

Tese de Mestrado

**Proposta para uma Nova Técnica  
de Carregamento de Armadilhas Magnéticas -  
A Fonte de Átomos Criogênicos**

Crícia de Carvalho Rodegheri

Orientador: Dr. Cláudio Lenz Cesar

Rio de Janeiro, Setembro de 2006.

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.



PROPOSTA PARA UMA NOVA TÉCNICA  
DE CARREGAMENTO DE ARMADILHAS MAGNÉTICAS -  
A FONTE DE ÁTOMOS CRIOGÊNICOS

Crícia de Carvalho Rodegheri

Tese de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Física, Instituto de Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

Orientador: Dr. Cláudio Lenz Cesar

Rio de Janeiro/RJ - BRASIL  
Setembro de 2006.

# Proposta para uma Nova Técnica de Carregamento de Armadilhas Magnéticas - A Fonte de Átomos Criogênicos

Crícia de Carvalho Rodegheri

Orientador: Cláudio Lenz Cesar

Tese de Mestrado submetida ao Programa de Pós-graduação em Física, Instituto de Física, da Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

Aprovada por:

.....

Presidente, Prof. Dr. Cláudio Lenz Cesar

.....

Prof. Dr. Rodrigo Barbosa Capaz

.....

Prof. Dr. José Roberto Rios Leite

Rio de Janeiro, RJ - Brasil

Setembro de 2006

Rodegheri, Crícia de Carvalho.

R687 Proposta para uma Nova Técnica de Carregamento de Armadilhas Magnéticas - A Fonte de Átomos Criogênicos. / Crícia de Carvalho Rodegheri. Rio de Janeiro: UFRJ/IF, 2006.

xviii, 122f.: il.; 29,7 cm.

Orientador: Cláudio Lenz Cesar

Tese (mestrado) - UFRJ / IF / Programa de Pós-graduação em Física, 2006.

Referências bibliográficas: f. 112-122.

1. Armadilhas magnéticas. 2. Carregamento por gás *buffer*. 3. Ablação a *laser*. 4. Matriz de isolamento. I. Cesar, Cláudio Lenz. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, Instituto de Física, Programa de Pós-graduação em Física. III. Proposta para uma Nova Técnica de Carregamento de Armadilhas Magnéticas - A Fonte de Átomos Criogênicos.

## RESUMO

### **Proposta para uma Nova Técnica de Carregamento de Armadilhas Magnéticas - A Fonte de Átomos Criogênicos.**

Crícia de Carvalho Rodegheri

Orientador: Dr. Cláudio Lenz Cesar

Resumo da Tese de Mestrado submetida ao Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

Neste trabalho apresentamos o projeto, desenvolvimento e construção do aparato experimental utilizado para produzir e manipular uma fonte de átomos de baixa temperatura que será usada como provedor de átomos numa nova técnica de carregamento de armadilhas magnéticas para átomos neutros. A fonte consiste de uma matriz sólida formada a partir da co-deposição da espécie atômica a ser aprisionada e um gás nobre, sobre um substrato de safira mantido a temperaturas criogênicas. A ablação a *laser* de um precursor sólido de cromo gera uma nuvem de átomos, a chamada pluma de ablação, direcionada para o substrato, enquanto um gás nobre é constantemente injetado na célula experimental também em direção ao substrato. O resultado da solidificação do gás nobre e dos átomos de cromo sobre a superfície fria do substrato é o que chamamos de matriz de isolamento. Os átomos da matriz podem ser liberados para a fase gasosa com temperaturas inferiores a 100 K, através, por exemplo, do aquecimento elétrico do substrato.

Avaliamos a possibilidade de utilizar esta fonte como alternativa à técnica atualmente bem estabelecida do resfriamento por gás *buffer* para o carregamento de armadilhas magnéticas. O resfriamento por gás *buffer* mostrou-se uma poderosa ferramenta no que concerne ao aprisionamento magnético de espécies neutras, principalmente por ter proporcionado um generoso aumento do número de espécies atômicas e até moleculares aprisionáveis. A generalidade desta técnica é indiscuti-

velmente um de seus maiores méritos. No entanto foi uma de suas limitações que nos levou à proposta deste trabalho. Na técnica de carregamento por gás *buffer*, as partículas da amostra a ser aprisionada são resfriadas por meio de colisões elásticas com os átomos de um gás mantido a temperaturas criogênicas, o gás *buffer*. O procedimento consiste em introduzir a amostra a altas temperaturas numa célula experimental, contendo uma densidade suficientemente alta do gás frio, na região onde esteja estabelecido o campo confinante. O número de colisões necessário para a termalização da amostra dependerá das massas das partículas que participam da colisão e da temperatura inicial da amostra. O problema é que estas colisões na presença do campo magnético podem induzir transições dos átomos em estados aprisionáveis para estados não aprisionáveis, ocasionando perdas na armadilha. Nossa proposta consiste em garantir que a temperatura inicial da amostra introduzida na região da armadilha seja pelo menos entre uma e duas ordens de grandeza menor do que as temperaturas atualmente utilizadas, de forma que possamos suplantarmos algumas dificuldades da técnica de resfriamento por gás *buffer*, a partir da redução do número de colisões necessárias ao pré-resfriamento da amostra.

O equipamento construído e os resultados preliminares apresentados nesta tese constituem o ponto de partida para a caracterização e otimização de uma fonte alternativa de átomos de baixa temperatura, que virá a ser o elemento principal de uma nova técnica de carregamento de armadilhas magnéticas para átomos neutros.

Palavras-chave: 1. Armadilhas magnéticas. 2. Carregamento por gás *buffer*. 3. Ablação a *laser*. 4. Matriz de isolamento.

Rio de Janeiro, Setembro de 2006.

***ABSTRACT*****Proposal for a New Technique for the Loading of Magnetic Traps - The  
Cryogenic Atom Source.**

Crícia de Carvalho Rodegheri

Orientador: Dr. Cláudio Lenz Cesar

*Abstract* da Tese de Mestrado submetida ao Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

In this work we present the project, development and construction of an experimental assembly used to produce and manipulate a low temperature atom source to be used as an atom provider in a new technique for loading of neutral atoms into magnetic traps. The source consists of a solid matrix formed by the co-deposition of the atomic specie to be trapped and a rare gas on a sapphire substrate kept at cryogenic temperatures. The laser ablation of a solid chromium precursor generates a cloud of atoms, called the ablation plume, which is directed towards the substrate, at the same time a rare gas is constantly injected into the experimental cell also being directed towards the substrate. The result of the solidification of the rare gas and the chromium atoms on the substrate cold surface is what we call the matrix isolation. The atoms in the matrix can be brought to the gas phase at temperatures lower than 100 K , for example through the electric heating of the substrate .

We evaluate the possibility of using this source as an alternative to the actual, well established technique of buffer gas cooling for the loading of magnetic traps. Buffer gas cooling became a powerful tool for magnetic trapping of neutral species, especially because it provided a generous increase in the number of atomic species and even in molecular trappable species. The generality of this technique is undoubtedly one of its greater merits. Nevertheless it was one of its limitations that led us to the proposal of this work. In buffer gas loading the particles of the sample

to be trapped are cooled through elastic collisions with the atoms of a gas kept at cryogenic temperatures, the buffer gas. The method consists of introducing the high temperature sample into the experimental cell, in which there must be a sufficiently high cold gas density in the region where the confining field is established. The number of collisions necessary for the sample thermalization will depend on the masses of the particles involved at the collision and on the initial temperature of the sample. The problem is that these in-field collisions can induce the atoms in a trappable state to undergo a transition into a state that can not be trapped, thus leading to trap losses. Our proposal is to guarantee that the initial temperature of the sample introduced in the trap region is at least one or two orders of magnitude lower than the actual used temperatures. This way we can overcome some of the difficulties of the buffer gas cooling technique, through the reduction of necessary collisions to the sample pre-cooling.

The constructed equipment and the first results presented in this thesis are the starting point for the characterization and optimization of an alternative low temperature atom source that will be the principal element in a new technique for the loading of neutral atoms into magnetic traps.

Keywords: 1. Magnetic traps. 2. Buffer gas loading. 3. Laser ablation. 4. Matrix Isolation.

Rio de Janeiro, Setembro de 2006.

À minha família.

## AGRADECIMENTOS

Agradeço a todos que participaram, direta ou indiretamente, da concretização deste trabalho.

- Ao professor Cláudio Lenz Cesar por sua orientação, seu incrível entusiasmo, seu inabalável otimismo, sua calma, sua fartura de idéias e pelos deliciosos chocolates suíços.
- Ao amigo Daniel Miranda, por seu bom humor, dedicação, paciência e por estar sempre disposto a ajudar. Agradeço pela colaboração fundamental não só para este trabalho, como também para a minha formação, e pelas piadas capazes de tornar agradáveis até os momentos mais “trágicos”.
- Aos amigos do laboratório, Tarciro, Moreno, Bernd, Eduardo e Ricardo, não só pela contribuição de cada um para este trabalho, mas principalmente pela agradável convivência, pelas discussões, pela cumplicidade e pelos adoráveis e engraçados momentos de descontração.
- Ao sempre prestativo Pedro Guaranho, por sua ajuda e conversas alegres e descontraídas.
- Ao grande Pedrinho Total da oficina mecânica, por seu trabalho mais do que competente, por fazer o possível e principalmente o impossível, por sua incansável simpatia e seu sorriso contagiante.
- A Wania Wolff, Miriam e Leandro, professores do Instituto de Física, sempre prontos a ajudar, mesmo que apenas com uma palavra encorajadora.
- Aos funcionários da Criogenia, Bacana, Dijalma e Luis Antônio.

- Ao pessoal da oficina mecânica, Chico, Flávio, Domingos e Luis Carlos pelo apoio.
- Aos professores e alunos do Laboratório de Baixas Temperaturas por todo o apoio. Em especial ao professor Miguel Novak, por emprestar seu tempo, atenção e laboratório para a calibração dos termômetros usados neste trabalho e ao Stephan, por toda sua ajuda e paciência.
- Ao pessoal da secretaria de pós-graduação pelo trabalho sempre competente, principalmente ao Casé e à Cristina, por terem me aturado bravamente durante esses dois anos.
- Ao Curt, Diego, César e Luis Alexandre, pelo suporte computacional.
- À minha família, pai, mãe, vó, tia e irmã, pelo amor, confiança e apoio incondicionais.
- Aos meus felinos, Bartolomeu e Zai, que com sua ternura e principalmente fofura, transformaram vários períodos difíceis em momentos de alegria e satisfação.
- À criostata Suzi, por enfrentar com bravura as condições adversas e as situações embaraçosas em prol da ciência.
- Ao Utz, pelo amor, companheirismo e apoio. Te amo.
- Ao CNPq e FAPERJ pelo suporte financeiro.
- A Deus, por tudo acima e todo o resto.

# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Técnicas Experimentais para o Resfriamento e Aprisionamento de Átomos Neutros</b>	<b>8</b>
2.1	Aprisionamento Magnético de Espécies Neutras . . . . .	9
2.1.1	Descrição Clássica . . . . .	9
2.1.2	Descrição Quântica . . . . .	11
2.1.3	Carregamento de Armadilhas e Resfriamento . . . . .	13
2.1.4	Perdas em Armadilhas Magnéticas . . . . .	15
2.1.5	Tipos de Armadilhas Magnéticas . . . . .	22
2.2	Resfriamento Evaporativo . . . . .	23
2.3	Ablação a <i>Laser</i> . . . . .	25
2.4	A Técnica do Carregamento por Gás <i>Buffer</i> . . . . .	28
2.4.1	Descrição da Idéia . . . . .	29
2.4.2	Modelos para o Carregamento por Gás <i>Buffer</i> . . . . .	31
2.4.3	Vantagens e Desvantagens do Carregamento por Gás <i>Buffer</i> . . . . .	35
2.5	Carregamento de Armadilhas Magnéticas a Partir de uma Fonte de Átomos de Baixa Temperatura . . . . .	38
2.5.1	Visão Geral da Proposta . . . . .	39
2.5.2	A Fonte de Átomos de Baixa Temperatura . . . . .	41

<b>3</b>	<b>Montagem experimental</b>	<b>46</b>
3.1	O Criostato . . . . .	46
3.2	A Célula Experimental . . . . .	57
3.2.1	A Primeira Tentativa: A Célula de PVC . . . . .	59
3.2.2	A Célula de Aço Inoxidável . . . . .	66
3.3	O Sistema de bombeamento e admissão de gases na célula experimental . . . . .	73
3.4	Principais Cálculos para o Projeto do Aparato Experimental . . . . .	76
3.5	O Sistema Óptico . . . . .	84
3.5.1	O <i>Laser</i> para Monitoramento do Crescimento da Matriz . . . . .	85
3.5.2	O <i>Laser</i> de Ablação . . . . .	89
3.5.3	O <i>Laser</i> de Espectroscopia . . . . .	90
<b>4</b>	<b>Resultados</b>	<b>94</b>
4.1	Medidas para a Caracterização dos Contatos Térmicos . . . . .	94
4.2	Experimentos de Deposição e Liberação dos Átomos de Argônio . . . . .	99
4.3	Experimentos de Deposição e Liberação dos Átomos de Neônio . . . . .	103
<b>5</b>	<b>Conclusões e Perspectivas</b>	<b>109</b>

# Lista de Figuras

2.1	Autoenergias do átomo de hidrogênio no estado fundamental na presença de um campo magnético. . . . .	13
2.2	Simulação da expansão de uma pluma gerada por ablação a <i>laser</i> . .	26
2.3	Célula da rede fcc com a representação dos sítios octaédrico e tetraédrico. . . . .	44
3.1	Criostato comercial Janis modelo 12 CNDT ao qual adaptamos nosso sistema experimental . . . . .	47
3.2	Criostato comercial Janis com nosso aparato experimental adaptado.	49
3.3	Montagem experimental para produção e estudo da fonte de átomos de baixa temperatura. . . . .	50
3.4	Criostato Janis com uma parte do nosso aparato experimental adaptado.	51
3.5	“Camadas” mais externas da nossa adaptação experimental. . . . .	52
3.6	Vista em corte, frontal e lateral do “copo” de cobre da camada intermediária da nossa montagem experimental. . . . .	53
3.7	Peça inteiriça de alumínio que é adaptada na chapa externa do criostato.	55
3.8	Montagem concluída do nosso aparato experimental ainda sem os sistemas ópticos. . . . .	56
3.9	Taxa de evaporação de $\ell^4\text{He}$ do sistema com e sem nossa adaptação experimental. . . . .	57
3.10	Primeira versão para a célula experimental: a célula de PVC. . . . .	60

3.11	Parte inferior da célula de PVC ampliada. . . . .	63
3.12	Adaptações na célula de PVC para evitar a quebra das janelas durante o resfriamento. . . . .	65
3.13	Primeira configuração para a célula de aço inoxidável. . . . .	67
3.14	Método para fixação das janelas na primeira configuração da célula de aço inoxidável. . . . .	69
3.15	Segunda e última configuração para a célula de aço inoxidável - suporte para a janela inferior. . . . .	71
3.16	Módulos que constituem a célula experimental. . . . .	72
3.17	Célula experimental montada na tampa do fundo do contâiner $\ell^4\text{He}$ do criostato. . . . .	73
3.18	Sistema para o bombeamento e admissão de gases na célula experimental. . . . .	74
3.19	Integral da condutividade térmica para diferentes materiais e temperaturas entre 1 K e 300 K. . . . .	78
3.20	Ilustração para o problema do cálculo do contato térmico do substrato. . . . .	79
3.21	Ilustração para o problema do cálculo da potência necessária para sublimar uma dada quantidade de átomos da matriz. . . . .	83
3.22	Representação esquemática do sistema óptico para monitoramento do crescimento da matriz. . . . .	86
3.23	Montagem experimental para o sistema óptico de monitoramento do crescimento da matriz. . . . .	87
3.24	Franjas de interferência durante o crescimento da matriz, calculadas para nosso sistema. . . . .	88
3.25	Representação esquemática do sistema óptico para ablação a <i>laser</i> . . . . .	89
3.26	Representação esquemática do sistema óptico para espectroscopia do cromo. . . . .	91

3.27	Representação esquemática do sistema para medir a linha da transição atômica. . . . .	92
4.1	Variação da temperatura no substrato de safira para diferentes valores de potência aplicada aos resistores de aquecimento. Medidas realizadas a partir de 77 K. . . . .	95
4.2	Condutividade térmica para diferentes materiais e temperaturas entre 1 K e 300 K. . . . .	97
4.3	(a) Variação da temperatura no substrato para diferentes valores de potência aplicada aos resistores de aquecimento. (b) Comparação entre a variação da temperatura no substrato medida e calculada. Medidas realizadas a partir de 4,2 K. . . . .	98
4.4	Substrato de safira opaco devido à deposição do argônio a temperaturas abaixo de 10 K. . . . .	100
4.5	Franjas de interferência observadas durante dois processos de deposição de argônio com diferentes valores de fluxo do gás. . . . .	101
4.6	Pulso curto de tensão aplicado aos resistores do substrato para a liberação dos átomos depositados. . . . .	102
4.7	Variação da temperatura no substrato devido à aplicação de um pulso curto de tensão. . . . .	103
4.8	Franjas de interferência observadas durante o processo de deposição dos átomos de neônio sobre o substrato. . . . .	104
4.9	Variação da temperatura medida no substrato devido à aplicação de um pulso curto de tensão sobre os resistores de aquecimento. . . . .	105
4.10	Variação da temperatura medida no substrato devido à aplicação de três pulsos de tensão seguidos e iguais, para a liberação dos átomos de uma mesma matriz. . . . .	106

4.11 Variação da temperatura medida no substrato devido ao aquecimento  
através de uma lâmpada dicróica. . . . . 107

# Lista de Tabelas

2.1	Elementos cujo momento magnético tem um valor superior a 1 magneton de Bohr . . . . .	16
2.2	Formas funcionais para os processos de perda (um, dois e três corpos) em armadilhas magnéticas. . . . .	21
2.3	Parâmetros de rede para os sólidos de gases nobres. . . . .	44
3.1	Resistividade dos fios de manganina para 4,2 K, 77 K e 298 K. . . . .	64
3.2	Pressões de vapor e temperaturas de sublimação de sólidos de gases nobres. . . . .	79
3.3	Calor latente de sublimação para os gases nobres a 0 K e no ponto triplo. . . . .	81
3.4	Visibilidade das franjas de interferência calculadas para o Ar e o Ne. . . . .	88

# Capítulo 1

## Introdução

A Física Atômica e Molecular constitui o ramo da Física que tem como escopo o estudo da estrutura e fenomenologia eletrônica de átomos individuais e daqueles que compõem moléculas isoladas. O interesse pela estrutura atômica não data de hoje, tendo sua origem há mais de um século. Avanços nesta direção foram valiosos para a Física como um todo, tendo proporcionado, por exemplo, o desenvolvimento da Mecânica Quântica.

Átomos e moléculas pequenas podem ser basicamente tratados como sistemas fechados, o que os torna interessantes e úteis no que concerne a testes altamente precisos e desenvolvimento de teorias. À temperatura ambiente, porém, estas partículas se movem a altas velocidades, o que dificulta a realização, e representa um impedimento ao aumento da precisão e resolução de medidas com estes átomos e moléculas. Medidas de frequência via espectroscopia a *laser* ou através de fontes de microondas e radiofrequência constituem atualmente as formas de medida mais precisas. No caso da espectroscopia a *laser* de uma amostra gasosa, o deslocamento Doppler, que gera um alargamento das linhas espectrais, e a limitação do tempo de observação, ou seja, do tempo durante o qual o átomo interage com a radiação utilizada para interrogação das transições atômicas, são exemplos de efeitos geralmente indesejáveis

---

relacionados às altas velocidades de átomos e moléculas à temperatura ambiente. O alargamento Doppler é proporcional a  $\sqrt{T}$  para a amostra termalizada e ocorre devido à diferença entre a frequência da radiação absorvida no referencial de um átomo que se move com uma dada velocidade e aquela absorvida no referencial de um átomo em repouso, em relação à fonte de radiação.

Para a otimização das condições de medida em sistemas atômicos e conseqüentemente a obtenção de um aumento de precisão, alguns critérios devem ser observados. Em primeiro lugar, é altamente desejável que a densidade dos sistemas estudados seja baixa, ou seja, que os átomos interajam fracamente uns com os outros, como acontece em sistemas gasosos diluídos. Além disso, é importante que o tempo de observação possa ser suficientemente longo, o que exige uma amostra atômica na qual as partículas possuam velocidades bem mais baixas do que aquelas à temperatura ambiente, para *lasers* com um diâmetro de feixe razoável. Todos estes fatores levaram à busca de sistemas experimentais com os quais fosse possível produzir amostras atômicas gasosas a baixas temperaturas e confinadas espacialmente. Os avanços obtidos neste sentido na Física Atômica possibilitaram um intenso desenvolvimento em várias linhas de pesquisa dessa área, como: espectroscopia de alta resolução [1], colisões atômicas [2], condensação de Bose-Einstein [3], degenerescência de Fermi [4], interação átomo-superfície [5], relógios atômicos [6], óptica atômica [7], testes (atômicos) de Física Básica [8], *lasers* de átomos [9] e a lista continua se estendendo.

O confinamento de partículas pode ser realizado por meio de diferentes técnicas. Chamamos de armadilha uma dada combinação destas técnicas capaz de manter as partículas numa região do espaço sem contato com as paredes físicas. Partículas carregadas, como elétrons, pósitrons e íons atômicos, podem ser aprisionadas em armadilhas eletromagnéticas. Alguns exemplos deste tipo de armadilha são a armadilha de Paul, caracterizada por um arranjo de campos elétricos estáticos e dinâmicos e a armadilha de Penning, que se utiliza da superposição de campos elétricos e

---

magnéticos estáticos. Armadilhas para partículas carregadas apresentam uma vantagem em relação às armadilhas para átomos neutros. Por terem seu funcionamento baseado na forte interação dos campos com a carga elétrica das partículas, estas armadilhas são capazes de aprisionar partículas com energias altas, podendo ser carregadas à temperatura ambiente (300 K) ou mesmo a temperaturas muito mais altas (eV's ou até mesmo MeV's). Dizemos que estas armadilhas são mais profundas, sendo a profundidade entendida, em linhas gerais, como a energia máxima que uma partícula pode ter, para ser confinada numa dada armadilha<sup>1</sup>.

Armadilhas magnéticas para espécies neutras, por sua vez, tem seu funcionamento baseado na interação entre o momento de dipolo magnético de átomos ou moléculas e um campo magnético estático não-uniforme. Estas interações são muito mais fracas do que aquelas que ocorrem nas armadilhas para partículas carregadas. Conseqüentemente, as profundidades obtidas em armadilhas para espécies neutras são menores. Por isso, faz-se necessário o resfriamento prévio destes átomos (ou moléculas) antes de os mesmos poderem ser aprisionados e, uma vez aprisionados, é possível resfriá-los ainda mais, até temperaturas da ordem de microkelvin ou nanokelvin, utilizando a técnica do resfriamento evaporativo forçado, descrita na seção 2.2.

Durante a década de 80 e início da década de 90 foram desenvolvidas duas técnicas de pré-resfriamento para átomos neutros: o resfriamento de hidrogênio com *spin* polarizado, em células criogênicas com paredes recobertas por um filme de  $\ell^4\text{He}$  superfluido [10, 11], e as técnicas ópticas de resfriamento e aprisionamento de átomos (principalmente alcalinos) por *laser* [12]. Os avanços obtidos por estas distintas frentes de pesquisa acabaram tornando possível a produção dos primeiros condensados de Bose-Einstein, abrindo assim o caminho para o estudo da matéria num estado completamente novo.

---

<sup>1</sup>Voltaremos ao conceito de profundidade de uma armadilha magnética no capítulo 2.

Os esforços experimentais buscando a condensação em hidrogênio resfriado criogenicamente foram liderados principalmente por dois grupos: um nos Estados Unidos (MIT), com Greytak e Kleppner e outro na Holanda (Universidade de Amsterdam), com Silvera e Walraven. Depois da primeira estabilização do hidrogênio com *spin* polarizado [10, 11], as tentativas iniciais de atingir a condensação basearam-se em experimentos de compressão mecânica do gás. Porém, a alta taxa de recombinação de três corpos nas paredes da célula provocava explosões no gás e impunha limites para a densidade [13, 14, 15, 16]. Um novo esquema, que pretendia confinar o gás sem o uso de paredes físicas, através do aprisionamento magnetostático [17], foi proposto [18] e demonstrado [19] pelo grupo do MIT, juntamente com a técnica de resfriamento evaporativo [20]. Em 1998 a condensação de Bose-Einstein em hidrogênio foi finalmente alcançada [21], três anos após a produção do primeiro condensado em 1995, obtido por meio das técnicas de manipulação a *laser* de átomos alcalinos.

A primeira demonstração bem sucedida do resfriamento a *laser* resultou no aprisionamento de íons em armadilhas eletrodinâmicas [22]. Em seguida, a técnica foi também demonstrada para feixes térmicos de átomos alcalinos [23]. Deste estágio até finalmente a obtenção do condensado de Bose-Einstein, várias técnicas relacionadas ao resfriamento a *laser* foram demonstradas e desenvolvidas. Dentre os principais marcos para o incrível progresso na área, podemos destacar: o aperfeiçoamento de técnicas como a desaceleração Zeeman [23] e o resfriamento por varredura (*chirp cooling*) [24], a demonstração do melão óptico (*optical molasses*) [25], a descoberta do resfriamento Sísifo (*Sisyfus cooling*) [26], a realização da armadilha magneto-óptica (*magneto-optical trap*) ou MOT [27], o aprisionamento de átomos no foco de um feixe de *laser* [28] e a demonstração de que o MOT poderia ser carregado diretamente do vapor residual em uma célula operando a baixa pressão, evitando a necessidade do resfriamento de um feixe atômico [29]. Mesmo com todos estes avanços ainda não era possível atingir o ponto de transição para a condensação. Foi

---

somente através da união das técnicas de resfriamento a *laser* com a, até então, já demonstrada técnica de resfriamento evaporativo forçado para hidrogênio atômico [18], que finalmente tornou-se possível, em 1995, a observação pela primeira vez da condensação de Bose-Einstein em amostras gasosas diluídas, aprisionadas em armadilhas magnéticas [3, 30, 31].

