiple trapped bose-einstein condensates. *Physical Review Letters*, v. 98, n. 11, p. 110402, 2007.
- [79] CARRETERO-GONZÁLEZ, R. et al. Dynamics of vortex formation in merging bose-einstein condensate fragments. *Physical Review A*, v. 77, n. 3, p. 033625, 2008.
- [80] ANDERSEN, M. F. et al. Quantized rotation of atoms from photons with orbital angular momentum. *Physical Review Letters*, v. 97, n. 17, p. 170406, 2006.
- [81] WRIGHT, K. C.; LESLIE, L. S.; BIGELOW, N. P. Optical control of the internal and external angular momentum of a bose-einstein condensate. *Physical Review A*, v. 77, n. 4, p. 041601, 2008.
- [82] MÖTTÖNEN, M.; PIETILÄ, V.; VIRTANEN, S. M. M. Vortex pump for dilute bose-einstein condensates. *Physical Review Letters*, v. 99, n. 25, p. 250406, 2007.
- [83] LI, W.; HAQUE, M.; KOMINEAS, S. A vortex dipole in a trapped two-dimensional bose-einstein condensate. *arXiv:0712.4217v1*, 2008.
- [84] CHEVY, F. et al. Interferometric detection of a single vortex in a dilute bose-einstein condensate. *Phys. Rev. A*, v. 64, n. 3, p. 031601, 2001.
- [85] MAURER, J.; TABELING, P. Local investigation of superfluid turbulence. *Europhys. Lett.*, v. 43, p. 29, 1988.

- [86] FINNE, A. P. et al. An intrinsic velocity-independent criterion for superfluid turbulence. *Nature(London)*, v. 424, p. 1022, 2003.
- [87] ARAKI, T.; TSUBOTA, M.; NEMIROVSKII, S. K. Energy spectrum of superfluid turbulence with no normal-fluid component. *Phys. Rev. Lett.*, v. 89, n. 14, p. 145301, 2002.
- [88] KASAMATSU, K. et al. Three-dimensional dynamics of vortex-lattice formation in bose-einstein condensates. *Physical Review A*, v. 71, n. 6, p. 063616, 2005.
- [89] KOBAYASHI, M.; TSUBOTA, M. Thermal dissipation in quantum turbulence. *Physical Review Letters*, v. 97, n. 14, p. 145301, 2006.
- [90] KOBAYASHI, M.; TSUBOTA, M. Quantum turbulence in a trapped bose-einstein condensate. *Physical Review A*, v. 76, n. 4, p. 045603, 2007.
- [91] EDWARDS, M. et al. Consequence of superfluidity on the expansion of a rotating bose-einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, v. 88, n. 7, p. 070405, 2002.
- [92] HENN, E. A. L. et al. Bose-Einstein condensation in ^{87}Rb : characterization of the brazilian experiment. *Brazilian Journal of Physics*, v. 38, p. 279, 2008.
- [93] HENN, E. A. L. et al. Vortex formation by an off-axis oscillating spherical quadrupole field in a bose-einstein condensate. *manuscrito em preparação*, 2008.
- [94] ROMERO-ROCHÍN, V. Equation of state of an interacting bose gas confined by a harmonic trap: the role of the “harmonic” pressure. *Phys. Rev Lett.*, v. 94, n. 13, p. 130601, 2005.