Ambas as técnicas de resfriamento descritas até aqui, apresentam como desvantagem o fato de não serem técnicas de aplicação geral. No caso da termalização com uma superfície criogênica, sua aplicação restringe-se ao caso do hidrogênio com *spin* polarizado em equilíbrio com uma superfície de  $\ell^4\text{He}$  superfluido, para a qual a energia de ligação do hidrogênio é bem baixa ( $\sim 1$  K), o que torna possível manter os átomos de hidrogênio na fase vapor por um tempo limitado. O resfriamento a *laser*, por sua vez, pode ser aplicado apenas a espécies simples, que constituam sistemas que apresentem uma transição óptica praticamente fechada, visto que nesta técnica, a redução da temperatura está relacionada com a transferência de momento na absorção e emissão de fótons pelos átomos. Como são necessários vários ciclos de absorção e reemissão dos fótons para que haja uma redução considerável na velocidade do átomo, deve-se dispor de um sistema com o qual seja possível evitar a relaxação do átomo para um estado que não seja mais capaz de absorver fótons. Esta aproximação de sistema de dois níveis se aplica melhor para átomos alcalinos, o que explica o fato de os primeiros condensados de Bose-Einstein terem sido observados com alcalinos (Rb, Na e Li). Para as moléculas, devido ao grande número de transições rotacionais e vibracionais existentes, torna-se praticamente impossível implementar a técnica de resfriamento a *laser*.

Uma terceira técnica mais geral de pré-resfriamento e carregamento de armadilhas para átomos neutros é o resfriamento por gás *buffer*, técnica proposta em 1995 [32] e demonstrada em 1997 [33] pelo grupo de John Doyle (Universidade de Harvard, E.U.A). Nesta técnica, espécies neutras são resfriadas através de colisões

---

elásticas com um gás a temperaturas criogênicas. Após um certo número de colisões, a amostra atômica estará termalizada com o gás, sendo sua temperatura suficientemente baixa para possibilitar seu aprisionamento numa armadilha magnética profunda. Este método independe dos detalhes da estrutura interna das partículas, podendo ser utilizado tanto para átomos quanto para moléculas paramagnéticas, o que inclusive foi demonstrado em 1998 [34]. Estas características tornam a técnica de resfriamento por gás *buffer* uma técnica interessante e promissora, principalmente no que concerne ao estudo de moléculas frias.

Neste trabalho apresentamos uma proposta para uma nova técnica de resfriamento e armazenamento de espécies neutras em ambiente criogênico. Nosso método tem como elemento principal uma fonte de átomos de baixa temperatura e pretende superar uma das limitações da técnica de resfriamento por gás *buffer*. O fato é que para que uma amostra atômica seja resfriada via termalização por gás *buffer*, esta deve ser introduzida na região da armadilha magnética, em ambiente criogênico. A técnica de ablação a *laser* (*laser ablation*) [35, 36] mostrou-se a mais versátil para tal propósito. Esta técnica consiste basicamente em liberar uma grande quantidade de partículas a partir de um alvo sólido da espécie atômica de interesse, fazendo-se incidir sobre o mesmo um feixe de *laser* pulsado de alta intensidade. O resultado é uma nuvem de partículas com temperaturas da ordem de  $10^3$  K. Para alcançar a termalização, partindo-se de valores de temperatura tão elevados, é necessário um certo número de colisões entre os átomos e o gás *buffer*. Foi observado que, durante o resfriamento, processos de colisões inelásticas podem levar à despolarização da amostra e conseqüente perda de átomos armazenáveis [37].

Nosso método utiliza-se igualmente da técnica de ablação a *laser* para obter átomos de cromo a partir de um precursor sólido. A idéia consiste então em co-depositar um gás nobre e os átomos provenientes da nuvem de ablação sobre um substrato mantido a temperaturas criogênicas, formando uma matriz sólida [38]. O

próximo passo consiste em desprender estes átomos da matriz, o que pode ser feito simplesmente através do aquecimento elétrico do substrato. A vantagem é que com este método os átomos podem ser liberados a temperaturas bem abaixo de 100 K, o que concede à técnica uma certa versatilidade com relação à implementação da armadilha magnética, bem como permite uma redução do aparato experimental, em comparação com aquele utilizado para implementação da técnica de resfriamento por gás *buffer*. Todos estes aspectos serão detalhadamente discutidos em capítulos posteriores nesta tese.

Neste trabalho apresentamos os primeiros progressos obtidos no sentido de concretizar a técnica proposta, desde uma descrição da idéia original e dos detalhes do projeto, passando pela construção e montagem experimental, até a apresentação dos primeiros resultados. No capítulo 2 descreveremos algumas técnicas experimentais de importância para o trabalho, como o resfriamento por gás *buffer*, suas principais vantagens e desvantagens e o aprisionamento magnético de espécies neutras. Além disso, discutiremos mais detalhadamente a nossa proposta de resfriamento e aprisionamento magnético, com destaque para a fonte de átomos de baixa temperatura. No capítulo 3 descreveremos nosso aparato experimental, destacando as características mais relevantes de seu projeto e montagem. No capítulo 4 apresentaremos e discutiremos os resultados obtidos até o momento. Finalmente no capítulo 5 concluiremos o trabalho, sintetizando os avanços obtidos e discutindo as perspectivas e futuro do experimento.

## Capítulo 2

# Técnicas Experimentais para o Resfriamento e Aprisionamento de Átomos Neutros

Neste capítulo apresentamos uma descrição mais detalhada de algumas técnicas experimentais que possibilitam a criação de amostras atômicas frias confinadas espacialmente. Mais especificamente discutimos as técnicas de aprisionamento magnetoestático de átomos neutros e o resfriamento por gás *buffer*, destacando as principais vantagens e desvantagens desta última. Outras técnicas como a ablação a *laser*, utilizada para vaporizar amostras sólidas e assim prover a nuvem atômica a ser resfriada e aprisionada e a técnica do resfriamento evaporativo forçado, que permite reduzir a temperatura dos átomos aprisionados, serão também descritas. Por fim apresentamos a nossa proposta para o carregamento de armadilhas magnéticas para átomos neutros, destacando as técnicas utilizadas para a criação da fonte de átomos de baixa temperatura, o elemento central deste trabalho.

## 2.1 Aprisionamento Magnético de Espécies Neutras

É fácil imaginar que partículas carregadas possam ser aprisionadas por alguma configuração de campos eletromagnéticos, que simplesmente se utilize da forte interação dos campos com a carga elétrica da partícula. De fato, os arranjos de campos necessários para o aprisionamento foram propostos ainda na década de 30, sendo o confinamento de íons demonstrado na década de 50. Com isso tornou-se possível a realização de experimentos que muito se aproximavam da situação idealizada de um sistema isolado de perturbações externas que permitisse longos tempos de observação. Mas, e se as partículas que desejamos confinar não possuírem carga elétrica resultante? Como construir uma armadilha para átomos neutros ou moléculas? Devemos lembrar que tanto prótons quanto neutrons e elétrons possuem momentos magnéticos intrínsecos. Em se tratando de átomos e moléculas, o momento magnético da partícula é dado pela combinação dos momentos intrínsecos de seus constituintes e a contribuição do momento angular orbital dos elétrons. Em alguns casos, esta combinação pode resultar em espécies “magneticamente neutras”, como os gases nobres. No entanto, a maioria dos átomos da tabela periódica, assim como um grande número de moléculas, possuem um momento magnético resultante da ordem de  $1\mu_B$ <sup>1</sup>, o momento magnético do elétron, ou maior. É justamente na interação deste momento magnético com um campo magnético externo que se baseia o funcionamento de uma armadilha magnética.

### 2.1.1 Descrição Clássica

Consideremos um átomo com momento de dipolo magnético  $\mu$  na presença de um campo magnético externo  $\mathbf{B}$ . Nestas condições, a energia de interação entre o dipolo

---

<sup>1</sup> $\mu_B = 9,27 \times 10^{-24}$  J/T é o magneton de Bohr

magnético e o campo externo pode ser escrita como:

$$U = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}. \quad (2.1)$$

A força de interação exercida sobre o átomo será:

$$\mathbf{F} = -\nabla U. \quad (2.2)$$

Considerando  $\mathbf{B}$  paralelo ao eixo  $z$ ,  $\theta$  como sendo o ângulo entre  $\mathbf{B}$  e  $\boldsymbol{\mu}$  e supondo que a componente de  $\boldsymbol{\mu}$  na direção de  $\mathbf{B}$  é constante, isto é, que o dipolo seguirá adiabaticamente o campo, podemos reescrever as equações (2.1) e (2.2) respectivamente como:

$$U = -\mu B \cos \theta. \quad (2.3)$$

$$\mathbf{F} = \mu \cos \theta \nabla B. \quad (2.4)$$

Neste contexto, temos duas possíveis situações: se a componente  $z$  de  $\boldsymbol{\mu}$  é paralela ao eixo  $z$ , ou seja, ( $0 < \theta < \pi/2$ ), a energia potencial  $U$  é negativa e decresce com o módulo do campo. Neste caso, a força  $\mathbf{F}$  em (2.4) apontará para a região onde o campo é mais alto. Átomos neste estado são denominados *high-field seekers*. Por outro lado, se a componente  $z$  de  $\boldsymbol{\mu}$  é anti-paralela ao eixo  $z$ , ou seja, ( $\pi/2 < \theta < \pi$ ), a energia  $U$  é positiva e aumenta com o módulo do campo. Neste caso, a força  $\mathbf{F}$  apontará para a região onde o campo é mais baixo. Átomos neste estado são denominados *low-field seekers*.

Então, em princípio, bastaria gerar um campo com um máximo tridimensional em algum ponto do espaço para que átomos no estado *high-field seeking* pudessem ser aprisionados, ou, de forma equivalente, poderíamos produzir um campo com um ponto de mínimo, de maneira que átomos no estado *low-field seeking* pudessem ser confinados. Como, de acordo com as equações de Maxwell, não é possível criar campos magnetostáticos com um ponto de máximo local no espaço livre [39], átomos

e moléculas no estado *high-field seeking* não são aprisionáveis. Portanto, o aprisionamento magnético de espécies neutras é realizado por meio de campos magnetostáticos não-homogêneos com um mínimo local em algum ponto do espaço, no qual partículas no estado *low-field seeking* são aprisionadas.

### 2.1.2 Descrição Quântica

Os níveis de energia de átomos (ou moléculas) na presença de um campo magnético externo podem sofrer um deslocamento, o que conhecemos por efeito Zeeman. Por meio deste efeito, alguns estados de energia degenerados podem ser desdobrados em uma certa quantidade de estados não degenerados. Os estados cuja energia cresce com o campo magnético aplicado são os chamados *low-field seeking* e como já vimos, são os únicos que podem ser aprisionados. Os estados não aprisionáveis, os *high-field seeking*, terão uma energia que decresce com o campo.

O Hamiltoniano Zeeman de um átomo com momento angular de spin  $\mathbf{S}$ , momento angular orbital  $\mathbf{L}$  e spin nuclear nulo, submetido a um campo magnético  $\mathbf{B}$ , tem a seguinte forma [40]:

$$H = g_J \mu_B \mathbf{J} \cdot \mathbf{B}, \quad (2.5)$$

onde  $\mathbf{J} = \mathbf{S} + \mathbf{L}$  é o momento angular eletrônico total,  $\mu_B$  é o magneton de Bohr e  $g_J$  é o fator de Landé, dado por:

$$g_J = g_L \frac{J(J+1) + L(L+1) - S(S+1)}{2J(J+1)} + g_S \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.6)$$

sendo  $S, L$  e  $J$  os números quânticos associados ao momento angular de spin, momento angular orbital e momento angular eletrônico total, respectivamente.

No limite de baixos campos, os momentos angulares  $\mathbf{S}$  e  $\mathbf{L}$  podem ser acoplados, resultando no momento angular total  $\mathbf{J}$  (caracterizado pelo número quântico  $J$ ). Cada valor de  $J$  tem  $(2J+1)$  projeções ( $m_J = -J, -J+1, \dots, +J$ ) no eixo de

quantização definido pela direção de  $\mathbf{B}$ . Os autoestados de energia na base  $|J, m_J\rangle$  são dados por:

$$E = m_J g_J \mu_B B. \quad (2.7)$$

No limite de campos altos, os bons números quânticos passam a ser as projeções  $m_S$  e  $m_L$  no eixo de quantização dos momentos angulares  $\mathbf{S}$  e  $\mathbf{L}$ , respectivamente. Os números quânticos  $m_S$  e  $m_L$  podem assumir  $(2S + 1)$  e  $(2L + 1)$  valores, respectivamente. Os autovalores do Hamiltoniano (2.5) na base  $|m_L, m_S\rangle$  serão:

$$E = m_L g_L \mu_B B + m_S g_S \mu_B B. \quad (2.8)$$

Uma análise semelhante, porém um pouco mais complexa pode ser feita para um átomo com spin nuclear  $\mathbf{I}$ . Neste caso, o átomo pode apresentar uma estrutura hiperfina, sendo seu momento angular total representado por  $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ . Uma descrição geral mais detalhada deste caso pode ser encontrada na referência [41]. Devemos observar que em todos os casos a energia de interação entre o átomo e o campo magnético depende do estado em que o átomo se encontra. Podemos portanto dizer que o potencial de uma armadilha terá diferentes profundidades para diferentes estados de uma mesma espécie atômica.

Podemos tomar como exemplo o átomo de hidrogênio, que é composto por um próton e um elétron. Na presença de um campo magnético, o estado fundamental do átomo de hidrogênio é influenciado pela interação hiperfina (entre os momentos magnéticos do próton e do elétron) e pela interação Zeeman (dos momentos magnéticos do próton e do elétron com o campo magnético). O resultado é que o estado fundamental se desdobra em quatro estados hiperfinos,  $a, b, c$  e  $d$ , representados na figura 2.1. Os estados  $c$  e  $d$  são *low-field seeking* e podem ser aprisionados no ponto de mínimo de uma armadilha magnética, enquanto os estados  $a$  e  $b$  (*high-field seeking*) serão repelidos do centro da armadilha. Uma descrição detalhada dos autoestados do Hamiltoniano combinado (Zeeman e hiperfino) para o átomo de hidrogênio em um campo magnético pode ser encontrada na referência [42].

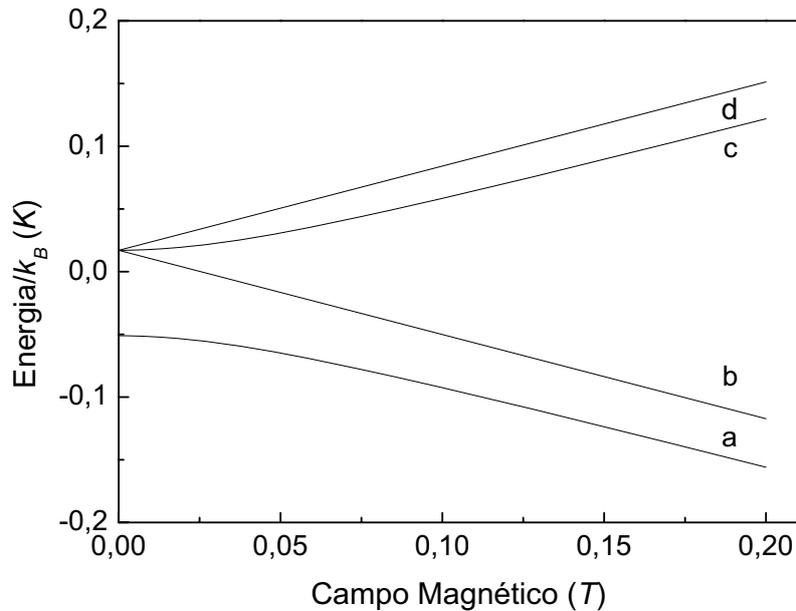


Figura 2.1: Autoenergias do átomo de hidrogênio no estado fundamental na presença de um campo magnético [14].

### 2.1.3 Carregamento de Armadilhas e Resfriamento

Para que o carregamento de espécies neutras em armadilhas magnéticas seja realizado com sucesso, é necessário que estes átomos ou moléculas sejam previamente resfriados. Para entender porque o pré-resfriamento é necessário devemos lembrar que o aprisionamento de espécies neutras é possível graças à interação entre o momento magnético da partícula e um campo magnético externo. Para que este campo magnético tenha algum efeito significativo sobre o movimento da partícula, é necessário que a energia de interação entre o momento magnético e o campo seja comparável ou maior do que a energia cinética da partícula, caso contrário, o movimento térmico prevalece e o campo magnético passa a ser uma pequena perturbação.

O primeiro passo para saber se uma partícula neutra pode ser aprisionada numa armadilha magnética é verificar se a seguinte condição pode ser atendida:

$$\mu B \geq k_B T, \quad (2.9)$$

onde  $k_B T$  é a energia térmica da partícula,  $k_B = 1,381 \times 10^{-23}$  J/K é a constante de Boltzmann e  $\mu$ , o momento magnético da partícula.

Neste contexto é importante introduzir o conceito de profundidade de uma armadilha magnética, que é a diferença entre o potencial de interação ( $\epsilon_T$ ) na superfície ao longo da qual o campo tem seus valores máximos (chamada borda ou fronteira da armadilha) e o potencial no mínimo da armadilha<sup>2</sup> ( $\epsilon_0$ ). Podemos de fato expressar a profundidade em unidades de energia, no entanto é muito mais comum expressá-la em termos de temperatura ou ainda fazer referência à diferença entre o campo nos limites da armadilha ( $B_T$ ) e em seu mínimo ( $B_0$ ).

É fácil portanto entender que é justamente a magnitude tanto do campo magnético quanto do momento magnético da espécie a ser aprisionada que determinam o limite máximo da energia cinética da partícula para que o aprisionamento seja possível. Uma limitação tecnológica neste caso é o fato de as armadilhas magnéticas mais profundas atualmente produzidas atingirem profundidades próximas de 5 T [43], sendo improvável um aumento substancial deste valor num futuro próximo. A outra limitação é imposta pela própria natureza e está relacionada ao momento magnético das espécies neutras. Na tabela 2.1, temos uma relação de átomos paramagnéticos com momentos magnéticos  $\geq 1\mu_B$ . Sabendo que o valor de  $\mu_B$  em unidades de temperatura é dado por  $\mu_B = (0,67 \text{ K/T})k_B$  e considerando a situação mais favorável possível, ou seja, os átomos mais fortemente interagentes nas armadilhas

---

<sup>2</sup>Na prática não é possível construir uma armadilha esfericamente simétrica, de forma que o potencial na borda da armadilha variará ao longo da superfície que a delimita. Para calcular o valor da profundidade, tomamos então o menor valor de  $\epsilon_T$ .

mais profundas, temos que:

$$\frac{\mu B}{k_B} = \frac{9,9\mu_B \times 5 \text{ T}}{k_B} \cong 33 \text{ K}. \quad (2.10)$$

Neste caso, para satisfazer a condição (2.9), teríamos que resfriar os átomos a uma temperatura inicial de 33 K ou inferior. Fica claro, portanto, a necessidade de uma técnica de pré-resfriamento para que átomos neutros, independente da espécie, possam ser aprisionados em armadilhas magnéticas. No capítulo 1 vimos que existem técnicas apropriadas para o resfriamento de hidrogênio, através da termalização com uma superfície criogênica e de átomos alcalinos, através das técnicas de resfriamento a *laser*. Uma técnica mais geral é o resfriamento por gás *buffer*, que descreveremos com mais detalhes nesta tese.

Os átomos carregados em uma armadilha magnética estão distribuídos pelos níveis energéticos segundo a distribuição de Maxwell-Boltzmann, supondo o equilíbrio térmico. Desta forma vão existir átomos na amostra cuja a energia é superior à altura do poço de potencial da armadilha. Estes átomos escapam da armadilha levando consigo uma energia maior do que a energia média do restante da amostra. Após a retermalização, impulsionada pelas colisões elásticas, o vapor aprisionado resfria e depois de algum tempo uma temperatura de equilíbrio é atingida. Este processo é chamado de resfriamento evaporativo (ou evaporação) e será discutido com maior detalhe mais adiante. É interessante perceber que resfriar e aprisionar átomos neutros são dois processos interligados: para serem armazenadas, as partículas devem ser resfriadas e, uma vez aprisionadas, estas podem ser mais eficientemente resfriadas.

### 2.1.4 Perdas em Armadilhas Magnéticas

Vimos que armadilhas magnéticas são capazes de aprisionar átomos no estado *low-field seeking* e que a energia deste estado cresce com o campo magnético, enquanto que a energia dos estados não aprisionáveis, os *high-field seeking*, decresce com o

Estado $^{2S+1}L_J$	$\mu$ (em $\mu_B$ )	Elemento
$^2S_{1/2}$	1,001	H, Li, Na, K, Cu, Rb, Ag, Cs, Au, Fr
$^4S_{3/2}$	3,003	N, P, As, Sb, Bi
$^6S_{5/2}$	5,006	Mn, Re, Te
$^7S_3$	6,007	Mo, Cr
$^8S_{7/2}$	7,007	Eu
$^2P_{3/2}$	2,001	F, Cl, Br, I, At
$^3P_2$	3,002	O, S, Se, Te, Po
$^6D_{1/2}$	1,669	Nb
$^2D_{3/2}$	1,199	Sc, Y, La, Lu, Ac
$^3D_3$	4,002	Pt
$^9D_2$	5,303	Gd
$^5D_4$	6,005	Fe, Os
$^3F_2$	1,332	Ti, Zr, Hf
$^2F_{7/2}$	3,994	Tm
$^3F_4$	5,002	Ni
$^4F_{9/2}$	6,003	Co, Rh, Ir
$^5F_5$	7,005	Ru
$^1G_4$	3,782	Ce
$^6H_{5/2}$	3,782	Pm
$^3H_6$	6,983	Er
$^6H_{15/2}$	9,938	Tb
$^5I_4$	2,413	Nd
$^4I_{9/2}$	3,290	Pr
$^4I_{15/2}$	8,964	Ho
$^5I_8$	9,933	Dy

Tabela 2.1: Elementos cujo momento magnético tem um valor superior a 1 magneton de Bohr [44]

campo. Existe, portanto, a possibilidade de os átomos confinados magneticamente decaírem para estados não aprisionáveis e serem repelidos da armadilha. Estados atômicos em armadilhas magnéticas constituem, assim, um sistema metaestável. Desta forma, toda a armadilha magnética está sujeita a perdas, cuja a origem pode ser técnica ou fundamental, que limitam o tempo de vida dos átomos aprisionados. Nesta seção discutiremos os principais mecanismos que podem levar a perdas em armadilhas magnéticas.

### Perdas por Transição de Majorana

Classicamente podemos imaginar os átomos em uma armadilha magnética como dipolos magnéticos num campo magnético externo. Nestas circunstâncias, o dipolo estará sujeito a um torque dado por:

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}. \quad (2.11)$$

Como resultado, o dipolo precessa em torno da direção definida pelo vetor  $\mathbf{B}$  com uma frequência angular  $\omega_L$ , mantendo constante sua componente nessa direção. A frequência  $\omega_L$  é denominada frequência de Larmor e pode ser escrita como:

$$\omega_L = \frac{(\mu B)}{\hbar}. \quad (2.12)$$

Numa armadilha magnética, tanto a direção quanto o módulo do campo variam de ponto a ponto. No referencial do átomo se movimentando na armadilha, a direção e magnitude do campo estarão variando no tempo. Em cada ponto da armadilha o momento magnético do átomo estará precessando em torno da direção local do campo com a frequência de Larmor. Para que o átomo permaneça confinado, é necessário que seu momento de dipolo  $\boldsymbol{\mu}$  acompanhe a variação espacial da direção de  $\mathbf{B}$ , sempre realizando o movimento de precessão ou, em outras palavras, a direção do campo deve variar de maneira suficientemente lenta para que o dipolo do átomo

possa segui-la adiabaticamente. A condição para seguimento adiabático numa armadilha harmônica é dada por  $d\omega_L/dt \ll \omega_L^2$ . A violação desta condição pode resultar na transição do átomo para algum estado não aprisionável. Este fenômeno constitui um mecanismo de perda de átomos em armadilhas magnéticas, sendo denominado transição de Majorana (*Majorana flip*).

Um exemplo claro de violação da condição de adiabaticidade acontece numa armadilha do tipo quadrupolar esférica. Este tipo de armadilha tem em seu centro um ponto onde o campo magnético é nulo. Átomos que se aproximem desta região num estado aprisionável podem sofrer uma transição de Majorana e ser ejetados da armadilha. A taxa de perda por transição de Majorana torna-se bastante significativa a medida que a amostra atômica vai sendo resfriada por meio da evaporação. Os grupos que buscaram a condensação de Bose-Einstein em armadilhas magnéticas do tipo quadrupolo constataram este fato. A condensação só se tornou possível por meio da utilização de métodos como o plugue óptico [31], o potencial girante (a armadilha TOP, de *time orbiting potential* [45]) ou pelo uso de armadilhas nas quais o campo não é nulo no ponto de mínimo [46].

### Colisões com o gás residual

Outro mecanismo de perda de átomos em armadilhas magnéticas são as colisões com partículas do gás residual. O gás residual é um problema puramente técnico e este tipo de perda pode ser consideravelmente reduzida, garantindo-se que a amostra atômica aprisionada seja mantida num ambiente de ultra-alto vácuo. Caso contrário, as colisões com as partículas do gás residual podem causar perda de átomos ou mesmo aquecimento da amostra, tanto por intermédio de transferência de momento para as partículas aprisionadas, quanto pela mudança de seus estados internos. Em alguns casos, dependendo da densidade da armadilha, o tempo de vida dos átomos pode ser limitado por colisões com o gás residual [47].

No caso de experimentos realizados em ambiente criogênico, um bom vácuo é geralmente garantido por meio do criobombeamento que ocorre nas superfícies frias. Um caso especial é a técnica de carregamento por gás *buffer*, na qual os gases utilizados para resfriar a espécie atômica a ser aprisionada, no caso o  $^3\text{He}$  e o  $^4\text{He}$ , possuem uma pressão de vapor apreciável para temperaturas tão baixas quanto 1 K. Para que esta técnica seja utilizada com sucesso, os mecanismos de perda por colisões com o gás residual, que no caso é o próprio gás *buffer*, devem ser analisados para cada espécie atômica ou molecular que se deseja aprisionar, visto que este tipo de perda pode ter uma relevância diferente em cada caso [48]. De toda a forma, a retirada do gás *buffer* após a termalização e aprisionamento dos átomos é necessária e a utilização de procedimentos eficazes, que possibilitaram uma retirada rápida do gás, mostrou-se fundamental para a generalidade da técnica [44, 49].

### Perdas por colisão

Em armadilhas magnéticas dois tipos de colisão podem ocorrer. Nas colisões elásticas os estados internos das partículas interagentes não se alteram, havendo apenas troca de momento. Este tipo de colisão provoca perda de átomos durante o resfriamento evaporativo, mas, neste caso, é considerada benéfica, uma vez que é exatamente através do processo de colisão elástica entre os átomos aprisionados que as amostras atômicas podem continuar sendo resfriadas, como descrito mais detalhadamente na seção 2.2 sobre o resfriamento evaporativo.

No caso das colisões inelásticas, o estado interno de pelo menos uma das partículas envolvidas é alterado, o que também resulta em perdas nas armadilhas magnéticas, sendo que nenhum tipo de benefício pode ser atribuído a este tipo de colisão. Colisões inelásticas tem um caráter exotérmico, ou seja, são energeticamente favoráveis em armadilhas magnéticas. Embora existam vários mecanismos de colisão inelástica [47], os tipos mais relevantes para a operação de armadilhas magnéticas são as co-

lisões de relaxação de spin, capazes de mudar o estado Zeeman da partícula e a recombinação de três corpos [47, 50, 51, 52]. Existem alguns mecanismos através dos quais as colisões de relaxação de spin podem ocorrer. Tipicamente podemos dividi-los em duas classes: a troca de spin [14, 47, 53, 54, 55, 56, 57] e a relaxação dipolar [52, 53, 56, 58, 59, 60, 61].

Em colisões de troca de spin, o momento angular orbital da trajetória de colisão permanece constante, enquanto que as projeções dos spins dos dois átomos envolvidos ao longo do eixo de quantização são permutadas, sendo que o spin combinado global dos dois átomos não se altera. Os processos de troca de spin não acontecem entre átomos que estejam completamente alinhados com o campo magnético. A troca de spin ocorre a uma taxa muito alta, em torno de  $10^{-12}$  cm<sup>3</sup>/s [47, 56], e leva a uma auto-purificação da amostra aprisionada, logo após seu carregamento na armadilha. Basicamente, todos os átomos decaem para um estado hiperfino para o qual a troca de spin é proibida. No caso do aprisionamento de hidrogênio, por exemplo, os estados *low-field seeking*  $d$  e  $c$  da figura 2.1 são confinados magneticamente, no entanto, colisões inelásticas de troca de spin ( $c + c \rightarrow b + d$ ) rapidamente despopulam o estado  $c$ . O resultado é uma amostra duplamente polarizada, na qual ambos os spins do próton e do elétron são polarizados, sendo que os átomos que permanecem na armadilha estarão todos no estado  $d$  [62, 63, 64].

A relaxação dipolar resulta da interação dipolo-dipolo magnética entre os momentos magnéticos dos átomos que colidem, o que leva ao acoplamento entre o momento angular de spin e o momento angular orbital no referencial do centro de massa. Esse acoplamento induz transições para estados menos fortemente aprisionados ou não aprisionáveis. As taxas de perda resultantes vão depender das propriedades de espalhamento específicas de cada átomo. A relaxação dipolar pode também ocorrer através da interação spin-órbita de segunda ordem [59]. Taxas típicas de relaxação dipolar para metais alcalinos e hidrogênio atômico estão entre

$10^{-16}$  cm<sup>3</sup>/s e  $10^{-14}$  cm<sup>3</sup>/s [52, 56, 58, 59].

Tanto a relaxação dipolar quanto a troca de spin são processos de dois corpos, portanto as taxas de perda relacionadas a estes mecanismos são proporcionais a  $n^2$  (ver tabela 2.2), sendo  $n$  a densidade da amostra. Como as armadilhas são construídas de maneira que a densidade seja maior em seu centro, os átomos expelidos por relaxação dipolar são preferencialmente aqueles que possuem energia menor que a energia média do gás. Desta forma, a relaxação pode atuar como um mecanismo de aquecimento da amostra atômica.

Qualquer vapor atômico frio, independente da estabilidade dos estados Zeeman das partículas que o compõem, constitui um sistema metaestável. Uma molécula representa um estado de menor energia que um átomo, sendo um sólido a configuração de menor energia para uma amostra gasosa fria. Desta forma, a formação exotérmica de moléculas é um processo que pode provocar a perda de átomos numa armadilha. Para garantir a conservação de momento, um terceiro corpo deve participar da colisão. Por ser um processo de três corpos, sua taxa de perda é proporcional a  $n^3$  (ver tabela 2.2).

Processo de perda	Taxa de perda	Expressão para o decaimento
Um corpo	$\dot{n} = -\Gamma_1 n$	$n(t) = n_0 e^{-\Gamma_1 t}$
Dois corpos	$\dot{n} = -\Gamma_2 n^2$	$n(t) = n_0 (1 + t\Gamma_2 n_0)^{-1}$
Três corpos	$\dot{n} = -\Gamma_3 n^3$	$n(t) = n_0 (1 + t(n_0^2/2\Gamma_3)^2)^{-1/2}$

Tabela 2.2: Formas funcionais para os processos de perda em armadilhas magnéticas.  $\Gamma_i$  é a constante de taxa de  $i$  corpos e  $n_0$  a densidade inicial da amostra [48].

Antes de prosseguirmos é importante ressaltar o fato de que as colisões inelásticas constituem um elemento que não deve ser ignorado no contexto da técnica de car-

regamento por gás *buffer*, principalmente no que concerne à generalidade e aplicabilidade da mesma. Se por um lado a técnica baseia-se na presença de colisões elásticas, por outro é fundamental a ausência de colisões inelásticas para que esta funcione de forma eficiente. Se os estados Zeeman sofrerem uma termalização através de colisões inelásticas com o gás *buffer*, as partículas podem decair para estados não aprisionáveis, os *high-field seeking*, que são energeticamente mais favoráveis, e escapar da armadilha [34, 37, 65, 66]. Voltaremos a este assunto mais tarde.

### 2.1.5 Tipos de Armadilhas Magnéticas

Vimos que para aprisionar espécies neutras necessitamos de uma configuração capaz de produzir um campo magnético com um ponto de mínimo em alguma região do espaço. Podemos classificar as geometrias dos campos que atendem a esta exigência separando-as em duas classes de armadilhas magnéticas: aquelas em que o campo é nulo no ponto de mínimo, e aquelas cujo campo não se anula no ponto de mínimo [67].

Armadilhas que possuem um ponto onde o campo é nulo apresentam como principal desvantagem o fato de serem mais suscetíveis a perdas por Majorana, por outro lado, sua construção é em geral mais simples. O principal exemplo deste grupo é a armadilha quadrupolar esférica, construída na configuração anti-Helmholtz. Esta é constituída por duas bobinas coaxiais com correntes em sentidos opostos. O campo criado é nulo no centro e cresce linearmente em todas as direções.

As armadilhas que não possuem um ponto de campo nulo podem evitar as perdas por transição de Majorana, no entanto, possuem uma estrutura um pouco mais complexa. A armadilha Ioffe-Pritchard é um exemplo deste tipo de configuração. Esta é tipicamente composta por quatro barras condutoras com correntes em sentidos alternados ao longo da direção axial, responsáveis pelo confinamento radial, e duas bobinas com correntes no mesmo sentido circundando as extremidades das

barras, que garantem o confinamento axial.

Os campos utilizados em armadilhas magnetostáticas podem ser produzidos por bobinas convencionais, bobinas supercondutoras e magnetos permanentes [45, 46, 67, 68]. Uma boa opção para armadilhas magnéticas que operam em ambiente criogênico são os magnetos supercondutores. Desta forma é possível obter campos bem intensos com uma mínima dissipação de potência, devido à alta densidade de corrente que os materiais supercondutores são capazes de suportar.

## 2.2 Resfriamento Evaporativo

Na seção 2.1.3 mencionamos o fato de que, uma vez aprisionada numa armadilha magnética, a amostra atômica começa naturalmente a sofrer um resfriamento. Este fenômeno é denominado resfriamento evaporativo ou evaporação. A idéia do resfriamento evaporativo de átomos neutros confinados foi proposta por Harald Hess em 1985, sendo o fenômeno observado pela primeira vez em 1987 com hidrogênio atômico [19]. O resfriamento evaporativo tornou-se então uma técnica poderosa para a obtenção de gases atômicos frios e densos [18, 19]. Podemos destacar sua utilização na produção de condensados de Bose-Einstein [3, 21, 31] e de gases de Fermi degenerados [4, 69]. Uma discussão detalhada sobre o resfriamento evaporativo pode ser encontrada num artigo de revisão já publicado [47].

O mecanismo que leva à evaporação é extremamente simples. Podemos dizer que o resfriamento evaporativo em armadilhas atômicas é uma consequência das colisões elásticas num potencial confinante de profundidade finita. Numa amostra atômica aprisionada, os átomos podem adquirir, por meio de colisões elásticas, energia suficiente para escapar do poço de potencial de forma irreversível. Como a energia levada por estas partículas é maior do que a energia térmica média do restante da amostra, os átomos remanescentes vão termalizar, por meio de colisões elásticas, a uma temperatura mais baixa, de forma que a amostra vai sendo resfriada. Embora

o processo de resfriamento evaporativo leve à diminuição do número de átomos, pode haver um aumento da densidade no espaço de fase, o que é uma das vantagens da técnica. Além disso, podemos destacar alguns outros aspectos que fizeram do resfriamento evaporativo uma ferramenta tão poderosa, como sua generalidade e sua aplicabilidade dentro de um extenso intervalo de temperaturas e densidades, sem contar o fato de que a técnica possibilita a redução da temperatura da amostra atômica em algumas ordens de grandeza.

O processo de evaporação ocorre naturalmente, mas não indefinidamente num gás atômico aprisionado. Na verdade, a taxa de resfriamento vai diminuindo e a amostra atinge uma temperatura estacionária após algum tempo [20]. Devemos lembrar que a evaporação está longe de ser o único processo ao qual os átomos em armadilhas magnéticas estão sujeitos. Vimos que existem vários mecanismos de perda e aquecimento da amostra. Conforme a temperatura vai diminuindo, por evaporação, a probabilidade de continuar ocorrendo evaporação também diminui e os processos de perda e aquecimento passam a competir com o resfriamento evaporativo, de forma que as taxas de aquecimento e resfriamento acabam se cancelando.

É possível, no entanto, impedir que o resfriamento da amostra seja interrompido, através de uma técnica denominada resfriamento evaporativo forçado. A técnica consiste, como o nome já diz, em “forçar” a evaporação, o que pode ser feito de duas maneiras distintas: reduzindo a magnitude do potencial confinante [19] ou introduzindo um pulso de radiofrequência na armadilha, que remove somente os átomos de uma classe de energias bem definida [47, 70].

É importante observar que a eficiência da evaporação está fortemente relacionada com a razão entre as taxas de colisão elástica e inelástica [61], visto que, ao contrário de outros mecanismos de perda e aquecimento, que em princípio tem um caráter mais técnico e podem ser suprimidos, como perdas por Majorana e a presença de gás residual, as colisões inelásticas são inevitáveis. Sem levar em conta as colisões

inelásticas, bastaria garantir que a evaporação acontecesse numa escala de tempo curta se comparada com o tempo típico dos processos de perda e aquecimento para assegurar o sucesso do resfriamento evaporativo.

## 2.3 Ablação a *Laser*

A ablação a *laser* (*laser ablation*) é uma técnica de grande importância tanto para o carregamento de armadilhas via termalização com um gás *buffer*, quanto para o carregamento a partir de uma fonte de átomos de baixa temperatura proposto nesta tese. Em ambos os casos, a ablação é responsável por prover a nuvem de átomos da espécie de interesse, que será, no primeiro caso, resfriada através de colisões elásticas com os átomos do gás *buffer* e posteriormente aprisionada e, no segundo caso, depositada juntamente com um gás nobre sobre um substrato mantido a temperaturas criogênicas, formando assim a fonte de átomos de baixa temperatura. Para experimentos realizados em ambientes criogênicos, a ablação é particularmente valiosa, visto que, neste caso, as formas tradicionais de introduzir átomos em armadilhas, como feixes térmicos ou células de vapor, não são de fácil implementação.

A técnica de ablação a *laser* consiste basicamente em incidir um pulso de *laser* de alta intensidade sobre um alvo sólido numa atmosfera controlada, o que provoca um rápido e intenso aquecimento do alvo, causando a liberação de uma grande quantidade de partículas, como átomos, moléculas [35], íons, radicais e até aglomerados (*clusters*) [36]. Estas partículas são ejetadas da superfície em direção à atmosfera adjacente, na forma de uma nuvem de gás quente, denominada pluma de ablação, que se expande através do meio. Na figura 2.2, temos uma ilustração deste processo.

Embora a ablação a *laser* seja uma técnica usada em várias áreas do conhecimento científico, como Física, Biologia, Química e Ciência dos Materiais, os mecanismos de geração e propagação da pluma não são ainda totalmente compreendidos, pois o processo de ablação é bastante complexo, sendo influenciado por muitos

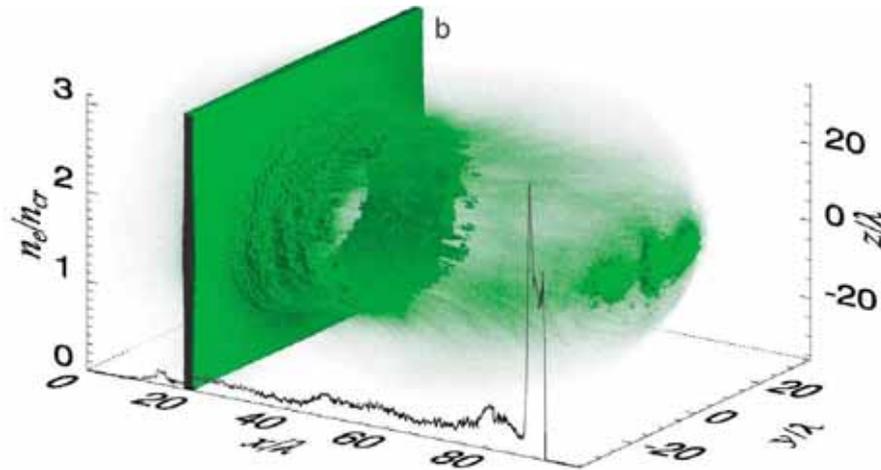


Figura 2.2: Simulação da expansão de uma pluma gerada por ablação a *laser*. Retirado da referência [71].

parâmetros, como o comprimento de onda do *laser*, a composição do alvo, a fluência do *laser* (energia por unidade de área), o perfil e duração do pulso, a pressão e composição do gás ambiente, o ângulo de incidência do feixe e a temperatura do alvo [72, 73, 74].

Uma das principais vantagens da ablação a *laser* é sua versatilidade, visto que a partir de um mesmo alvo é possível obter espécies atômicas e moleculares, tanto neutras como ionizadas, sendo que a produção de uma espécie pode ser ainda favorecida em relação às outras, através do ajuste das condições experimentais.

Vários regimes possíveis de geração da pluma de ablação, caracterizados principalmente pelos parâmetros do pulso do *laser* (fluência, duração e comprimento de onda), podem ser identificados [73]. Para pulsos com duração de nanosegundos e baixas fluências, o mecanismo dominante é a evaporação do alvo, seguindo normalmente o diagrama de fase da substância. Neste caso, a temperatura da pluma logo após o pulso não será muito diferente da temperatura de ebulição do material.

Conforme a fluência é aumentada, uma fase de explosão ocorre antes da geração da pluma, o que leva à formação de plasmas a altíssimas temperaturas. Para pulsos de pico e femtosegundos, mesmo com fluências moderadas, a transição pode ser considerada do tipo sólido-vapor, de maneira que a temperatura após o pulso deve ser um pouco maior do que a temperatura crítica da substância e a geração de plasmas é praticamente inevitável.

Experimentos de termalização de plumas atômicas geradas a partir de um precursor sólido de cromo com um gás *buffer* a três temperaturas distintas (4, 2 K, 77 K e 300 K) foram realizados por nosso grupo em trabalhos anteriores [75, 76]. Nestes experimentos as condições de ablação (pulsos de nanosegundos e fluências da ordem de  $1 \text{ J/cm}^2$ ) determinaram a evaporação como mecanismo de geração da pluma. A ablação foi realizada num regime bem ameno, a fim de evitar ou ao menos reduzir a formação de plasmas, que poderiam dificultar o processo de termalização, sem contar o fato de que a formação de espécies multi-atômicas poderia provocar a redução do número de espécies monoatômicas neutras produzidas, que eram as espécies de interesse. Além disso, era desejável que os átomos da pluma tivessem a menor energia possível, de modo que a densidade de gás *buffer* necessária à termalização fosse também reduzida ao máximo. Por se tratar de um ambiente criogênico, era preciso também garantir que o pulso de *laser* não depositasse uma energia excessiva na célula criogênica. Com pulsos de duração de 11 ns e energia de 25 mJ, focalizados numa área de  $1,5 \text{ mm}^2$ , foi estimado que cada pulso de ablação seria capaz de liberar até  $8 \times 10^{15}$  átomos de cromo, a uma temperatura próxima de  $3 \times 10^3 \text{ K}$ .

No presente trabalho utilizaremos as mesmas condições experimentais para a ablação a *laser*, com uma configuração para o sistema óptico do *laser* de ablação praticamente idêntica a do trabalho anterior. No nosso caso porém, a pluma será direcionada para um substrato frio, sobre o qual será depositada, juntamente com um fluxo contínuo de gás nobre, formando uma espécie de matriz sólida de gás nobre

com átomos de cromo. Detalhes sobre o nosso aparato experimental especialmente desenhado para este fim serão apresentados no capítulo 3.

Nosso grupo desenvolveu ainda um estudo mais detalhado sobre este processo de termalização de plumas atômicas geradas pela ablação a *laser* na presença de gás *buffer*, através de um modelo criado para simular a dinâmica de propagação e termalização da pluma [75]. Um artigo sobre o assunto foi submetido ao *J. Appl. Phys.* e encontra-se anexado ao final desta tese.

## 2.4 A Técnica do Carregamento por Gás *Buffer*

As razões pelas quais faz-se necessário um pré-resfriamento das espécies neutras para que estas possam ser aprisionadas em armadilhas magnéticas já foram discutidas na seção 2.1.3. No capítulo 1 descrevemos brevemente duas técnicas de pré-resfriamento que possibilitaram os primeiros sucessos no aprisionamento de átomos neutros, o resfriamento a *laser* de átomos alcalinos e a termalização de hidrogênio com uma superfície fria, duas técnicas que, no entanto, tem suas aplicações restritas a uma única espécie e a uma determinada classe de átomos, respectivamente. Nesta seção descreveremos os principais aspectos de uma terceira técnica de resfriamento de átomos neutros e carregamento de armadilhas magnéticas, o carregamento por gás *buffer*, principal fonte de inspiração para a proposta do nosso trabalho. Por ser independente da estrutura interna das partículas a serem aprisionadas, o resfriamento por gás *buffer* mostrou-se uma técnica bem mais geral que as anteriores, que possibilitou a ampliação do leque de espécies atômicas aprisionáveis, permitindo até mesmo o aprisionamento de moléculas paramagnéticas.

A idéia básica por trás do resfriamento por gás *buffer* foi apresentada em 1991 por John Doyle em sua tese de doutorado [62] e descrita com mais detalhes em 1995 [32]. A primeira demonstração da técnica, com o aprisionamento de európio atômico, foi realizada na Universidade de Harvard em 1997 [33], também pelo grupo

de John Doyle. Desde então, a técnica vem sendo testada e aperfeiçoada pelo grupo de Harvard. Nosso grupo também desenvolveu e vem aperfeiçoando um sistema experimental para a implementação do carregamento por gás *buffer* pela primeira vez no Brasil [76]. Uma descrição completa dos experimentos com gás *buffer* realizados até agora foge ao escopo deste trabalho, no entanto, as referências citadas no decorrer desta tese constituem uma valiosa fonte de informação para quem deseja conhecer o processo de evolução da técnica e os detalhes de cada experimento. Neste trabalho é importante a compreensão do princípio de funcionamento do resfriamento por gás *buffer*, bem como o conhecimento de alguns modelos utilizados para descrever os processos de termalização e perda de átomos durante o carregamento. Avaliaremos então algumas características que nos levaram a propor uma técnica alternativa para o carregamento de átomos neutros em armadilhas magnéticas.

### 2.4.1 Descrição da Idéia

Em linhas gerais, o resfriamento por gás *buffer* consiste em introduzir uma amostra de átomos paramagnéticos a altas temperaturas em uma célula experimental localizada no centro da armadilha magnética e contendo um gás não paramagnético a temperaturas criogênicas, o gás *buffer*. Colisões elásticas entre as partículas paramagnéticas e os átomos do gás frio irão provocar a dissipação da energia translacional da amostra enquanto uma espécie difunde-se através da outra. Após um certo número de colisões, os átomos paramagnéticos terão termalizado com o gás e sua temperatura será suficientemente baixa para que estes possam ser aprisionados na armadilha magnética. O gás *buffer*, para o qual o campo da armadilha não deve ter nenhum efeito, pode ser então retirado da célula, de forma que o resultado final será uma amostra fria, confinada espacialmente no centro da armadilha e desacoplada termicamente das paredes da célula.

Vários são os detalhes experimentais por trás desta idéia geral. Em primeiro lu-

gar, a amostra paramagnética a ser introduzida na célula experimental deve ser proveniente de alguma fonte de átomos que possa ser adaptada a um aparato criogênico. A ablação a *laser* de um precursor sólido, técnica descrita na seção 2.3, mostrou-se a mais versátil para este fim, embora a proposta original tenha sido a utilização de uma descarga de radiofrequência (RF) para dissociar um precursor gasoso apropriado, que estaria adsorvido nas paredes da célula criogênica [32]. Em ambos os casos, a amostra atômica produzida possui uma temperatura inicial da ordem de  $10^3$  K.

A próxima questão refere-se à temperatura do gás *buffer*, mais especificamente podemos nos perguntar como este é resfriado. Na verdade o resfriamento do gás se dá simplesmente por meio do contato térmico com as paredes da célula experimental que o contém. O resfriamento da célula, por sua vez, dependerá do tipo de equipamento criogênico utilizado. No caso do experimento pioneiro de Harvard, a célula era resfriada através de um contato térmico cuidadosamente projetado com a câmara de mistura de um refrigerador de diluição  $^3\text{He}$ - $^4\text{He}$  [33]. A temperatura base do refrigerador era de 70 mK, no entanto, aquecedores colocados na célula permitiam a variação da temperatura de operação. No sistema experimental desenvolvido em nosso laboratório, por sua vez, foi utilizado um simples refrigerador de  $^4\text{He}$  bombeado [76], o qual é capaz de operar a temperaturas próximas de 1 K. Nesta montagem experimental, a célula contendo o gás *buffer* é resfriada por meio de uma jaqueta contendo  $^4\text{He}$  superfluido.

Não dissemos ainda quais gases podem ser usados como gás *buffer*. Na verdade não são muitas as opções, visto que os únicos elementos que possuem pressão de vapor apreciável a temperaturas tão baixas são os isótopos de hélio ( $^3\text{He}$  e  $^4\text{He}$ ). Uma vez que o momento magnético destas espécies é praticamente nulo, a presença do campo confinante da armadilha não pode ser sentida por elas, de forma que estas podem se deslocar livremente por toda a célula. Basicamente, a diferença

relevante entre as duas espécies são suas curvas de pressão de vapor. A uma mesma temperatura, o  $^3\text{He}$  possui uma pressão de vapor maior do que a do  $^4\text{He}$ , de forma que com  $^3\text{He}$  é possível carregar a armadilha a temperaturas mais baixas. Por outro lado, quando o gás *buffer* for retirado, a pressão residual de  $^3\text{He}$  será maior do que a do  $^4\text{He}$ , o que é uma desvantagem. Além disso, não podemos ignorar o fato de que o  $^3\text{He}$  é bem mais caro do que o  $^4\text{He}$ .

Além de ser usado para retirar energia translacional das partículas a serem aprisionadas, uma outra função do gás *buffer* é impedir que estas atinjam as paredes da célula, isto porque uma colisão das partículas com as paredes frias pode resultar, com uma grande probabilidade, na adsorção da partícula. Portanto, para que o carregamento por gás *buffer* funcione de forma eficiente, a densidade de gás deve ser alta o suficiente para que a distância percorrida pelos átomos paramagnéticos durante sua termalização seja menor que as dimensões típicas da célula.

O resfriamento por gás *buffer* pode, em princípio, ser usado para qualquer espécie paramagnética, uma vez que a técnica depende apenas de colisões elásticas com o gás frio, não sendo relevantes os detalhes da estrutura interna das partículas a serem aprisionadas. A aplicabilidade tem basicamente como limitação a profundidade das armadilhas magnéticas atualmente construídas, de modo que as espécies escolhidas devem ter um momento magnético  $\mu \geq 1\mu_B$  [32], para o aprisionamento eficiente de um grande número de partículas.

### 2.4.2 Modelos para o Carregamento por Gás *Buffer*

Nesta seção apresentaremos os principais resultados de dois modelos simples desenvolvidos e usados pelo grupo do John Doyle para descrever os processos de termalização dos átomos a serem carregados na armadilha com o gás *buffer*, e a perda de átomos durante o carregamento.

### Modelo para a Termalização

O modelo para a termalização baseia-se no cálculo da variação da energia de um átomo da amostra após cada colisão com um átomo de hélio [77, 78]. Com o modelo é possível calcular o número de colisões necessárias para que a amostra atômica termalize com o gás *buffer* e, com isso, estimar a densidade de gás *buffer* necessária para que o processo funcione de forma adequada.

Consideremos  $M$  como sendo a massa dos átomos da amostra que desejamos carregar na armadilha,  $T_i$  sua temperatura inicial,  $m$  e  $T_B$ , a massa e a temperatura do gás *buffer*, respectivamente. A pluma gerada, por exemplo por ablação a *laser*, é introduzida na região da armadilha, dentro da célula, com uma temperatura inicial  $T_i$ . A célula, resfriada por meio de um contato térmico apropriado com o refrigerador criogênico, contém os átomos de hélio que, por sua vez, estão em contato direto com as paredes da mesma, de forma que podemos considerar que qualquer energia entregue ao gás *buffer* será rapidamente dissipada nas paredes da célula, funcionando este, portanto, como um reservatório térmico. Enquanto a pluma se difunde na célula em meio ao gás, a energia translacional dos átomos vai sendo transferida para o gás *buffer*.

Utilizando equações simples de conservação de momento e energia e algumas considerações sobre as médias de ensemble, podemos mostrar que a variação de temperatura depois de uma colisão com o gás *buffer* é [77]:

$$T_f - T_i = - \frac{2Mm}{(M+m)^2} (T_i - T_B). \quad (2.13)$$

A equação pode ser generalizada e escrita na forma diferencial:

$$\frac{dT_N}{dN} = - \frac{2Mm}{(M+m)^2} (T_N - T_B), \quad (2.14)$$

onde  $T_N$  é a temperatura do átomo após  $N$  colisões com os átomos do gás *buffer*. A equação (2.14) tem como solução:

$$T(N) = (T_i - T_B) e^{-\frac{2Mm}{(M+m)^2} N} + T_B. \quad (2.15)$$

De onde temos que o número de colisões necessárias para resfriar o vapor de  $T_i$  até  $T_N$  é:

$$\mathcal{N} = \frac{(M + m)^2}{2Mm} \ln \left( \frac{T_i - T_B}{T_N - T_B} \right). \quad (2.16)$$

De acordo com este modelo, seria necessário um número infinito de colisões para que  $T(\mathcal{N})$  chegasse ao valor de  $T_B$ . Consideramos então a amostra como termalizada com o gás *buffer* quando sua temperatura for 10 % maior do que  $T_B$ .

Vimos que para garantir a eficácia do carregamento por gás *buffer*, é preciso que a distância percorrida pelos átomos durante as  $\mathcal{N}$  colisões seja curta o bastante para que estes não atinjam as paredes da célula antes da termalização. Considerando que os átomos se movem balisticamente através do gás *buffer*, temos que a distância por eles percorrida após  $\mathcal{N}$  colisões será<sup>3</sup> :

$$d = \mathcal{N} \lambda_M^{\text{Cr-He}}, \quad (2.17)$$

onde  $\lambda_M^{\text{Cr-He}}$  é o livre caminho médio, dado por:

$$\lambda_M^{\text{Cr-He}} = \frac{\bar{v}_{\text{Cr}}}{\sigma_{\text{Cr-He}} n_{\text{He}} (\bar{v}_{\text{He}}^2 + \bar{v}_{\text{Cr}}^2)^{1/2}}, \quad (2.18)$$

sendo que  $\bar{v} = (8k_B T / \pi m)^{1/2}$  é a velocidade média de uma distribuição de velocidades do tipo Maxwell-Boltzmann,  $n_{\text{He}}$  é a densidade de gás *buffer* e  $\sigma_{\text{Cr-He}}$  é a seção de choque.

Esta distância percorrida deve ser menor do que a menor dimensão da célula, que vem a ser seu diâmetro, o que impõe uma restrição sobre a densidade mínima de gás *buffer*:

$$n_{\text{He}} \geq \frac{\mathcal{N} \bar{v}_{\text{Cr}}}{D \sigma_{\text{Cr-He}} (\bar{v}_{\text{He}}^2 + \bar{v}_{\text{Cr}}^2)^{1/2}}. \quad (2.19)$$

Caso esta condição não seja satisfeita, a perda inicial de átomos para as paredes da célula pode se tornar apreciável, reduzindo o número de átomos carregados na

<sup>3</sup>Num sistema difusivo, a distância percorrida após  $\mathcal{N}$  colisões seria  $\sqrt{\mathcal{N}} \lambda_M^{\text{Cr-He}}$

armadilha. Além desse limite inferior, a pressão do gás *buffer* não deve ser superior à pressão de vapor saturada de  $^4\text{He}$  à temperatura na qual se encontram as paredes da célula, pois, assim sendo, o hélio começará a liquefazer.

### Perda de átomos durante o Carregamento

O número total de partículas carregadas numa armadilha é determinado por um balanço entre o fluxo de partículas da fonte, por exemplo da pluma de ablação, e a perda de partículas por adsorção nas paredes frias da célula [32, 77, 78]. A perda de partículas através da evaporação por cima da barreira de potencial é dada pela taxa com a qual os átomos na borda da armadilha colidem com as paredes físicas, supondo que qualquer partícula que atinja as paredes será perdida, em outras palavras, que a adsorção de um átomo que colide com a parede da célula se dá com probabilidade de 100 %.

Vamos introduzir o parâmetro adimensional  $\eta$ , definido como a razão entre a profundidade da armadilha e a energia térmica média de suas partículas:

$$\eta \equiv \frac{\epsilon_T}{k_B T}. \quad (2.20)$$

Podemos estimar a dependência do tempo de vida dos átomos na armadilha com  $\eta$ . Para isso, consideremos  $A_T$  como sendo a área da superfície definida pelos limites da armadilha, que pode ser calculada a partir da expressão para o campo confinante. Todo átomo que atingir essa superfície escapará da armadilha e será adsorvido nas paredes da célula, portanto a taxa de perda dos átomos será:

$$\dot{N} = \frac{n_L \bar{v} A_T}{4}, \quad (2.21)$$

onde  $n_L$  é a densidade de átomos aprisionados nos limites da armadilha e  $\bar{v}$  é a velocidade térmica média dos átomos. Para uma armadilha bem profunda ( $\eta \gg 1$ ), a densidade de partículas é dada por

$$n(\mathbf{r}) = n_0 e^{-\frac{\mu_B(\mathbf{r})}{k_B T}}, \quad (2.22)$$

onde  $n_0$  é a densidade no centro da armadilha e  $\mu$  é o momento de dipolo da partícula. Nos limites da armadilha, onde de forma simplificada consideraremos que  $U = \epsilon_T$ , a densidade será:

$$n_L = n_0 e^{-\frac{\epsilon_T}{k_B T}} = n_0 e^{-\eta}. \quad (2.23)$$

A relação entre o número total de partículas aprisionadas  $N$  e  $n_0$  é expressa por:

$$N = n_0 V_{ef}, \quad (2.24)$$

onde  $V_{ef}$  é o volume efetivo, definido como o volume que os  $N$  átomos ocupariam se sua densidade fosse uniforme e igual à densidade central  $n_0$ . O volume efetivo é determinado pela temperatura das partículas e a geometria do campo confinante.

Com isso, podemos escrever a taxa de perda dos átomos como

$$\dot{N} = \frac{N e^{-\eta} \bar{v} A_T}{4V_{ef}}. \quad (2.25)$$

Obtemos, então, que a evolução temporal do número de átomos aprisionados é

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (2.26)$$

com o tempo de vida dado por

$$\tau = \frac{4V_{ef} e^{\eta}}{\bar{v} A_T}. \quad (2.27)$$

Vemos, portanto, que o tempo de vida de uma amostra atômica no gás *buffer* depende fortemente do campo magnético confinante e da temperatura do gás.

### 2.4.3 Vantagens e Desvantagens do Carregamento por Gás *Buffer*

Podemos agora sintetizar algumas das características da técnica de carregamento por gás *buffer*, identificando suas principais vantagens e limitações.

Não há dúvidas de que o maior dos méritos do carregamento por gás *buffer* é a generalidade desta técnica. Vimos que a estrutura interna das partículas que se deseja resfriar e aprisionar é, em princípio, irrelevante para o processo de termalização destas com os átomos do gás *buffer*, sendo as colisões elásticas o mecanismo que leva ao resfriamento. Devido a este fato, não somente átomos como também moléculas paramagnéticas, com um momento magnético de pelo menos  $1\mu_B$ , podem ser resfriados e aprisionados por meio desta técnica. Olhando para a tabela periódica, vemos que mais da metade das espécies atômicas atendem a esta condição, como ilustra a tabela 2.1. Com a técnica é também possível resfriar misturas de diferentes espécies e isótopos [33].

Se comparado com a técnica do resfriamento e aprisionamento a *laser*, o carregamento por gás *buffer*, além de bem mais geral que a primeira, permite evitar as etapas de produção e desaceleração do feixe atômico, assim como o aprisionamento magneto-óptico, uma vez que os átomos podem ser carregados diretamente na armadilha magnética e em seguida resfriados por evaporação.

Além disso, não devemos esquecer de citar como vantagem a alta potência de resfriamento do gás *buffer*, visto que os sistemas experimentais podem ser construídos de forma que o gás esteja em contato direto com o refrigerador criogênico. Isto permite o carregamento de um grande número de partículas na armadilha.

Uma limitação natural do carregamento por gás *buffer* está relacionada à temperatura mínima a qual é possível resfriar a amostra para então carregá-la na armadilha magnética. Este limite é dado pelo próprio gás *buffer*, no caso, os isótopos  $^3\text{He}$  e  $^4\text{He}$  do hélio. São as pressões de vapor destas duas espécies, juntamente, é claro, com a potência de resfriamento do refrigerador criogênico, que irão determinar a temperatura mínima a qual a amostra poderá ser levada. É justamente esta limitação que impõe também um limite mínimo ao momento magnético das partículas que podem ser assim aprisionadas. Vimos, no entanto, que várias são as espécies que

atendem a estes requisitos. É fato então que, com o resfriamento por gás *buffer*, as partículas não são carregadas na armadilha a temperaturas tão baixas como no caso do resfriamento a *laser*, sendo que esta diferença deve ser compensada durante o resfriamento evaporativo para, por exemplo, atingir a degenerescência quântica.

Para este trabalho, no entanto, foi um outro aspecto da técnica que despertou nossa atenção. Trata-se de uma das características mais essenciais do resfriamento por gás *buffer* e que pode levar a algumas complicações. Estamos nos referindo às colisões entre a amostra atômica e o gás *buffer*. Vimos que é justamente por meio de colisões elásticas com o gás que a amostra vai sendo resfriada até termalizar. Não podemos esquecer, no entanto, que estas colisões acontecem na presença do campo magnético da armadilha, ou seja, quando os estados atômicos da amostra estão divididos entre os *low-field seeking*, aprisionáveis e de maior energia, e os *high-field seeking*, não aprisionáveis. Os estados aprisionáveis são energeticamente desfavoráveis e podem sofrer uma relaxação para os estados não aprisionáveis de menor energia. Transições entre os dois estados não acontecem espontaneamente [79], porém colisões inelásticas com outras partículas, por exemplo com os átomos de hélio que durante o resfriamento devem estar a uma densidade bem maior do que a amostra, podem induzir este tipo de transição [34, 66, 80], por meio dos mecanismos já discutidos na seção 2.1.4.

Este fato impõe uma limitação à técnica de resfriamento por gás *buffer*: para que os átomos no estado *low-field seeking* possam ser pré-resfriados, enquanto estão na presença do campo magnético confinante, a orientação de seus momentos magnéticos com relação ao eixo de quantização (definido pela direção local do campo), ou seja, seu estado Zeeman, deve permanecer inalterado durante as  $\mathcal{N}$  colisões necessárias para resfriar a amostra de sua temperatura inicial até a temperatura de termalização. Além disso, para garantir o aprisionamento da amostra, é necessário que as partículas no estado *low-field seeking* tenham tempo de se difundir até o centro da armadilha.

O número de colisões durante este tempo depende da geometria da armadilha. Com a geometria utilizada na referência [37], este número é de aproximadamente  $3 \times 10^4$  colisões. Para que o aprisionamento a partir do resfriamento por gás *buffer* possa ser usado, a razão entre as seções de choque de colisão elástica e inelástica,  $\sigma_{el}/\sigma_{in}$ , deve ser maior do que o número de colisões envolvido no processo de resfriamento e confinamento da espécie atômica [34, 37, 65, 66, 80, 81].

O número de colisões necessárias para a termalização pode ser calculado através da equação (2.16). Como exemplo, vamos considerar a termalização do európio atômico a uma temperatura inicial de  $T_i = 1000$  K com um gás *buffer* a  $T_B = 0,25$  K<sup>4</sup> [77]. Neste caso, são necessárias 250 colisões para que a termalização seja atingida.

Fica claro que o melhor seria poder evitar que as colisões ocorressem na presença do campo magnético, ou seja, que fosse possível resfriar os átomos ao máximo antes de estabelecer o campo, de forma que menos colisões na presença do campo fossem necessárias. É exatamente nisso que consiste nossa proposta.

## 2.5 Carregamento de Armadilhas Magnéticas a Partir de uma Fonte de Átomos de Baixa Temperatura

O carregamento de armadilhas magnéticas a partir de uma fonte de átomos de baixa temperatura constitui uma técnica alternativa proposta por nosso grupo, cuja idéia será discutida pela primeira vez nesta tese. Nesta seção apresentaremos a motivação por trás do nosso trabalho, bem como descreveremos os pontos principais da nossa proposta original para o carregamento de armadilhas magnéticas. Os progressos experimentais obtidos na direção de implementar a técnica proposta serão indicados

---

<sup>4</sup>Vale lembrar que estamos considerando a amostra como termalizada quando sua temperatura for 10 % maior do que  $T_B$ .

nesta seção e detalhadamente descritos no capítulo 3. Neste contexto, destacaremos a fonte de átomos de baixa temperatura, parte fundamental da nossa proposta e elemento central deste primeiro trabalho sobre o assunto.

### 2.5.1 Visão Geral da Proposta

Este trabalho teve como principal motivação a busca por uma técnica de carregamento de armadilhas magnéticas para espécies neutras em ambiente criogênico que pudesse, como no caso do carregamento por gás *buffer*, ser aplicada a uma grande variedade de espécies. Desejávamos, porém, que a nova técnica fosse capaz de oferecer um maior controle e autonomia com relação à introdução das espécies na região da armadilha magnética. Na prática, gostaríamos que o carregamento não estivesse tão condicionado à temperatura inicial da nuvem atômica gerada por ablação a *laser* da espécie de interesse, como acontece no carregamento por gás *buffer*. Devemos lembrar que esta temperatura inicial é característica de cada material ablacionado e não pode ser manipulada. Por outro lado, de acordo com o que descrevemos na seção 2.4.2, esta temperatura é um dos parâmetros que determinam grandezas fundamentais para o processo de resfriamento, como o número de colisões necessárias com os átomos do gás *buffer* para a termalização, a distância que a amostra deve percorrer até termalizar e a densidade de gás *buffer* necessária dentro da célula experimental. O conhecimento destas grandezas é, portanto, fundamental para o estabelecimento das características do aparato experimental. Um aspecto importante para nós é tentar reduzir ou mesmo eliminar as colisões entre as partículas que queremos aprisionar e o gás *buffer* na presença do campo confinante, uma vez que partículas em estados aprisionáveis podem ser perdidas desta forma.

Nossa proposta consiste, então, num método de carregamento de armadilhas magnéticas no qual a espécie atômica seja introduzida na região da armadilha diretamente a partir de uma fonte de átomos com as seguintes características:

- Sua instalação e operação devem ser compatíveis com um ambiente criogênico;
- Deve estar localizada dentro da célula criogênica, inserida ou contígua à região da armadilha;
- Deve ser capaz de gerar vapores atômicos a temperaturas bem mais baixas do que as das plumas geradas por ablação a *laser*;
- Deve dispor de um mecanismo de produção de amostras de ampla generalidade e aplicabilidade.

Com base nestes requisitos, desenvolvemos o projeto de uma fonte que consiste simplesmente de um sólido de gás nobre “dopado” com os átomos da espécie que queremos aprisionar, ao qual damos o nome de matriz de isolamento. Este sólido é formado a partir da co-deposição de um gás nobre e os átomos da espécie de interesse sobre um substrato mantido a temperaturas criogênicas, por meio de um contato térmico com o recipiente de  $\ell^4\text{He}$  do nosso refrigerador. O substrato está localizado dentro da célula experimental. A matriz pode ser liberada para a fase gasosa com energias muito menores do que aquelas empregadas para ablação a *laser*. A energia de soltura deve ser apenas suficiente para aquecer a matriz até a temperatura de sublimação do gás nobre e sublimar a massa depositada. A temperatura na qual ocorre a sublimação dependerá do gás nobre escolhido. De qualquer forma, os átomos liberados da matriz serão introduzidos na região da armadilha a temperaturas muito inferiores do que no resfriamento por gás *buffer*.

Dependendo da distribuição de velocidades das partículas liberadas, talvez seja possível aprisionar uma fração dos átomos sem a necessidade de colisões, o que eliminaria completamente a necessidade de utilizar o hélio como gás *buffer*, simplificando consideravelmente o aparato experimental, visto que nenhum mecanismo de bombeamento do hélio seria assim necessário e o problema de gás residual na célula não seria relevante. O gás nobre liberado, que também não é afetado pelo campo

magnético, rapidamente seria adsorvido nas paredes frias da célula. O resultado final seria uma amostra atômica confinada espacialmente num aparato experimental muito mais simples do que os utilizados atualmente. Caso sejam necessárias colisões com o gás frio, estas seriam em número menor do que no caso do carregamento por gás *buffer* convencional. Em ambas as situações, duas vantagens imediatas devem ser destacadas: a simplificação e possibilidade de miniaturização da célula experimental e a eliminação ou atenuação do problema de perda de átomos por mecanismos de relaxação durante o carregamento da armadilha.

### 2.5.2 A Fonte de Átomos de Baixa Temperatura

No contexto da nossa proposta para o carregamento de armadilhas magnéticas, propunhamos-nos, neste trabalho, a projetar, desenhar e construir o aparato experimental para a realização das primeiras experiências de crescimento da matriz de isolamento. Pretendíamos fazer uma caracterização completa dos procedimentos de deposição e soltura das partículas, bem como medidas para determinar a distribuição de velocidades dos átomos de cromo liberados da matriz, espécie escolhida para estes primeiros experimentos. Infelizmente nos deparamos com alguns problemas de caráter prático, como a lentidão na produção das peças e outros de caráter técnico, como um erro de projeto, que será abordado no capítulo 3 e que nos custou um tempo relativamente longo, além de problemas com o *laser* de espectroscopia, um Titânio:Safira (modelo 899-21, Coherent), o que determinou o término prematuro das medidas espectroscópicas, justamente quando alcançamos as melhores condições de funcionamento do nosso aparato experimental. Devido a este fato, não apresentaremos nesta tese a distribuição de velocidades dos átomos liberados da matriz, mas apenas os procedimentos adotados para o crescimento e soltura da mesma e os resultados preliminares.

A idéia de “isolar” espécies atômicas ou moleculares nos sítos da rede cristalina

de sólidos criogênicos de gases nobres não é nova, sendo que os primeiros experimentos deste tipo datam de 1920 [82]. O termo “matriz de isolamento” (*matrix isolation*) foi empregado pela primeira vez em 1954 [83] por Pimentel *et al.*, onde a técnica era usada para o estudo sistemático de radicais livres e outras espécies instáveis. Matrizes de isolamento são tradicionalmente utilizadas para o estudo de espectros a baixas temperaturas. Por meio desta técnica, as espécies de interesse podem ser acumuladas por vários minutos ou mesmo horas e então analisadas enquanto se encontram “imobilizadas” na matriz. Uma das desvantagens deste tipo de espectroscopia são as perturbações dos espectros atômicos e moleculares devido às interações com o meio sólido. É importante ressaltar, no entanto, que a técnica da matriz de isolamento pode ser empregada com um enfoque bastante diferente, principalmente na Química, para o estudo das interações soluto-solvente, da estrutura das soluções e da dinâmica de solvatação molecular. Maiores detalhes sobre o desenvolvimento e emprego da técnica podem ser encontrados nas referências [84, 85].

Neste trabalho a matriz funcionará como uma fonte de partículas para o carregamento de armadilhas magnéticas. Sua deposição e soltura ocorrem dentro da célula experimental adaptada ao nosso refrigerador. Um substrato de safira mantido a temperaturas criogênicas constitui a superfície sobre a qual um fluxo contínuo de gás nobre é depositado. Durante a deposição do gás sobre a superfície, nuvens atômicas de cromo, geradas por ablação a *laser* de um precursor sólido da espécie em questão, incidem a uma dada frequência sobre o substrato, sendo que os átomos de cromo são depositados juntamente com o gás e isolados em determinados sítios da rede cristalina. Baseamos-nos numa série de estudos de crescimento e espectroscopia de matrizes de gases nobres dopadas com diferentes espécies atômicas, desenvolvidos por Fajardo *et al.* [38, 86, 87, 88, 89, 90, 91] para estabelecer nossas condições experimentais preliminares. Um estudo mais completo de caracterização e otimização dos procedimentos de deposição deverá ser desenvolvido na seqüência do trabalho.

Um estudo completo sobre a estrutura cristalina, a diferentes temperaturas, de sólidos de gases nobres foi realizado por Pollack, sendo seu artigo de revisão [92] uma importante referência para nosso trabalho. Com exceção do hélio, todos os gases nobres cristalizam numa estrutura cúbica de face centrada, embora tenha sido mostrado que o argônio algumas vezes pode assumir uma estrutura hexagonal compacta, principalmente na presença de certas impurezas como nitrogênio, oxigênio e monóxido de carbono.

Num cristal fcc perfeito (ver figura 2.3) existem três tipos de sítios que podem acomodar uma espécie atômica na rede hospedeira, sendo estes, em ordem decrescente de tamanho, o sítio substitucional, o octaédrico e o tetraédrico. O sítio substitucional é formado quando um átomo hospedeiro é removido e um átomo da outra espécie é substituído pelo primeiro. Um sítio substitucional pode acomodar, sem uma tensão apreciável, um átomo ou molécula cujo diâmetro “esférico equivalente” seja  $a_0/\sqrt{2}$ , sendo  $a_0$  o parâmetro de rede. Os sítios octaédricos e tetraédricos são delimitados por seis e quatro átomos hospedeiros, formando um octaedro e um tetraedro, respectivamente. Estes estão localizados no centro e em um dos cantos da célula fcc unitária, como ilustrado na figura 2.3. As maiores esferas que podem ser acomodadas em cada um destes dois sítios, sem uma distorção significativa da rede, tem diâmetros iguais a  $0,293 \times a_0$  para o sítio octaédrico e  $0,159 \times a_0$  para o tetraédrico. Os parâmetros de rede para os sólidos de gases nobres estão listados na tabela 2.3.

Duas diferentes espécies de gases nobres, o argônio e o neônio, foram empregadas nestes primeiros experimentos. As características relevantes para o experimento com ambas as espécies e suas implicações serão tratadas no capítulo 3. O mecanismo de aquecimento e soltura da matriz consiste de um conjunto de resistores fixados na parte posterior do substrato de safira. Um pulso rápido de tensão (como o da figura 4.6) aplicado sobre os resistores provoca aquecimento e leva à sublimação da

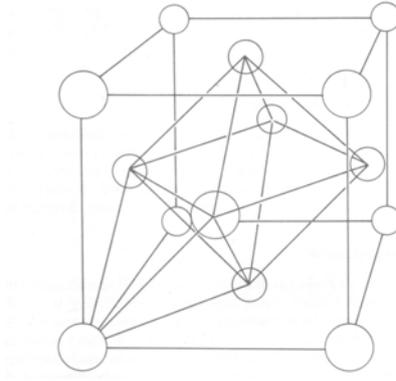


Figura 2.3: Célula da rede fcc com a representação dos sítios octaédrico e tetraédrico. Retirado da referência [85].

matriz formada no caso do neônio, no entanto, com este mecanismo não foi possível sublimar a matriz de argônio. Estes aspectos serão discutidos nos capítulos 3 e 4. Nossos próximos esforços serão realizados no sentido de aperfeiçoar o sistema de aquecimento, substituindo os resistores por um filme de metal resistivo depositado diretamente sobre o substrato. Além disso, é imprescindível a realização de um estudo espectroscópico dos átomos de cromo liberados da matriz, com o intuito de determinar a distribuição de velocidades dos mesmos e assim poder estabelecer as características da armadilha magnética a ser futuramente adaptada ao nosso aparato experimental.

Sólido (4 K)	Parâmetro de rede (Å)
Ne	4,462
Ar	5,312
Kr	5,644
Xe	6,131

Tabela 2.3: Parâmetros de rede para os sólidos de gases nobres [92].

Todos os detalhes do projeto e construção do sistema experimental, bem como nossos primeiros resultados e futuras perspectivas serão apresentados nos capítulos seguintes.

# Capítulo 3

## Montagem experimental

Neste capítulo apresentaremos todos os detalhes do projeto e construção do nosso aparato experimental, no qual podemos distinguir basicamente três partes principais: o criostato comercial no qual fizemos as adaptações necessárias ao nosso experimento, a célula experimental, que na verdade é uma parte desta adaptação, mas que por se tratar do elemento central do nosso sistema receberá um destaque em nossa descrição e os sistemas ópticos, utilizados para ablação a *laser*, monitoramento do crescimento da matriz e espectroscopia. Em nossa abordagem, destacaremos também os cálculos para o projeto dos contatos térmicos dentro do nosso equipamento e o sistema de vácuo e admissão de gases na célula experimental.

### 3.1 O Criostato

Como base para nosso sistema experimental, utilizamos um criostato comercial Janis (modelo 12 CNDT), representado na figura 3.1. Este refrigerador consiste de dois reservatórios, um para nitrogênio líquido (11, 1 l) e outro para hélio líquido (22, 4 l), ambos de aço inoxidável, envoltos por um espaço de vácuo para prover isolamento térmico entre eles e a parede externa do criostato à temperatura ambiente, além

de isolá-los entre si. Um tubo de aço inoxidável, ancorado termicamente na parte inferior do reservatório de nitrogênio, é posicionado ao redor do reservatório de hélio, cobrindo toda sua extensão. Esta “capa” funciona como blindagem térmica, utilizada para diminuir a potência depositada por radiação térmica (radiação de corpo negro) sobre o banho de hélio.

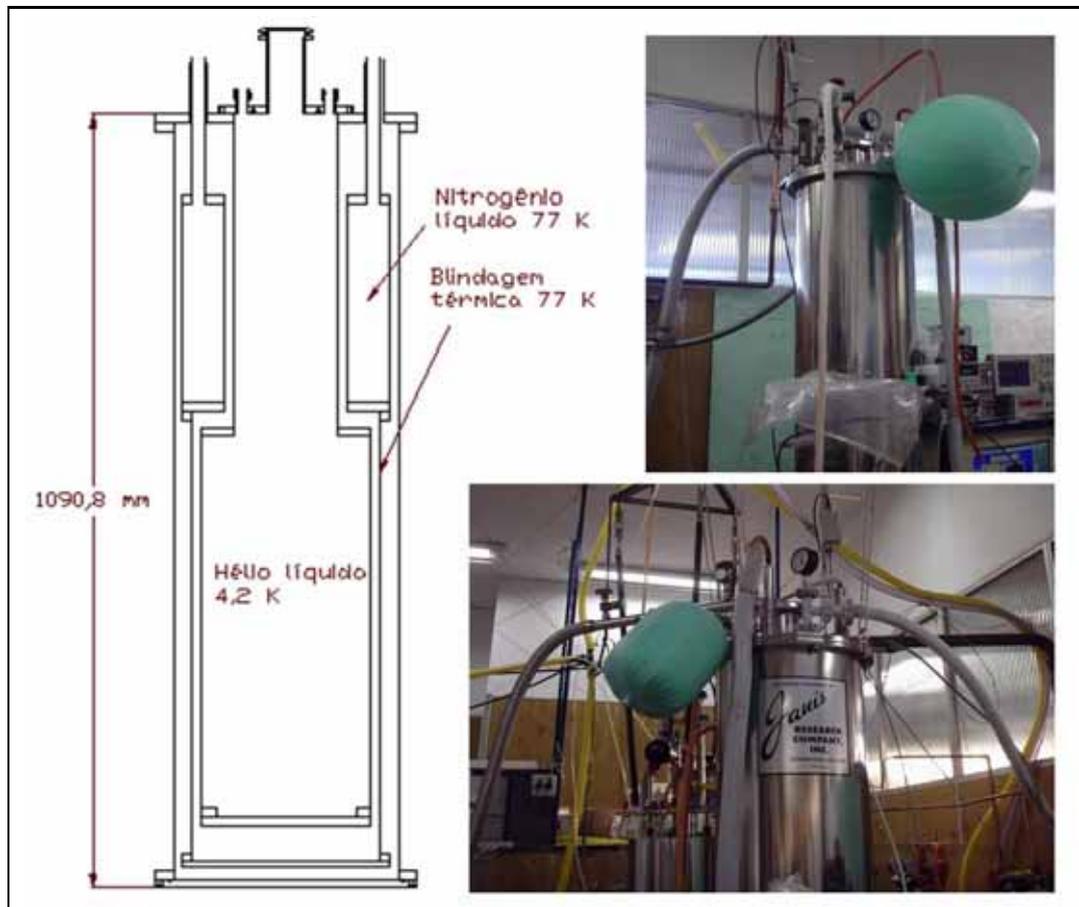


Figura 3.1: Criostato comercial Janis modelo 12 CNDT ao qual adaptamos nosso sistema experimental. Em destaque no desenho, os contêineres de nitrogênio e hélio líquido. Nas fotos, tiradas durante a transferência de líquidos criogênicos, vemos em destaque a parte superior do criostato.

Os acessos aos reservatórios de hélio e nitrogênio estão localizados na parte superior do criostato como podemos ver na figura 3.1. Aí também localizam-se dois conectores elétricos de 8 e 19 pinos, com vedação de vácuo, que provêem acesso ao espaço de vácuo e ao reservatório de hélio líquido, respectivamente. Nesta parte superior existem ainda duas válvulas de segurança, cuja função é aliviar a pressão no espaço de vácuo e no reservatório de hélio, caso esta se eleve por algum problema, e uma válvula *bellows* com uma flange NW 25 para evacuação do espaço de vácuo do criostato.

Utilizamos um sistema de vácuo com uma bomba turbomolecular para o processo de evacuação do criostato. Vale ressaltar que quando falamos em “evacuar o criostato” estamos nos referindo ao espaço de vácuo que abrange as regiões entre o reservatório de hélio e o reservatório de nitrogênio e entre este e as paredes externas do criostato. O interior destes dois reservatórios deve ser evacuado separadamente, se necessário. À temperatura ambiente conseguimos estabelecer um vácuo entre  $10^{-6}$  Torr e  $10^{-5}$  Torr no espaço de vácuo. Durante a introdução dos líquidos criogênicos, mantemos a válvula de evacuação fechada para evitar o criobombeamento do óleo da bomba de vácuo para dentro do criostato e com isso a contaminação do espaço de vácuo.

Nosso aparato experimental para a produção e análise da fonte de átomos de baixa temperatura foi adaptado na parte inferior do criostato da figura 3.1, como vemos ilustrado na figura 3.2. A região em destaque corresponde à parte do equipamento projetada, desenhada e construída em nosso laboratório. Esta região aparece ampliada na figura 3.3, onde podemos ver os detalhes da nossa montagem.

Nossa adaptação acompanha o sistema de “camadas” do criostato comercial. Na figura 3.3 podemos claramente distinguir estas camadas e as correspondentes temperaturas às quais cada uma delas está ancorada. A camada mais interna seria a própria célula experimental, adaptada na tampa do fundo do contâiner de  ${}^4\text{He}$ .

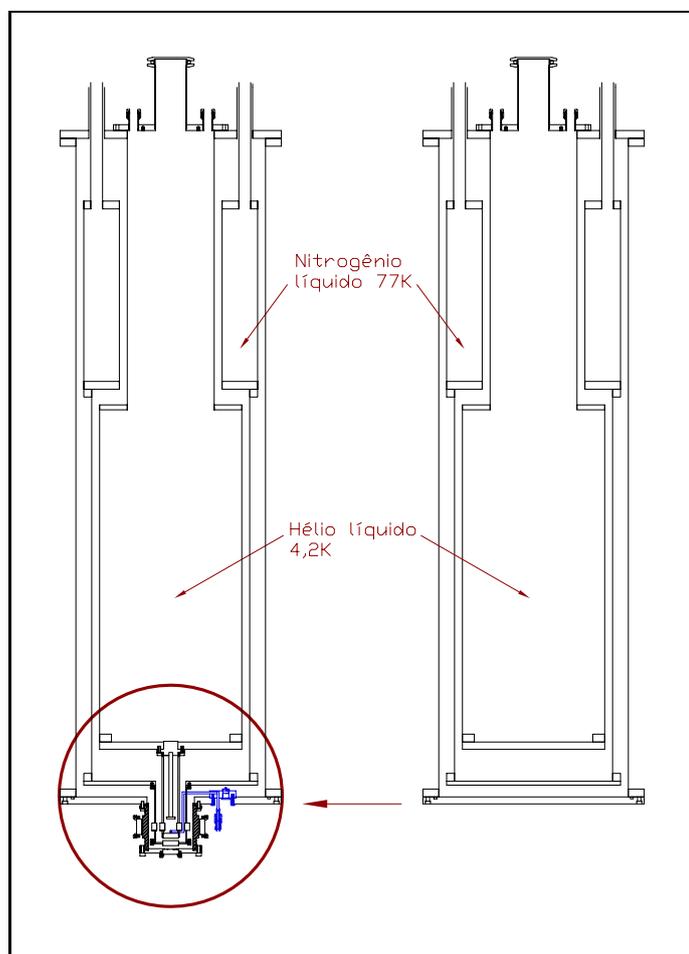


Figura 3.2: Criostato comercial Janis com nosso aparato experimental adaptado.

O acoplamento é feito por meio de um furo de 23 mm de diâmetro nesta tampa, uma chapa de aço inoxidável selada com um anel de índio. Este furo permite que a parte superior da célula, uma peça maciça de cobre em formato de “chapéu”, seja inserida no reservatório de hélio, de forma que parte de sua superfície seja mantida em contato direto com o hélio líquido. Um anel de índio entre as superfícies de cobre e aço inoxidável garante a vedação entre o contêiner de hélio e o espaço de vácuo. Esta configuração mostrou-se necessária para garantir que o acoplamento térmico fosse suficiente para manter a temperatura desejada no substrato de safira durante

a deposição de um dado fluxo de gás nobre. A célula experimental será descrita de forma mais completa na próxima seção.

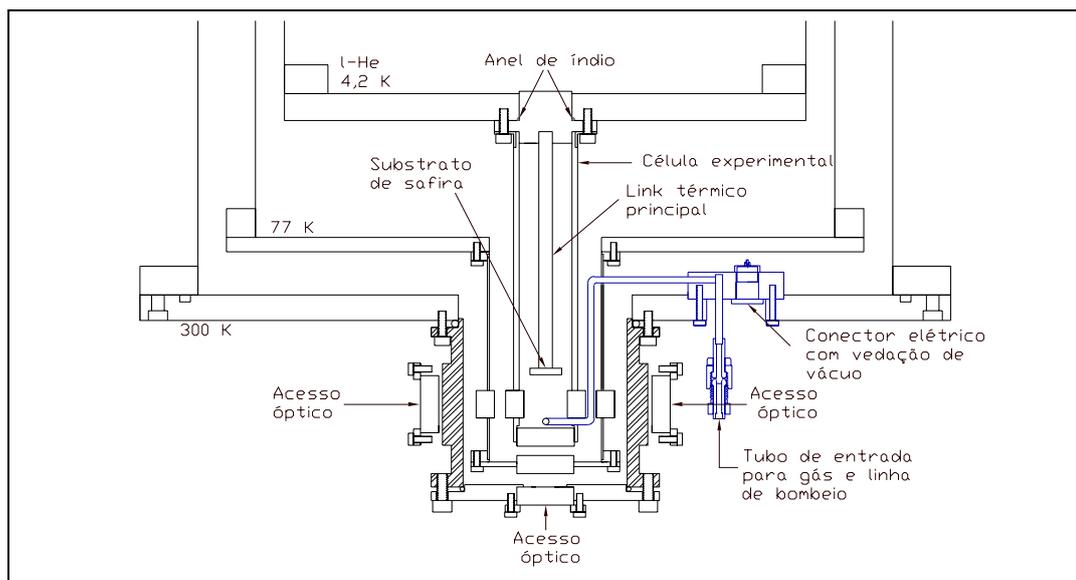


Figura 3.3: Montagem experimental para produção e estudo da fonte de átomos de baixa temperatura. A célula experimental que aparece na figura corresponde à nossa primeira versão, a célula de PVC.

Em destaque na figura 3.3 temos representada a “interface” para comunicação com o ambiente externo. Esta interface tem duas funções: permitir o acesso ao volume interno da célula, para evacuação e introdução de gases na mesma, e possibilitar a conexão entre os resistores e termômetros localizados no interior do criostato e as fontes e medidores do laboratório. Para sua construção, utilizamos uma peça de aço inoxidável de 42 mm de diâmetro e 11,8 mm de espessura, que é montada sobre um furo na tampa mais externa do criostato, de dentro para fora. A vedação de vácuo é feita por meio de um anel de borracha. Nesta peça, montamos um conector elétrico de vácuo com 7 pinos, no qual são soldados todos os fios da parte interna do experimento. Além disso, dois pedaços de tubo de aço inox de 3,175 mm de diâmetro

externo e 1,875 mm de diâmetro interno são soldados na peça de forma a conectar o espaço interno do criostato ao ambiente externo, conforme esquematizado na figura 3.3. Conectores VCR são soldados nas duas extremidades livres dos tubos de inox. A extremidade no interior do criostato é conectada ao tubo, de mesmo tipo que os outros, que vem da célula. A extremidade na parte externa do criostato é conectada ao sistema de vácuo e admissão de gases. Esta geometria pode ser melhor observada na figura 3.4.

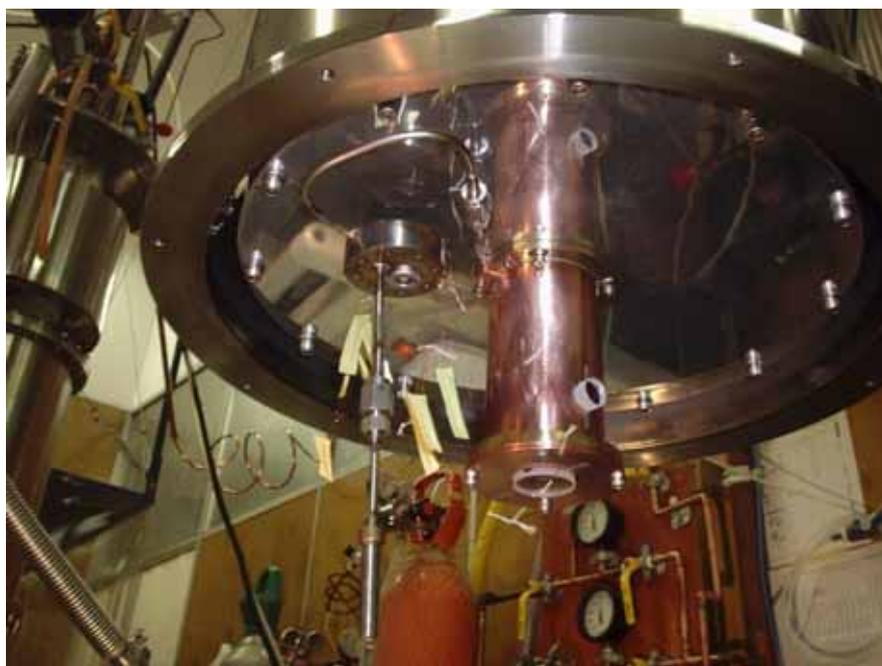


Figura 3.4: Criostato Janis com uma parte do nosso aparato experimental adaptado. Aqui podemos ver a montagem para “comunicação” com o ambiente externo. A superfície espelhada é a tampa inferior da blindagem térmica de 77 K do criostato, na qual vemos fixado o “copo de cobre”, que também funciona como uma blindagem térmica ao redor da célula.

O acesso óptico à região experimental é provido por um conjunto de nove janelas de BK-7 com recobrimento anti-refletor para a região do visível, entre aproximada-

mente 420 nm e 620 nm, com diâmetros de 25,13 mm e 12,14 mm e espessura de 8 mm. A fixação das janelas ao equipamento foi realizada de forma diferente para cada camada da montagem experimental, de acordo com as necessidades e limitações de cada caso. Daremos um destaque especial ao caso da célula experimental na próxima seção, visto que encontrar uma maneira de fixar as janelas em nossa célula, de forma a garantir a vedação de vácuo sem causar a quebra das mesmas, mostrou ser uma tarefa nada trivial para nossa geometria.

Na figura 3.5, vemos as duas outras camadas do nosso aparato experimental: a mais externa, que separa o espaço de vácuo no interior do criostato do ambiente externo e a intermediária, ancorada termicamente na blindagem de 77 K e posicionada entre a célula e a camada mais externa.

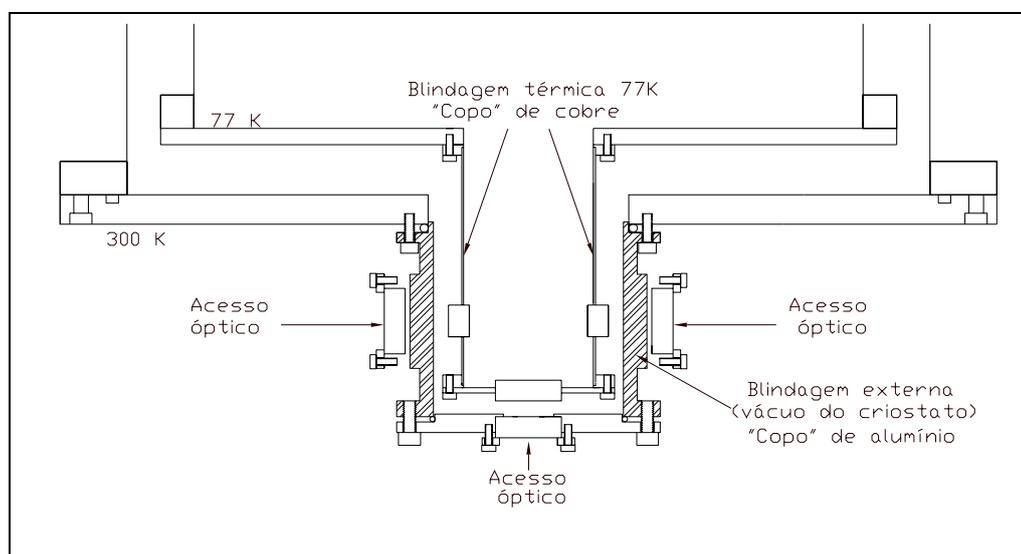


Figura 3.5: “Camadas” mais externas da nossa adaptação experimental.

A camada intermediária, apresentada em detalhes na figura 3.6, consiste basicamente de um tubo de cobre de 50,8 mm de diâmetro externo, 91 mm de comprimento e com uma parede de 0,8 mm de espessura. Em cada extremidade do tubo é sol-

dada uma flange de latão. Na flange da parte inferior do tubo é aparafusada uma chapa de cobre de 2 mm de espessura e 65,2 mm de diâmetro. Esta chapa possui um furo de 25,15 mm de diâmetro para acomodar a janela óptica da parte inferior. O tubo de cobre também possui dois furos diametralmente opostos de 12,16 mm de diâmetro para acomodar as duas janelas ópticas laterais. As janelas são coladas diretamente dentro dos furos com três pontos de epóxi (Stycast 2850). Neste caso não precisamos nos preocupar com a vedação, visto que as janelas desta camada não são janelas de vácuo. Algumas precauções foram tomadas, no entanto, para evitar a quebra das janelas durante o processo de resfriamento. Conforme indicado na figura 3.6, dois rasgos diametralmente opostos foram abertos ao redor de cada furo. Com isso, podemos aliviar a tensão sobre as janelas devido à contração das peças metálicas durante o resfriamento.

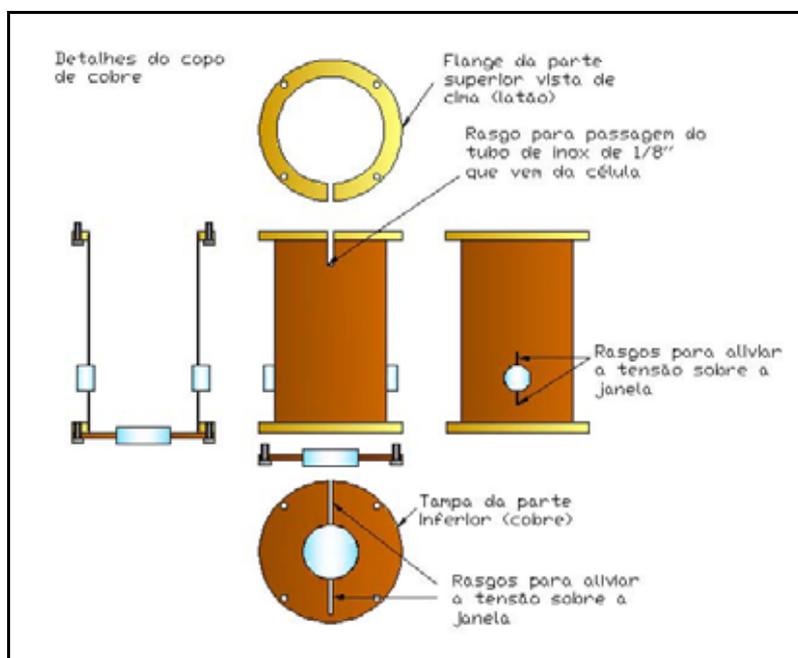


Figura 3.6: Vista em corte, frontal e lateral do “copo” de cobre da camada intermediária da nossa montagem experimental.

O tubo de cobre possui ainda um rasgo vertical em sua parte superior, coincidente com um rasgo horizontal na flange de latão desta extremidade. Este rasgo tem como função permitir a passagem do tubo de inox proveniente da célula para que este possa ser conectado com a interface para o ambiente externo. O tubo de inox é ancorado termicamente à tampa inferior da blindagem de 77 K do criostato nesta passagem. O rasgo está posicionado na direção perpendicular ao diâmetro que liga as duas janelas laterais. Esta configuração pode ser observada com clareza na figura 3.4. O conjunto tubo de cobre, flanges e tampa de cobre inferior formam então uma espécie de “copo”, que é ancorado na tampa do fundo da blindagem térmica de 77 K do criostato. Este copo também funciona como uma blindagem térmica, reduzindo a potência depositada por radiação de corpo negro sobre as paredes da célula. Para garantir uma boa blindagem, cobrimos ainda todos os rasgos desta peça com uma fita adesiva metalizada.

A terceira e última camada é montada na chapa inferior externa do criostato. Nossa adaptação consiste de uma peça inteiriça (ver figura 3.7) na forma de um tubo de 74,5 mm de comprimento e 72 mm de diâmetro interno, torneada a partir de um tarugo de alumínio de 127 mm de diâmetro, além de uma tampa de aço inoxidável de 100 mm de diâmetro para fechar a extremidade inferior do tubo. O tubo de alumínio possui dois furos diametralmente opostos para as janelas laterais de 25,13 mm de diâmetro. Estes furos possuem um degrau para acomodar um anel de borracha e a janela. O mesmo tipo de geometria para fixação da janela óptica é usada na tampa de inox (ver figura 3.5). As três janelas desta camada são janelas de vácuo seladas com anel de borracha. Assim como no caso das janelas, as vedações entre a tampa de inox e o tubo de alumínio e entre o tubo e a chapa externa do criostato são feitas por meio de anéis de borracha, como representado na figura 3.5. Vale ressaltar que esta peça inteiriça de alumínio não foi nosso projeto inicial. Nossa primeira montagem era modular, constituída por um tubo, duas flanges e

dois suportes para as janelas, sendo todas as peças construídas de aço inoxidável. No entanto, problemas com vazamentos nas juntas de solda TIG nos levaram a inutilizar esta primeira montagem e fazer um projeto completamente novo. Para evitar a necessidade de soldas, optamos por construir uma peça inteiriça e, para simplificar sua construção, decidimos usar alumínio como material.

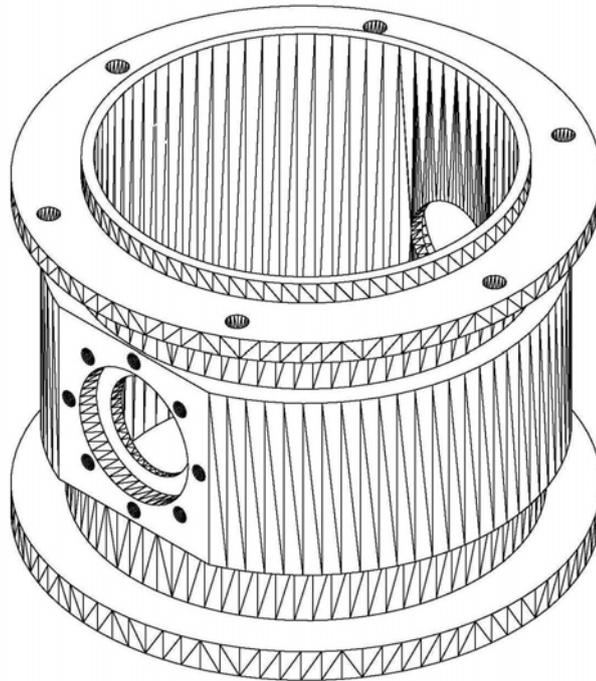


Figura 3.7: Peça inteiriça de alumínio que é adaptada na chapa externa do criostato.

Na figura 3.8, vemos a montagem concluída do nosso aparato experimental ainda sem os sistemas ópticos. Em destaque temos a peça de alumínio que acabamos de descrever, a linha de bombeio e admissão de gases na célula e o cabo que conecta os fios da parte interna do criostato com os instrumentos no laboratório. É importante destacar que o criostato é suspenso por cabos de aço presos ao teto do laboratório, até a altura aproximada dos *lasers* posicionados sobre a mesa óptica, como podemos

perceber na figura 3.8.



Figura 3.8: Montagem concluída do nosso aparato experimental ainda sem os sistemas ópticos. Em destaque, a peça inteiriça de alumínio que é adaptada na chapa externa do criostato.

Depois de concluída a montagem experimental, resolvemos monitorar o nível de hélio líquido durante alguns dias, para estimar a taxa de evaporação de  $\ell^4\text{He}$  do nosso sistema e compará-la com a taxa de evaporação do criostato sem nossa adaptação experimental. Os resultados são apresentados na figura 3.9. A partir de um ajuste linear dos dados coletados, obtivemos uma taxa de evaporação de 0,104 l/h, ou 2,50 l/dia para o criostato sem nossa adaptação e 0,135 l/h, ou 3,24 l/dia para o

criostato com nossa montagem adaptada.

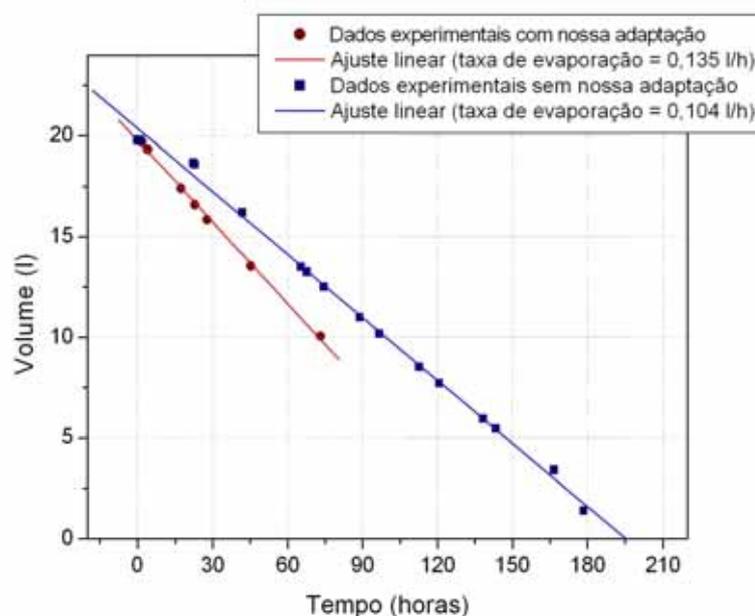


Figura 3.9: Taxa de evaporação de  $\ell^4\text{He}$  do sistema com e sem nossa adaptação experimental.

## 3.2 A Célula Experimental

A célula é a parte central do nosso aparato experimental. É em seu interior que devem ser realizados a deposição da matriz, a posterior liberação dos átomos depositados para a fase gasosa, o aprisionamento magnético e a espectroscopia dos átomos aprisionados. Devido a este fato, a célula exige um projeto mais cuidadoso, com implicações que envolvem todos os demais elementos da montagem experimental. Para a obtenção da configuração final para nossa célula, levamos em consideração alguns aspectos fundamentais.

O primeiro deles refere-se à escolha adequada do material com o qual a célula deve

ser construída. Apesar de ainda não termos implementado a armadilha magnética nesta primeira fase do trabalho, o objetivo final da nossa proposta é a demonstração de uma técnica alternativa para o carregamento de armadilhas magnéticas para espécies neutras. Por isso é importante garantir que nosso aparato experimental ofereça toda a flexibilidade para a implementação de campos magnéticos, inclusive campos magnéticos que variam no tempo, para, por exemplo, poder implementar a técnica do resfriamento evaporativo forçado ou mesmo poder utilizar uma configuração que permita um rápido chaveamento do campo confinante para o carregamento da armadilha com o mínimo de perdas por relaxação dipolar. Neste contexto, o material com o qual a célula é construída tem uma grande relevância. Quando um campo magnético variável é aplicado num material condutor, a variação do campo induz a circulação de correntes no material, as chamadas correntes de Foucault, também conhecidas como *eddy currents*, o que acarreta uma dissipação de potência no material, causando um aquecimento incompatível com um ambiente criogênico. A célula experimental deve, portanto, ser construída com materiais que eliminem ou ao menos reduzam sensivelmente o aquecimento por correntes de Foucault. O mais adequado é optar por materiais plásticos em detrimento dos metais. Por outro lado, desejamos que as paredes da célula estejam frias durante o experimento, o que exige que as mesmas sejam ancoradas termicamente ao contêiner de  $\ell^4\text{He}$ . O projeto de um bom contato térmico, por sua vez, depende também da escolha do material, uma vez que a condutividade térmica pode diferir por algumas ordens de grandeza entre metais e plásticos por exemplo, sendo estes últimos os que apresentam os menores valores para a condutividade térmica.

Além do material, tivemos que considerar outros fatores importantes relacionados às características que desejávamos que a célula possuísse. No interior da célula deveriam estar localizados o precursor sólido de cromo e o substrato de safira, numa geometria que, juntamente com o sistema para introdução de gases na célula, pos-

sibilitasse a ablação a *laser* do precursor sólido e a deposição de ambos, o gás e os átomos de cromo da pluma de ablação, sobre o substrato. Este, por sua vez, deveria estar ancorado termicamente ao contêiner de  $\ell^4\text{He}$ , sendo o contato térmico bom o suficiente para garantir que o substrato se mantivesse à temperatura necessária para a deposição de um dado fluxo do gás nobre utilizado.

A célula deveria ainda oferecer acesso óptico à região experimental, o que não se mostrou uma tarefa muito trivial, uma vez que devido às dimensões reduzidas do nosso aparato, não seria possível utilizar o método mais comum para montagem e vedação de janelas ópticas para baixas temperaturas, que consiste em selar as janelas com um anel de índio. Para isso, seria necessário um suporte adequado para as janelas e o índio, com um sistema que permitisse a compressão do anel e assim a vedação. Como não havia espaço suficiente para implementar esta configuração, tivemos que usar um método alternativo.

Por fim, a célula deveria dispor de um sistema de bombeamento independente daquele usado para evacuar o criostato, que também permitisse a introdução de gases na mesma. Considerando todos estes aspectos chegamos à configuração final da primeira célula construída. No entanto, problemas com a vedação desta primeira célula e principalmente com a fixação das janelas ópticas nos levaram a projetar e construir uma segunda célula experimental.

### 3.2.1 A Primeira Tentativa: A Célula de PVC

Nossa primeira versão para a célula experimental, figura 3.10, consistia de um tubo de PVC de 137 mm de comprimento, 23 mm de diâmetro interno e 28 mm de diâmetro externo e uma peça maciça de cobre em formato de “chapéu”, usada para “tampar” a extremidade superior do tubo. A parte superior desta peça de cobre possui um formato cilíndrico com 13 mm de comprimento e 23 mm de diâmetro, desenhada para ser acoplada à tampa inferior do reservatório de hélio do criostato

através de um furo nesta última, que possibilita que a superfície superior da tampa de cobre esteja em contato direto com o hélio líquido do reservatório, como podemos ver na figura 3.3. Na parte inferior da tampa de cobre, ou seja a parte que fica no interior da célula, soldamos uma haste de cobre de 104 mm de comprimento e 6,35 mm de diâmetro. Na outra extremidade da haste colamos, com Stycast 2850, o substrato de safira, de 13,2 mm de diâmetro e 3,2 mm de espessura. O comprimento da haste foi estabelecido de acordo com a posição desejada para o substrato, enquanto que seu diâmetro foi calculado para estabelecer o contato térmico necessário, a partir do valor de temperatura desejado no substrato e o fluxo de calor estabelecido durante o processo de deposição. Os detalhes do cálculo serão abordados na seção 3.4.

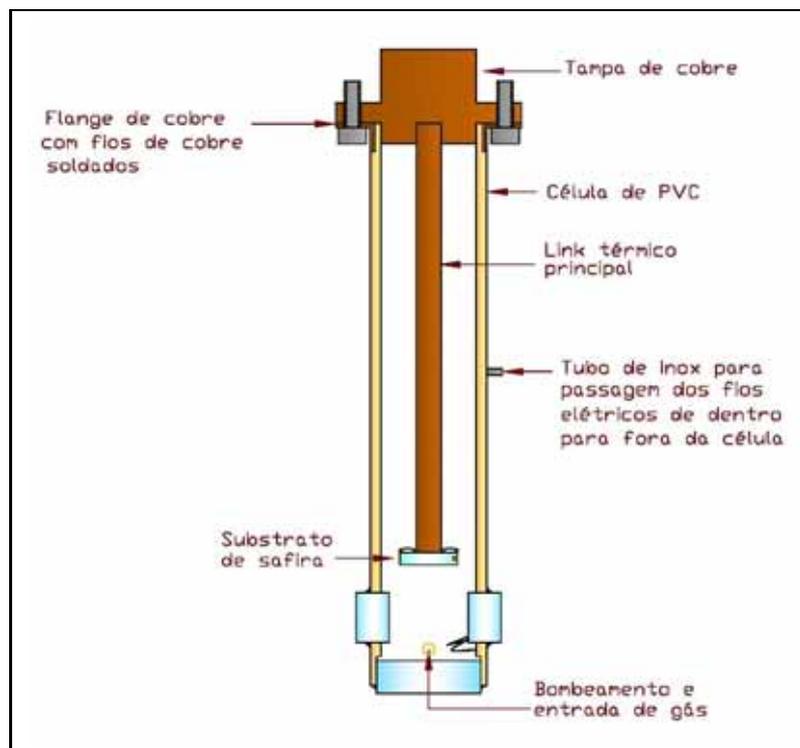


Figura 3.10: Primeira versão para a célula experimental: a célula de PVC.

O tubo de PVC que forma as paredes da célula foi escolhido por uma questão

de simplicidade. Trata-se de um material barato, de fácil acesso e muito simples de ser trabalhado na oficina mecânica. Por se tratar de um material plástico, não estaríamos sujeitos ao problema das correntes de Foucault. Por outro lado, a condutividade térmica do PVC não é suficientemente alta para dissipar de forma satisfatória a potência depositada por radiação de corpo negro sobre as paredes da célula, de forma que o aquecimento da mesma seria inevitável. Para que as paredes da célula pudessem ser mantidas a temperaturas entre 5 K e 6 K, desenvolvemos um método para dissipar a potência depositada por radiação térmica sobre a célula. Trata-se de uma espécie de “capa” formada por 28 fios de cobre de 1,4 mm de diâmetro e 130 mm de comprimento cada um, colados com Stycast 2850 em sulcos na parede externa da célula de PVC, de forma a cobrir toda sua área. Na parte superior, os fios foram soldados numa flange de cobre de 1 mm de espessura, com um formato próprio para permitir seu perfeito encaixe num rebaixo na parte superior do tubo de PVC, conforme ilustrado na figura 3.10. Nesta figura não estão representados os fios de cobre. Esta flange estabelece o contato térmico entre os fios e a tampa de cobre a 4,2 K. O tubo de PVC com a flange é colado com Stycast 2850 na tampa de cobre, para vedação da célula.

Na figura 3.11, vemos ampliada a parte inferior da célula. No tubo de PVC foram feitos dois furos diametralmente opostos para acomodar as duas janelas ópticas de 12,14 mm de diâmetro. As janelas são introduzidas nos furos e diretamente coladas no PVC com Stycast 2850. A colagem foi feita de forma a garantir também a vedação de vácuo. A janela inferior, de 25,13 mm de diâmetro, é colada da mesma forma na extremidade do tubo de PVC, torneado para acomodar o diâmetro da janela. Este método de fixação das janelas ópticas é extremamente simples, porém não pôde ser utilizado, uma vez que quando resfriamos pela primeira vez o sistema, a contração do PVC durante o resfriamento provocou a quebra de todas as janelas quando foi atingida uma temperatura próxima de 77 K. É importante

ressaltar que consideramos esta possibilidade durante o projeto da célula, dada a grande diferença entre os coeficientes de expansão de materiais como o vidro ou o BK7 e materiais plásticos como o PVC. No entanto, testamos esta configuração antes de decidirmos utilizá-la como nossa configuração final. Para isso utilizamos um protótipo com as mesmas dimensões do tubo de PVC do nosso projeto, onde colamos as janelas. Este protótipo foi introduzido diretamente em nitrogênio líquido e nenhum dano às janelas foi detectado. Por isso fomos realmente surpreendidos pela quebra das janelas durante o experimento. Diante do que aconteceu, acreditamos que o teste não tenha sido realizado com o rigor necessário, ou mais especificamente, acreditamos que durante o teste não foram reproduzidas as condições exatas da nossa realidade experimental, principalmente com relação à colagem das janelas. Para o teste, simplesmente fixamos as janelas ao tubo de PVC com alguns pontos de cola, portanto sem nenhuma preocupação com a vedação. Já para a configuração final, utilizamos uma quantidade muito maior de cola, uniformemente distribuída sobre a área lateral de cada janela. Além disso, depois de introduzidas as janelas nos furos da parede da célula, um filete adicional de cola foi aplicado ao redor de cada janela e sobre a parede do tubo, como ilustrado na figura 3.11. São essas diferenças que provavelmente explicam a incompatibilidade entre os resultados dos testes preliminares e o que aconteceu com a montagem final.

Na figura 3.11 vemos ainda os resistores para o aquecimento do substrato. Utilizamos uma configuração com quatro resistores de carbono de  $1,2\text{ K}\Omega$  ligados em paralelo, portanto com uma resistência equivalente de  $300\ \Omega$ . Para fixar os resistores na superfície do substrato, utilizamos, somente nesta primeira configuração<sup>1</sup>, Stycast 1266. Na superfície lateral do substrato fixamos, com verniz para baixa temperatura, um termômetro para monitoramento da temperatura no substrato.

---

<sup>1</sup>Testes posteriores de imersão da célula em nitrogênio líquido acabaram provocando o descolamento dos resistores e do substrato. Devido a este fato, decidimos usar somente Stycast 2850 nas configurações seguintes.

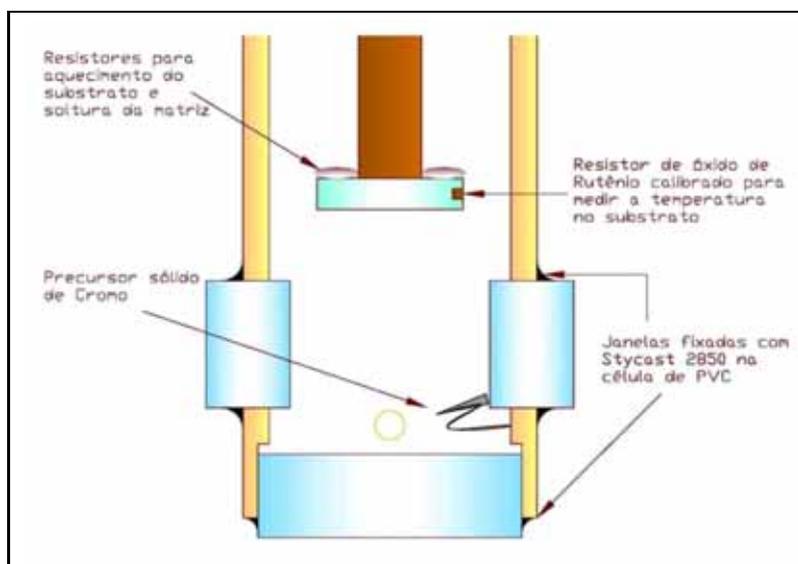


Figura 3.11: Parte inferior da célula de PVC ampliada.

Trata-se de um resistor de óxido de rutênio (RuO<sub>2</sub>), que foi calibrado a partir de um padrão no Laboratório de Baixas Temperaturas da UFRJ. Uma descrição detalhada do procedimento de calibração e ajuste da curva de resposta do resistor não será apresentada nesta tese. Utilizamos fios de manganina para conectar os resistores e os termômetros à interface com a ambiente externo, descrita na seção anterior. Um orifício com um tubo de inox de 1/16" na parede da célula de PVC (ver figura 3.10) permite a passagem dos fios do interior para a parte externa da célula. A vedação, tanto do tubo de inox na célula de PVC quanto dos fios na saída do tubo é feita com Stycast 2850. A medida de temperatura com o resistor de óxido de rutênio é feita através da conversão do valor de resistência medido para um valor de temperatura, com o uso da curva de resposta obtida com a calibração. No entanto, os fios de manganina apresentam também uma resistência, que deve ser subtraída do valor medido para que então se possa converter o resultado em um valor de temperatura, caso contrário estaríamos introduzindo um erro grande na

medida. Conhecendo o comprimento do fio usado e utilizando os dados da tabela 3.1, podemos estimar o valor de resistência a ser subtraído.

Temperatura (K)	Resistividade ( $\Omega/\text{m}$ )
4,2	34,6
77	36,5
298	38,8

Tabela 3.1: Resistividade dos fios de manganina para 4,2 K, 77 K e 298 K.

Temos ainda representado na figura 3.11, o orifício para bombeamento e introdução de gases na célula, localizado numa direção perpendicular à linha das janelas. Trata-se de um furo para um tubo de aço inoxidável de 1/8" (3,175 mm de diâmetro externo e 1,875 mm de diâmetro interno). A extremidade do tubo introduzida no orifício é dobrada, de forma a apontar para o centro do substrato de safira. O tubo é colado na parede da célula e selado com Stycast 2850 e estende-se até o conector VCR da interface com o ambiente externo, como ilustrado na figura 3.3. Na parte do tubo imediatamente externa à célula são fixados, com verniz para baixa temperatura, um segundo resistor de óxido de rutênio para monitoramento da temperatura e um resistor de carbono de 21,8 K $\Omega$ , para eventual aquecimento do tubo caso o gás nobre introduzido condense no interior do mesmo antes de chegar à célula.

Por fim, temos ilustrado na figura 3.11 a amostra sólida de cromo (“*metal basis*”, 99,995 %), fixada com Stycast 2850 num suporte constituído por um fio de cobre dobrado em forma de anel, cuja extremidade é enrolada como um “caracol” formando a base de suporte onde o cromo é colado. O anel é introduzido com uma certa pressão no diâmetro interno da célula e então colado com Stycast 2850 na parede interna da mesma. A superfície do precursor é inclinada de forma que sua normal também aponte para o centro do substrato. Tanto o precursor sólido quanto a extremidade

do tubo de inox estão localizados a uma distância de aproximadamente 20 mm da superfície do substrato.

Depois do insucesso desta primeira configuração, fomos buscar uma solução para ser implementada ainda nesta célula de PVC. Baseados em alguns trabalhos publicados sobre a fixação e vedação de janelas criogênicas [77, 93, 94, 95], chegamos a uma configuração que pudesse ainda ser adaptada à nossa primeira célula. As mudanças referem-se basicamente ao método de fixação das janelas e são ilustradas na figura 3.12.

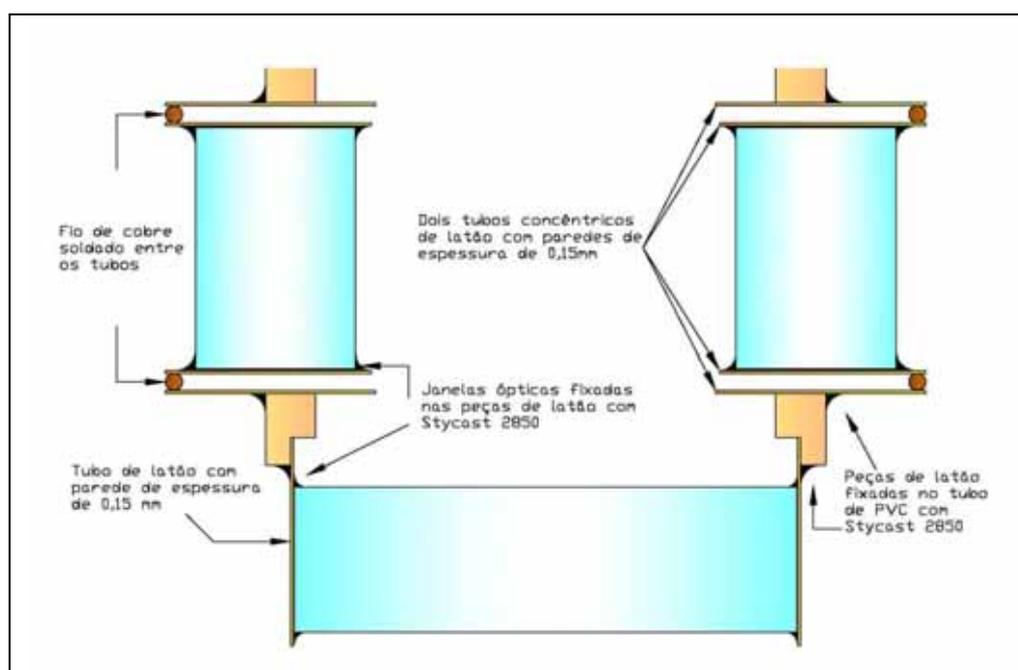


Figura 3.12: Adaptações na célula de PVC para evitar a quebra das janelas durante o resfriamento.

A solução proposta consistiu basicamente na adaptação de peças de latão de parede bem fina, com espessuras por volta de 0,15 mm, à célula experimental. Estas peças funcionam como um suporte para as janelas, sendo que, desta forma, a força

exercida sobre a janela durante o resfriamento é devido a uma parede de apenas 0,15 mm de espessura e que cobre toda a sua extensão. Para as janelas laterais, utilizamos uma configuração de dois tubos concêntricos de latão com 14,6 mm e 12,6 mm de diâmetro externo, também com paredes de espessura de 0,15 mm, conectados em uma das extremidades por um fio de cobre soldado entre eles. Esta peça desacopla a janela das paredes de PVC. Todas as janelas foram coladas nas peças de latão com Stycast 2850. Todas as juntas da montagem foram também seladas com Stycast 2850.

Infelizmente nem chegamos a testar se esta configuração poderia resolver o problema da quebra das janelas durante o resfriamento, pois após a manipulação da célula na oficina mecânica para implementação das mudanças, esta começou a apresentar grandes vazamentos em vários pontos, detectados mesmo a temperatura ambiente. Com isso, resolvemos finalmente desistir desta primeira célula de PVC e partir para um projeto completamente novo, usando um outro material mais resistente e apropriado para nossos propósitos.

### **3.2.2 A Célula de Aço Inoxidável**

Nosso segundo projeto para a célula experimental não apresenta diferenças essenciais em relação ao primeiro. As principais diferenças são de caráter técnico e prático. A primeira grande mudança foi a substituição do tubo de PVC por um tubo de aço inoxidável, o que permitiu que a célula fosse construída em módulos, de forma que pudesse ser completamente montada ou desmontada de uma maneira simples e a qualquer momento, tornando possível o acesso a praticamente todos os elementos da montagem em seu interior. Isto representa uma grande vantagem e avanço quando a comparamos com a célula de PVC. No caso desta última, todas as juntas foram seladas com Stycast 2850, por se tratar de um material plástico que não pode ser soldado, o que torna a montagem da célula um procedimento praticamente

irreversível, visto que a remoção da cola é um processo complicado e muitas vezes destrutivo.

Uma outra característica nova desta segunda montagem é o método de fixação e vedação das janelas ópticas, que possibilitou que o resfriamento fosse realizado sem que as janelas se danificassem. No entanto, para chegar à configuração definitiva, tivemos que fazer duas montagens, uma vez que a primeira configuração utilizada também levou à quebra de uma das janelas. Na figura 3.13, temos ilustrada a primeira configuração para a célula de aço inoxidável.

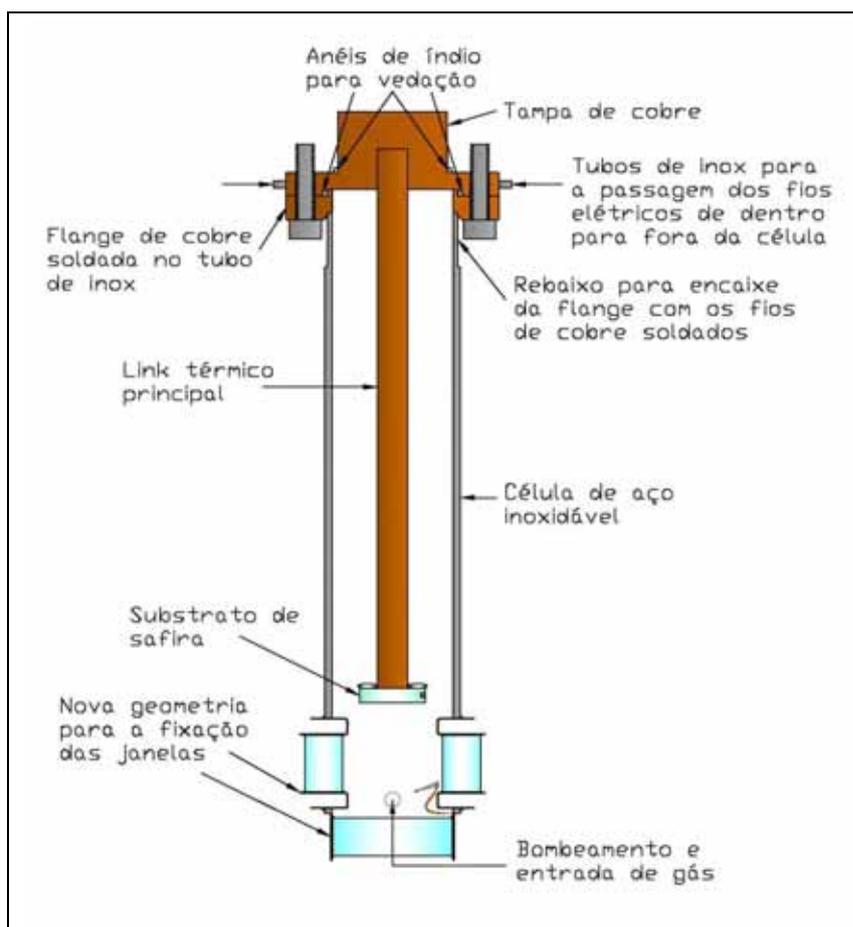


Figura 3.13: Primeira configuração para a célula de aço inoxidável.

Para esta primeira montagem utilizamos um tubo de aço inoxidável de 28,575 mm de diâmetro externo, 25,575 mm de diâmetro interno e 137,5 mm de comprimento para constituir as paredes da célula. Na extremidade superior do tubo soldamos, com solda prata, uma flange de cobre de 44,8 mm de diâmetro externo e 5 mm de espessura, projetada com um encaixe para a tampa de cobre e um anel de índio. A tampa de cobre é bem semelhante à utilizada na célula de PVC e sua fixação e vedação na tampa do contâiner de hélio do criostato são feitas de forma idêntica a da primeira célula. A vedação da célula, no entanto, é feita com índio e não com cola, o torna sua montagem e desmontagem triviais. Na tampa de cobre estão localizados ainda dois orifícios para a passagem dos fios elétricos do interior para o exterior da célula. Dois tubos de inox de 1/16" são introduzidos nos orifícios e soldados na tampa de cobre com solda estanho. As saídas dos tubos, por onde passam os fios, são seladas com Stycast 2850. A haste de cobre de 115 mm de comprimento e 6,35 mm de diâmetro, na qual é colado o substrato, é rosqueada na tampa de cobre e não soldada como no caso anterior. Na parte superior externa do tubo de inox fizemos ainda um rebaixo para acomodar a flange de cobre com os fios de cobre soldados, semelhante à utilizada na célula de PVC. A diferença neste caso está na montagem desta "capa" ao redor da célula e na quantidade de fios utilizados (30 para a célula de inox). Para esta montagem, construímos uma flange partida em duas metades, que pode ser facilmente acoplada à célula. Além disso, desta vez não colamos os fios na parede da célula, apenas os amarramos com fio dental.

A disposição e características dos elementos no interior da célula, como o precursor sólido de cromo, o tubo de inox para bombeamento e introdução de gases na célula, o substrato de safira, os resistores de aquecimento e os medidores de temperatura, não diferem muito da célula de PVC. Uma diferença são os valores dos resistores utilizados. Para o aquecimento do substrato utilizamos desta vez quatro resistores de carbono de 100  $\Omega$  ligados em paralelo e portanto com uma resistência equivalente

de  $25 \Omega$ . No tubo de inox de  $1/8''$  na parte externa à célula fixamos um resistor de  $10 K\Omega$  para o aquecimento do tudo e um diodo 1N4007 para monitoramento da temperatura. Os fios elétricos utilizados são os mesmos que os da célula de PVC. Para os resistores do substrato usamos cinco fios em paralelo para cada terminal do banco de resistores, o que foi implementado para garantir a integridade dos fios durante a aplicação dos pulsos curtos de alta tensão para a soldura da matriz.

Na figura 3.14 temos a parte inferior da célula ampliada, onde podemos ver os detalhes do método para fixação das janelas.

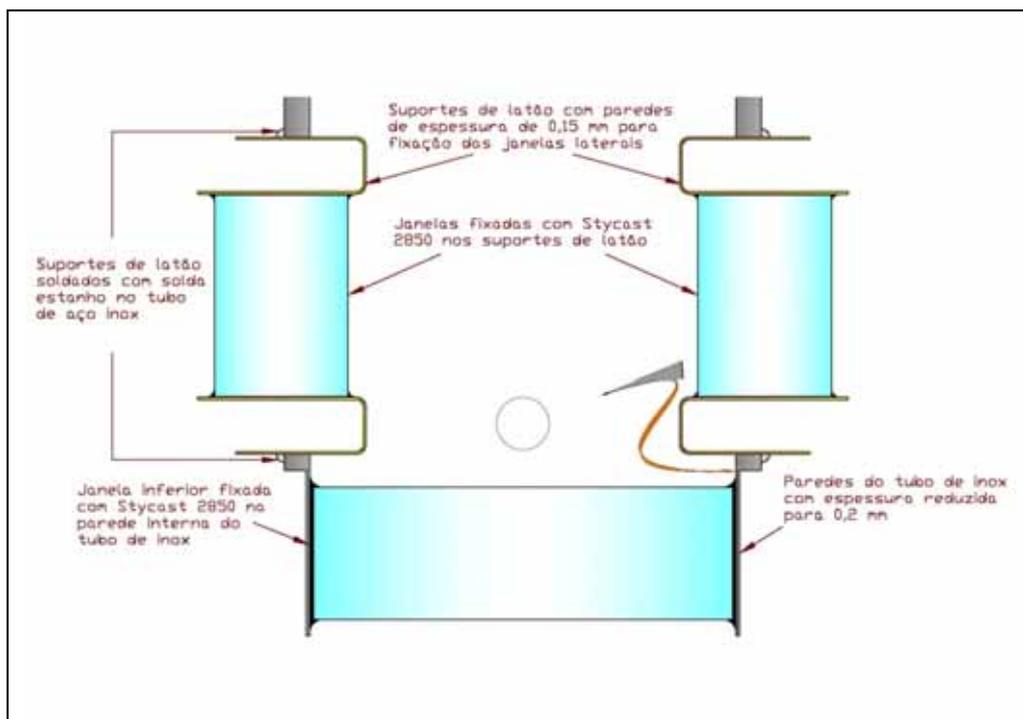


Figura 3.14: Método para fixação das janelas na primeira configuração da célula de aço inoxidável.

Para as janelas laterais baseamos-nos na referência [93] para projetar nossa própria configuração. Esta consiste de um suporte de parede bem fina ( $\sim 0,15$  mm),

torneado a partir de um tarugo de latão de 20 mm de diâmetro e 12 mm de comprimento. As peças têm o formato ilustrado na figura 3.14, sendo sua função desacoplar as janelas das paredes espessas do tubo de inox. Para garantir a eficiência do sistema, algumas características de construção e montagem do suporte devem ser observadas [93]. Em primeiro lugar, a parede em contato direto com a janela é a mais crítica e deve ser construída com a menor espessura possível, pois é esta parte imediatamente adjacente à janela que determinará a pressão sobre a mesma. Além disso, esta parede deve cobrir toda a extensão da janela. Os filetes de Stycast 2850, que vemos na figura sobre as duas faces da janela são essenciais, para evitar que a contração da parede adjacente na direção axial provoque uma alta concentração de tensão nas bordas da janela. A montagem dos suportes é realizada em duas etapas. Primeiro colamos as janelas dentro dos suportes e depois soldamos o conjunto, com solda estanho, em furos na parede da célula de aço inox. Para a colagem das janelas nos suportes, espalhamos uma camada de epóxi sobre toda a área lateral da janela e a introduzimos no suporte. Depois, aplicamos o filete de epóxi sobre uma das faces e esperamos 24 horas até a cura da epóxi. Por fim, aplicamos o filete sobre a outra face da janela e esperamos mais 24 horas. Tomamos o cuidado de bombear a epóxi depois de preparada, para retirar eventuais bolhas de ar, antes de aplicá-las nas janelas.

Para a janela inferior, não construímos um suporte de latão nesta primeira configuração. Ao invés disso, utilizamos o próprio tubo de inox, que teve a espessura de sua parede consideravelmente reduzida até  $\sim 0,2$  mm, o mínimo que conseguimos em nossa oficina mecânica, em sua extremidade inferior. A janela foi então colada na parede interna do tubo. Não obtivemos sucesso com esta configuração, uma vez que a janela inferior quebrou ao introduzirmos o conjunto em nitrogênio líquido. Acreditamos que o problema foi a espessura ainda não suficientemente pequena da parede de inox.

Para solucionar o problema da janela inferior, adotamos uma configuração semelhante àquela empregada para as janelas laterais [94]. Basicamente adaptamos um suporte de latão em formato cilíndrico com 25,875 mm de diâmetro externo e parede com espessura de  $\sim 0,15$  mm à parte inferior do tubo de aço inox, conforme ilustrado na figura 3.15. Os procedimentos para a fixação da janela e do suporte são os mesmos que os adotados para as janelas laterais.

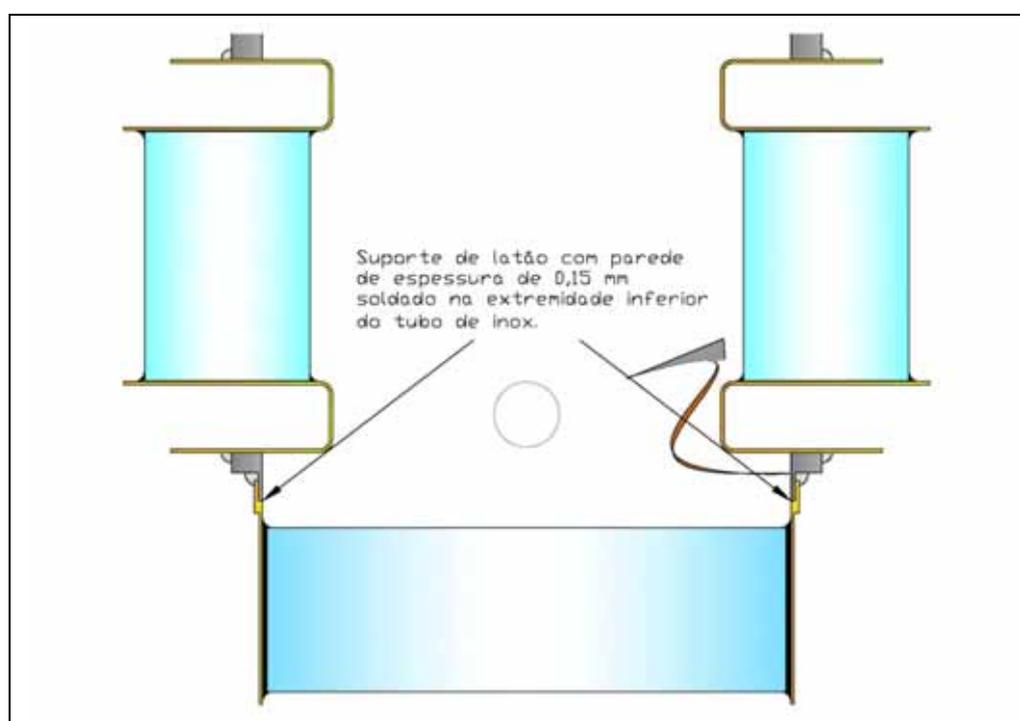


Figura 3.15: Segunda e última configuração para a célula de aço inoxidável - suporte para a janela inferior.

Com esta configuração conseguimos finalmente rodar o experimento, sem detectar nenhum dano às janelas ou problemas com o vácuo na célula, mesmo após alguns ciclos de resfriamento e aquecimento do nosso sistema experimental.

Podemos dizer que nossa célula final é composta por dois módulos principais

completamente desacopláveis: a tampa de cobre, onde são fixadas a haste e o substrato com seus resistores, termômetro e a fiação correspondente e o tubo de inox, onde são soldados a flange de cobre superior, os suportes para as janelas, o tubo de inox para evacuação e admissão de gases na célula e o suporte para o precursor sólido de cromo, além da flange com os 30 fios de cobre soldados, montada ao redor da parede externa do tubo de inox. Na figura 3.16 podemos ver estas duas partes que formam célula experimental.

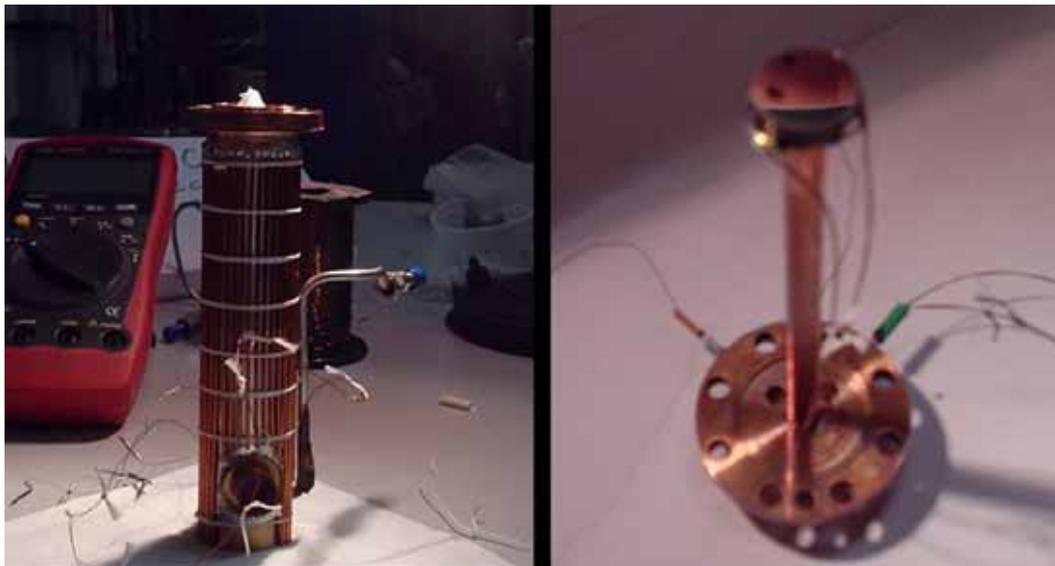


Figura 3.16: Módulos que constituem a célula experimental.

Na figura 3.17, vemos nossa célula definitiva montada na tampa do fundo do contêiner de  $\ell^4\text{He}$  do criostato.

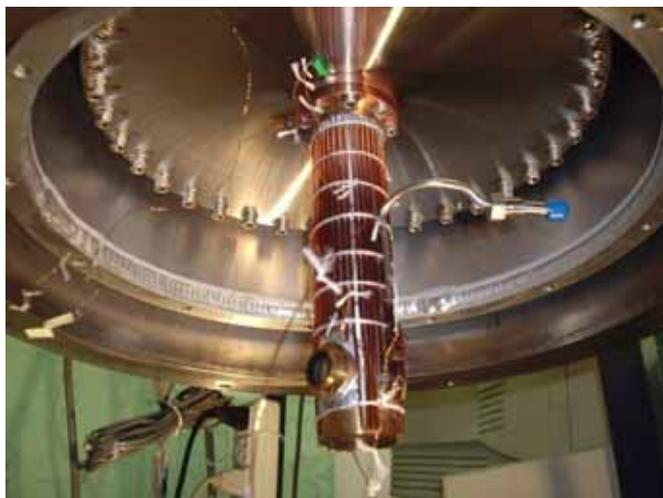


Figura 3.17: Célula experimental montada na tampa do fundo do contâiner  $\ell^4\text{He}$  do criostato.

### 3.3 O Sistema de bombeamento e admissão de gases na célula experimental

Nossa linha de bombeio da célula experimental consiste de um tubo que se estende de um furo na parede da célula até o ambiente externo, onde é acoplado ao sistema de vácuo e admissão de gases esquematizado na figura 3.18.

O sistema é dedicado à célula e possui dupla função, sendo usado tanto para evacuação quanto para introdução de gases na mesma. Isso é possível graças à configuração representada na figura 3.18. O sistema é composto por uma bomba mecânica de duplo estágio da ALCATEL, com velocidade de bombeio nominal de 6 l/s, responsável pelo estabelecimento de um vácuo primário no sistema, uma bomba turbomolecular também da ALCATEL com uma velocidade de bombeio de 80 l/s, um manovacuômetro, um conjunto de medidores para alto vácuo (Pirani e I-MAG), uma impedância, que permite o estabelecimento do fluxo de gás desejado, e um conjunto de válvulas, fundamentais para a operação do sistema. As conexões

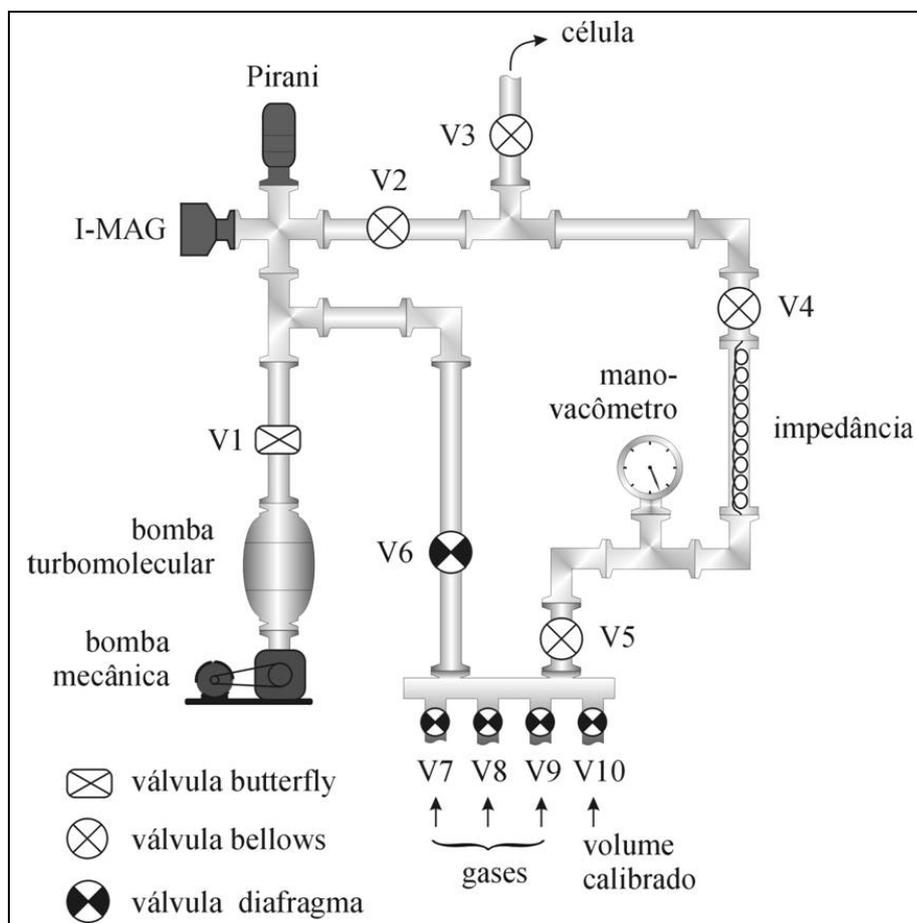


Figura 3.18: Sistema para o bombeamento e admissão de gases na célula experimental.

de vácuo seguem o padrão ISO-KF.

A impedância consiste de um tubo capilar de 0,1 mm de diâmetro interno e  $\sim 100$  mm de comprimento adaptado ao sistema. As dimensões ideais para o tubo foram determinadas empiricamente para que fosse possível estabelecer um fluxo de gás com qualquer valor entre 0,1 mmol/h e 10 mmol/h (intervalo de valores utilizado na referência [38]). O valor do fluxo pode ser controlado através da pressão estabelecida em uma das extremidades do capilar, medida pelo manômetro da

figura. Para caracterizar de forma aproximada nossa impedância, realizamos um experimento simples: estabelecemos um certo valor de pressão no manovacuômetro e bombeamos (através do criobombeamento da célula) a outra extremidade do capilar mantendo fechadas as válvulas  $V2$ ,  $V5$  e  $V6$  e abertas as válvulas  $V3$  e  $V4$ . Medindo a variação da pressão com o tempo no manovacuômetro e conhecendo o volume da região compreendida entre a válvula  $V5$  e a entrada do capilar, pudemos estabelecer uma relação entre os valores de pressão no manovacuômetro e o fluxo de gás estabelecido no sistema.

Os procedimentos de evacuação e admissão de gases na célula durante o experimento podem ser facilmente compreendidos por intermédio da figura 3.18. Com o criostato à temperatura ambiente, bombeamos todo o sistema, mantendo todas as válvulas abertas, com exceção de  $V10$  e das válvulas correspondentes às entradas de gases ( $V7$  a  $V9$ ) que porventura não estivessem sendo utilizadas. Aqui é importante destacar que os cilindros de gás correspondentes, não representados na figura, devem estar fechados. Deixamos o bombeamento acontecer de preferência por 24 horas (da mesma forma como fazemos com o criostato). Com isso podemos atingir um vácuo de  $\sim 10^{-6}$  Torr, medidos nos medidores de alto vácuo (Pirani e I-MAG). Antes de começarmos a introduzir líquidos criogênicos no refrigerador, fechamos a válvula  $V3$  para evitar o criobombeamento do óleo da bomba mecânica para dentro da célula. Com a válvula  $V3$  fechada, podemos preparar o sistema para a introdução de gases. Dispomos de três entradas para gases, representadas pelas válvulas  $V7$ ,  $V8$  e  $V9$ . No entanto, antes de introduzir qualquer gás na célula devemos fazer a purga do sistema. Para isso, abrimos todas as válvulas, com exceção de  $V3$  e  $V10$  e deixamos o sistema evacuar. Depois fechamos  $V1$  e admitimos uma pequena quantidade de gás em todo o sistema, com exceção da célula, abrindo o cilindro de gás e a válvula da entrada de gás correspondente ( $V7$ ,  $V8$  ou  $V9$ ), sempre mantendo  $V3$  fechada. Desligamos então a bomba turbo e esperamos até que sua rotação tenha baixado

de 15000 rpm. Por fim, abrimos  $V1$ , religamos a bomba turbo e deixamos o gás ser bombeado do sistema (neste momento podemos deixar aberta a válvula da entrada de gás, mas não podemos esquecer de fechar o cilindro). Repetimos toda a operação no mínimo mais duas vezes.

Com o sistema purgado podemos iniciar o processo de admissão de gás na célula. Para isso, fechamos  $V6$  e  $V2$  e estabelecemos uma certa pressão no manovacuômetro, de acordo com o fluxo que desejamos usar, abrindo para isso o cilindro de gás, a válvula da entrada de gás correspondente e a válvula  $V5$ , através da qual podemos controlar a pressão no manovacuômetro. Finalmente, para iniciar o processo de deposição, abrimos  $V3$  e  $V4$  e deixamos o criobombeamento levar o gás até o interior da célula. Uma variante deste procedimento consiste em deixar  $V2$  também aberta durante a deposição.

### 3.4 Principais Cálculos para o Projeto do Aparato Experimental

Nesta seção descreveremos o método usado para realizar alguns cálculos essenciais para o projeto do nosso aparato experimental. O ponto central da nossa discussão será o procedimento usado para determinar as dimensões da haste de cobre (ver figura 3.13) responsável por estabelecer o contato térmico entre o substrato de safira e o reservatório de hélio líquido. Além disso discutiremos as considerações que levaram à escolha dos valores para os resistores de aquecimento do substrato, além daquelas usadas para o projeto da “capa” de fios de cobre fixada ao redor da célula experimental (ver figura 3.16).

O fluxo de calor através de um material com uma seção transversal  $A$ , compri-

mento  $L$  e coeficiente de condutividade térmica  $\kappa$  é dado por [96]:

$$\dot{Q} = \frac{A}{L} \int_{T_1}^{T_2} \kappa(T) dT. \quad (3.1)$$

A equação (3.1) pode ser escrita da seguinte forma:

$$\dot{Q} = \frac{A}{L} (\Theta_2 - \Theta_1), \quad (3.2)$$

onde  $\Theta_i$  é a integral da condutividade térmica em função da temperatura,  $\kappa(T)$ , calculada da seguinte forma:

$$\Theta_i = \int_0^{T_i} \kappa(T) dT. \quad (3.3)$$

Na figura 3.19, retirada do catálogo da Lake Shore [97], temos os valores de  $\Theta_i$  para diferentes materiais na faixa de temperatura entre 1 K e 300 K. Podemos observar na figura que a safira possui uma alta condutividade térmica, o que justifica sua escolha como substrato.

A partir das equações (3.1) a (3.3) e com os dados da figura 3.19 podemos, para um dado fluxo de calor  $\dot{Q}$ , determinar a geometria necessária do material para que se possa estabelecer as temperaturas desejadas em suas extremidades. No nosso caso, para projetar o contato térmico do substrato de safira, precisávamos determinar a seção transversal  $A$  da haste de cobre de comprimento  $L = 115$  mm, usada como suporte para o substrato, capaz de garantir que o substrato fosse mantido à temperatura desejada durante a deposição de um dado fluxo  $\dot{n}$  do gás nobre utilizado. Para isso, escolhemos o caso mais crítico com o qual poderíamos trabalhar, para assim garantir uma margem de segurança. Neste trabalho, empregamos os dois gases nobres mais apropriados para a nossa proposta de carregamento de armadilhas magnéticas: o neônio e o argônio. Estes gases foram escolhidos por apresentarem as menores temperaturas de sublimação para uma dada pressão de vapor, como podemos ver na tabela 3.2.

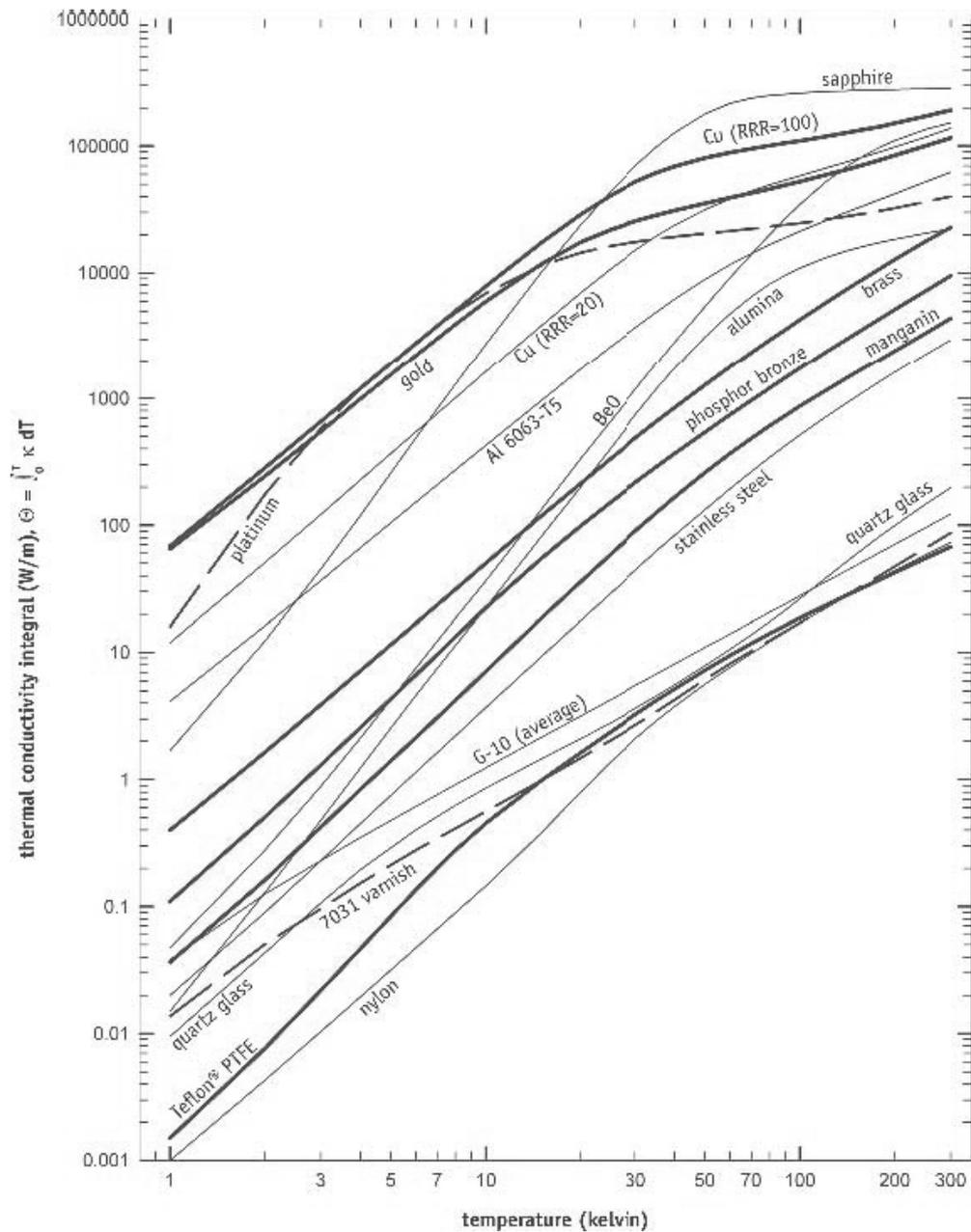


Figura 3.19: Integral da condutividade térmica para diferentes materiais e temperaturas entre 1 K e 300 K. Figura retirada da referência [97].

Pressão (mm)	Ne	Ar	Kr	Xe
10	18,45 K	62,5 K	85,9 K	118,5 K
$10^{-1}$	13,85	48,2	66,3	91,5
$10^{-3}$	11,05	39,2	53,9	74,4
$10^{-6}$	8,48	30,6	42,2	58,2
$10^{-9}$	6,88	25,2	34,6	47,7
$10^{-13}$	5,50	20,3	27,9	38,5

Tabela 3.2: Pressões de vapor e temperaturas de sublimação de sólidos de gases nobres. Retirados da referência [92].

Consideremos então o neônio para a realização dos cálculos. Observando a tabela 3.2 e baseados na referência [86], decidimos projetar um contato térmico capaz de manter o substrato a uma temperatura de 5 K durante a deposição do maior valor de fluxo do gás que pretendemos usar [38],  $\dot{n} = 10$  mmol/h. Com isso estabelecemos uma boa margem de segurança. O problema a ser resolvido aparece ilustrado na figura 3.20.

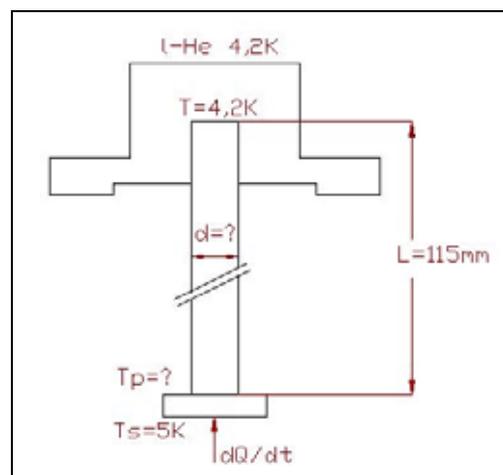


Figura 3.20: Ilustração para o problema do cálculo do contato térmico do substrato.

O primeiro passo é determinar o fluxo de calor  $\dot{Q}$  no sistema. Para isso escrevemos a quantidade de calor  $Q$  correspondente a ambos, o resfriamento de  $n$  moles do gás desde a temperatura com a qual o mesmo atinge o substrato até sua temperatura de sublimação e a sublimação de  $n$  moles do gás:

$$Q = nC_p\Delta T + nL_s \quad (3.4)$$

e, conseqüentemente,

$$\dot{Q} = \dot{n}C_p\Delta T + \dot{n}L_s. \quad (3.5)$$

Para este cálculo, fizemos algumas considerações que resultaram em valores superestimados, para garantir nossa margem de segurança. Por exemplo consideramos que o neônio chega ao substrato a 300 K e resfria até 5 K até começar a sublimar. Esta consideração não corresponde à realidade mais provável para o nosso experimento, uma vez que o tubo que leva o gás até a célula é ancorado termicamente a 77 K, no “copo” de cobre, e na parede da célula, a uma temperatura bem mais baixa, o que resulta num pré-resfriamento do gás antes de este chegar ao substrato e, possivelmente até, dependendo do gás, na condensação deste dentro do próprio tubo. Como dispomos de um resistor para o aquecimento do tubo na entrada da célula, resolvemos contar com o caso extremo de aquecermos o gás até 300 K. Portanto, o valor de  $\Delta T$  usado no cálculo está bem acima da provável realidade.  $C_p = 20,79$  J/molK [98] é calor específico do gás e  $L_s$ , o calor latente de sublimação. Tomamos  $L_s = 511$  cal/mol, que corresponde ao calor latente de sublimação do neônio no ponto triplo, como vemos na tabela 3.3. Por fim, tomamos o valor máximo de  $\dot{n} = 10$  mmol/h e chegamos a  $\dot{Q} = 22,9 \times 10^{-3}$  W para o fluxo de calor no sistema.

Conhecendo o valor de  $\dot{Q}$ , podemos voltar ao problema da figura 3.20. Nosso objetivo final é determinar o valor de  $d$ , o diâmetro da haste de cobre, dadas as condições indicadas na figura. O primeiro passo consiste em determinar  $T_p$ , a temperatura na face do substrato oposta àquela onde ocorre a deposição. Sabendo que

Gás	Calor Latente (cal/mol) a 0 K	Calor Latente (cal/mol) no p.t.
Ne	448	511
Ar	1846	1861
Kr	2666	2579
Xe	3828	3450

Tabela 3.3: Calor latente de sublimação para os gases nobres a 0 K e no ponto triplo. Retirados da referência [92].

para o substrato  $A_{sub}/L_{sub} = 42,8 \times 10^{-3}$  m, utilizando o valor  $\Theta_{5K}$  (ver figura 3.19) para a safira e o  $\dot{Q}$  calculado, podemos, por meio da equação (3.2), determinar o valor de  $\Theta_{Tp}$  e, com isso, determinar  $T_p$  através da figura 3.19. Assim, podemos facilmente determinar o valor da seção transversal da haste de cobre  $A_{Cu}$ , por meio da equação (3.2), utilizando para isso o mesmo valor de  $\dot{Q}$  e os valores de  $\Theta_{Tp}$  e  $\Theta_{4,2K}$  da figura 3.19 para o cobre. Para este cálculo utilizamos o Cu (RRR=20). Com este procedimento, encontramos o valor  $d = 6$  mm para o diâmetro da haste de cobre e optamos por utilizar um tarugo com diâmetro de  $1/4'' = 6,35$  mm.

Para o projeto da “capa” de fios de cobre, utilizamos basicamente o mesmo procedimento de cálculo, sendo que desta vez a potência a ser dissipada  $\dot{Q}$  é devido à radiação térmica da camada de 77 K (o “copo” de cobre) e, de forma simplificada, pode ser expressa por [96]:

$$\dot{Q}[\text{W}] = 5,67 \times 10^{-12} A[\text{cm}^2](T_1^4 - T_2^4), \quad (3.6)$$

considerando que as emissividades das superfícies envolvidas são  $\epsilon = 1$  (radiação de corpo negro), o que significa que estamos supondo superfícies “sujas”. O valor de  $\dot{Q}$  pode ser reduzido se utilizarmos superfícies metálicas polidas [96].

Por meio da equação (3.6) e utilizando a área total da superfície da célula exposta à radiação, chegamos a um valor de  $\dot{Q} \simeq 30 \times 10^{-3}$  W para a potência depositada

sobre a célula. Para este cálculo, desprezamos o valor de  $T_2$ , considerando apenas  $T_1 = 77$  K na equação (3.6). Considerando que toda esta potência estivesse sendo depositada na parte inferior do tubo de aço inoxidável que constitui as paredes da célula e utilizando a equação (3.2), calculamos, de forma aproximada, que a área da seção transversal de inox necessária para manter as paredes da célula a uma temperatura em torno de 5 K seria de  $A = 19,3 \times 10^{-3}$  m<sup>2</sup>, um valor aproximadamente 150 vezes maior do que a área  $A = 12,8 \times 10^{-5}$  m<sup>2</sup> de fato disponível.

Fica claro, portanto a necessidade de encontrar uma forma de dissipar esta potência. A solução foi adaptar entre a célula e o “copo” de cobre uma “camada” intermediária, ancorada termicamente ao reservatório de hélio líquido. Para não utilizar uma superfície, o que poderia tornar grave o problema das correntes de Foucault anteriormente discutido, optamos por utilizar fios de cobre, um dos materiais com maior condutividade térmica, a serem fixados sobre toda a superfície externa da célula e ancorados ao contêiner de hélio. Para determinar a quantidade e o diâmetro dos fios, utilizamos novamente a equação (3.2) e as mesmas considerações que fizemos para o cálculo com o tubo de inox. O valor total calculado de  $A$  em (3.2) é obtido experimentalmente por intermédio de 30 fios de cobre de 1,4 mm de diâmetro, na configuração final para a célula experimental.

Outro cálculo relevante para o nosso sistema experimental consiste em estimar a potência que devemos aplicar nos resistores do substrato para sublimar uma certa quantidade de átomos depositados, problema esquematizado na figura 3.21.

Quando aplicamos uma certa potência  $\dot{Q}_e$  ao substrato, conforme indicado na figura 3.21, uma parte do fluxo,  $\dot{Q}_c$ , será dissipado através da haste de cobre, enquanto que a outra,  $\dot{Q}_s$ , será usada para o aquecimento do substrato e da matriz e a sublimação dos átomos depositados. Para estimar o valor de  $\dot{Q}_e$ , dado por

$$\dot{Q}_e = \dot{Q}_s + \dot{Q}_c, \quad (3.7)$$

supusemos, com base nos dados da tabela 3.2, que as temperaturas de sublimação

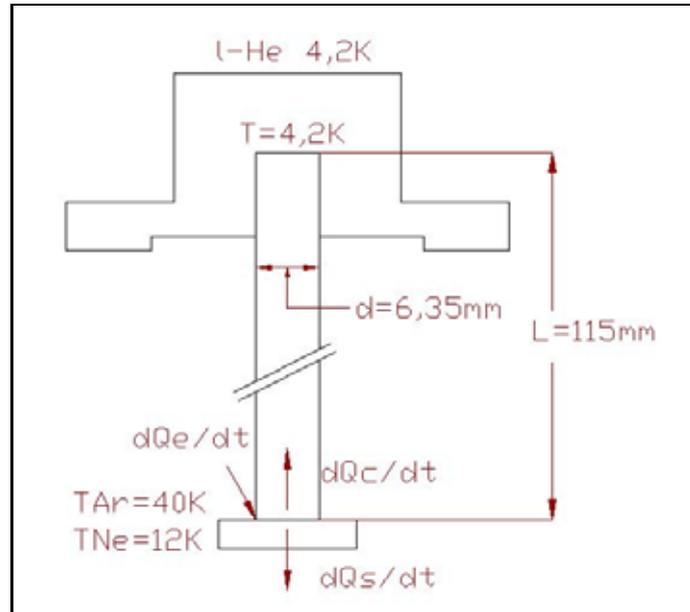


Figura 3.21: Ilustração para o problema do cálculo da potência necessária para sublimar uma dada quantidade de átomos da matriz.

para o argônio e o neônio seriam de  $T_{Ar} = 40$  K e  $T_{Ne} = 12$  K. Para estes valores de temperatura calculamos, por meio da equação (3.2), as potências  $\dot{Q}_{cNe}$  e  $\dot{Q}_{cAr}$  dissipadas devido ao contato térmico com o contêiner de hélio líquido e encontramos os valores  $\dot{Q}_{cNe} = 0,6$  W e  $\dot{Q}_{cAr} = 4,5$  W.

Para fazer uma estimativa de  $\dot{Q}_s$ , utilizamos os valores obtidos na referência [38] para o número de átomos da espécie de interesse,  $N \approx 5 \times 10^{15}$ , depositados com uma correspondente diluição de  $M \approx 3 \times 10^{-5}$  numa matriz com espessura  $d = 15$   $\mu\text{m}$ . A partir destes dados, podemos estimar o número de átomos de gás nobre depositado,  $N_{GN} \approx 1,67 \times 10^{20}$  átomos, o que corresponde a  $n_{GN} \approx 0,28 \times 10^{-3}$  mols de gás nobre.

A quantidade de calor para aquecimento da matriz sólida até a temperatura de sublimação e subsequente sublimação de  $n_{GN}$  mols do gás nobre é dada, de forma

aproximada, por:

$$Q = n_{GN}C_p\Delta T + n_{GN}L_s, \quad (3.8)$$

considerando que  $Q$  deve-se apenas aos átomos da espécie hospedeira, no caso o gás nobre, e desprezando o termo, muito menor que os demais, do calor para o aquecimento do substrato de safira até a temperatura de sublimação. Através da equação (3.8) e utilizando os valores para  $C_p\Delta T$  calculados a partir dos gráficos da referência [92], no intervalo de temperatura de interesse, para o neônio ( $C_p\Delta T = 6,42$  cal/mol) e o argônio ( $C_p\Delta T = 111,4$  cal/mol), chegamos aos seguintes valores:  $Q_{Ar} = 2,3$  J e  $Q_{Ne} = 0,61$  J.

Considerando que desejamos aplicar esta energia durante um tempo curto, suponhamos  $\tau = 0,1$  ms, chegamos aos seguintes valores para as potências necessárias para a sublimação:  $\dot{Q}_{sNe} = 6 \times 10^3$  W e  $\dot{Q}_{sAr} = 23 \times 10^3$  W. Frente a estes valores, a potência dissipada através da haste de cobre,  $\dot{Q}_{cNe}$  e  $\dot{Q}_{cAr}$ , torna-se desprezível para ambos os gases.

Estes altos valores de potência podem vir a representar uma das maiores dificuldades técnicas da nossa montagem experimental. Para estes primeiros experimentos, decidimos utilizar um conjunto de resistores ligados em paralelo com resistência equivalente de  $25 \Omega$  e limitar a tensão aplicada a um valor máximo de 300 V. Configurações mais elaboradas para a implementação do aquecimento elétrico do substrato já estão sendo estudadas.

### 3.5 O Sistema Óptico

O sistema óptico da nossa montagem experimental consiste na verdade de três sistemas de *lasers* independentes usados para três diferentes funções: monitoramento do crescimento da matriz, ablação do precursor sólido de cromo e espectroscopia dos átomos de cromo. A montagem de cada sistema tem suas particularidades e será

descrita de forma individual a seguir.

### 3.5.1 O *Laser* para Monitoramento do Crescimento da Matriz

A taxa de crescimento da matriz sobre o substrato de safira pode ser monitorada por meio da interferência na reflexão de um feixe de *laser* com incidência próxima à normal do substrato. A relação entre o número  $m$  de oscilações na intensidade do feixe refletido e a espessura  $d$  da matriz pode ser escrita como:

$$2n_{GN}d \cos(\theta) = m\lambda, \quad (3.9)$$

onde  $n_{GN}$  é o índice de refração da matriz, que assumimos ser o mesmo que o do próprio sólido de gás nobre,  $\theta \approx 0$  é o ângulo de incidência do feixe de *laser* em relação à normal à superfície e  $\lambda$  é o comprimento do onda do *laser*. Na figura 3.22 vemos uma representação esquemática do sistema óptico montado para este fim.

O *laser* utilizado é um HeNe amarelo ( $\lambda = 594,1$  nm) com um valor máximo de potência menor do que 5 mW. O *laser* é fixado no próprio corpo do criostato na posição vertical apontando para baixo. Um par de espelhos, montados em suportes fixados na tampa inferior do criostato levam o feixe até o substrato e sua reflexão até um fotodiodo, também montado num suporte fixado na flange inferior do criostato. O sinal do fotodiodo é então observado num osciloscópio digital Tektronix TDS 2024 de 200 MHz. O *laser* de HeNe é introduzido na célula pelo acesso óptico inferior da montagem experimental. Na figura 3.23 temos nossa montagem experimental para o sistema.

Para avaliar a visibilidade das franjas para o nosso sistema, realizamos um cálculo simples para chegar à expressão para a razão entre a potência refletida  $P_r$  e a potência de entrada  $P_{in}$  num Fabry-Perot com espelhos de refletividade  $r_1$  e  $r_2$ :

$$\frac{P_r}{P_{in}} = \frac{r_1 + r_2 + 2\sqrt{r_1 r_2} \cos(4\pi L/\lambda)}{1 + r_1 r_2 + 2\sqrt{r_1 r_2} \cos(4\pi L/\lambda)}. \quad (3.10)$$

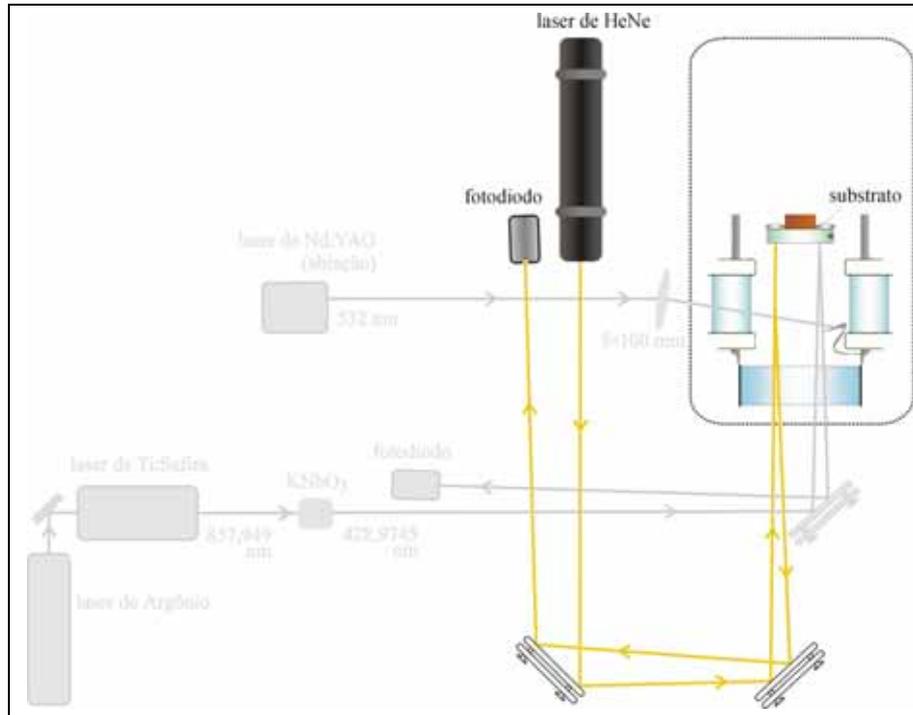


Figura 3.22: Representação esquemática do sistema óptico para monitoramento do crescimento da matriz.

Em (3.10),  $L$  é o caminho óptico entre os dois espelhos e  $\lambda = 594,1 \text{ nm}$ , o comprimento de onda do laser de HeNe. Consideramos que  $r_1$  e  $r_2$  são as refletividades da camada mais externa do sólido de gás nobre depositado e da superfície do substrato de safira sobre a qual ocorre a deposição. As refletividades dos sólidos de gases nobres, no caso  $r_1 = r_{Ar}$  ou  $r_1 = r_{Ne}$ , foram calculadas a partir dos valores de seus índices de refração,  $n_{Ar} = 1,2708$  e  $n_{Ne} = 1,107$  [99], através da expressão para a reflexão de Fresnel:

$$r = \left[ \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right]^2. \quad (3.11)$$

A partir da equação (3.11), tomando  $n_2 = 1$  e  $n_1$  igual ao índice de refração do sólido de gás nobre em questão, obtivemos os valores para as refletividades  $r_{Ar}$  e

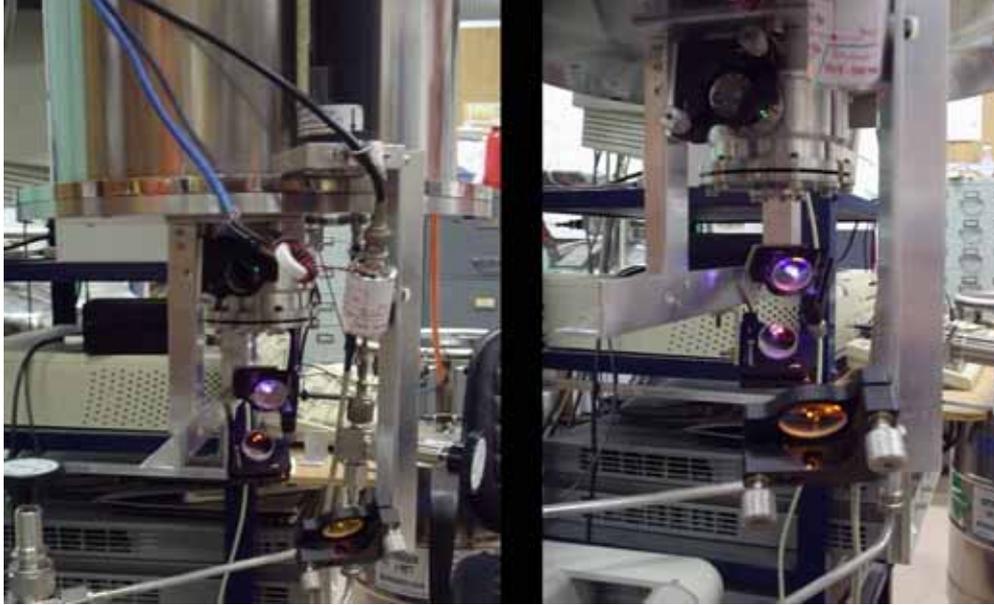


Figura 3.23: Montagem experimental para o sistema óptico de monitoramento do crescimento da matriz. Na figura, vemos a saída do *laser* de HeNe, fixado na lateral do criostato, o fotodiodo e os dois espelhos usados para direcionar o feixe amarelo. Além disso, vemos o espelho para ajuste do *laser* de espectroscopia (azul) e a lente para focalização do *laser* de ablação (verde).

$r_{Ne}$ . Para a superfície do substrato, tomamos uma refletividade,  $r_2 = r_{sub}$ , entre 0,8 e 0,9, uma vez que este é recoberto por uma camada de alumínio na face sobre a qual os átomos são depositados. Finalmente se substituirmos  $L = dn_{GN}$  em (3.10), sendo  $d$  a espessura da matriz e  $n_{GN}$  o índice de refração de cada sólido de gás nobre, podemos obter as franjas de interferência para o nosso sistema, conforme ilustrado na figura 3.24.

A partir dos resultados da figura 3.24, podemos calcular a visibilidade  $\eta$  das franjas de interferência, dada por:

$$\eta = \frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max} + P_{min}}. \quad (3.12)$$

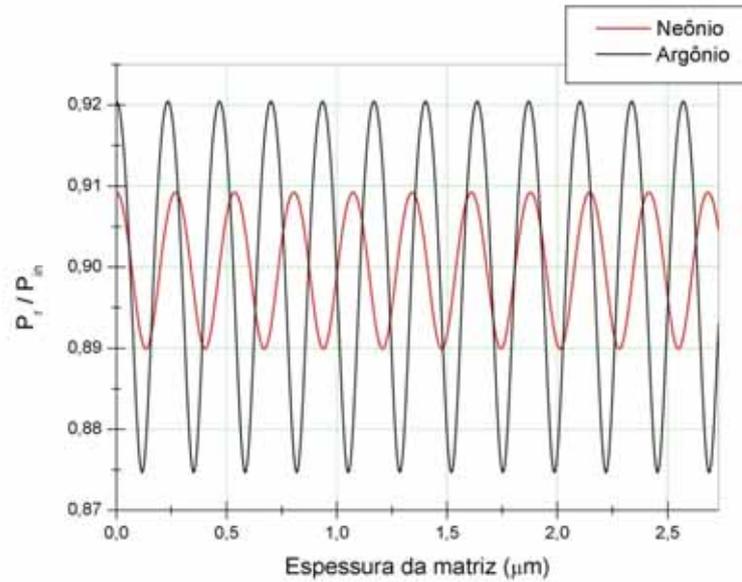


Figura 3.24: Franjas de interferência durante o crescimento da matriz, calculadas para nosso sistema, considerando a refletividade da superfície espelhada do substrato  $r_{sub} = 0,9$ .

Na tabela 3.4 são apresentados os resultados obtidos para o neônio e o argônio, considerando-se dois diferentes valores para a refletividade  $r_{sub}$  da superfície espelhada do substrato.

$r_{sub}$	$\eta_{Ar}$	$\eta_{Ne}$
0,8	5,0 %	2,2 %
0,9	2,5 %	1,1 %

Tabela 3.4: Visibilidade das franjas de interferência calculadas para o Ar e o Ne.

As franjas de interferência devido à deposição do argônio poderão ser portanto mais facilmente observadas do que aquelas no caso do neônio. De qualquer forma,

em ambos os casos, a relação sinal/ruído do sistema de medida poderá influenciar de forma significativa nossa capacidade de “ver” as franjas.

### 3.5.2 O *Laser* de Ablação

O sistema óptico para ablação a *laser* do precursor sólido de cromo aparece representado na figura 3.25. Este sistema é relativamente simples e consiste basicamente do *laser*, montado sobre a mesa óptica, e uma lente com uma distância focal  $f = 100$  mm, localizada a frente de uma das janelas laterais e montada num suporte fixado na tampa inferior do criostato, para a focalização do feixe de *laser* sobre a amostra, como podemos ver na figura 3.23.

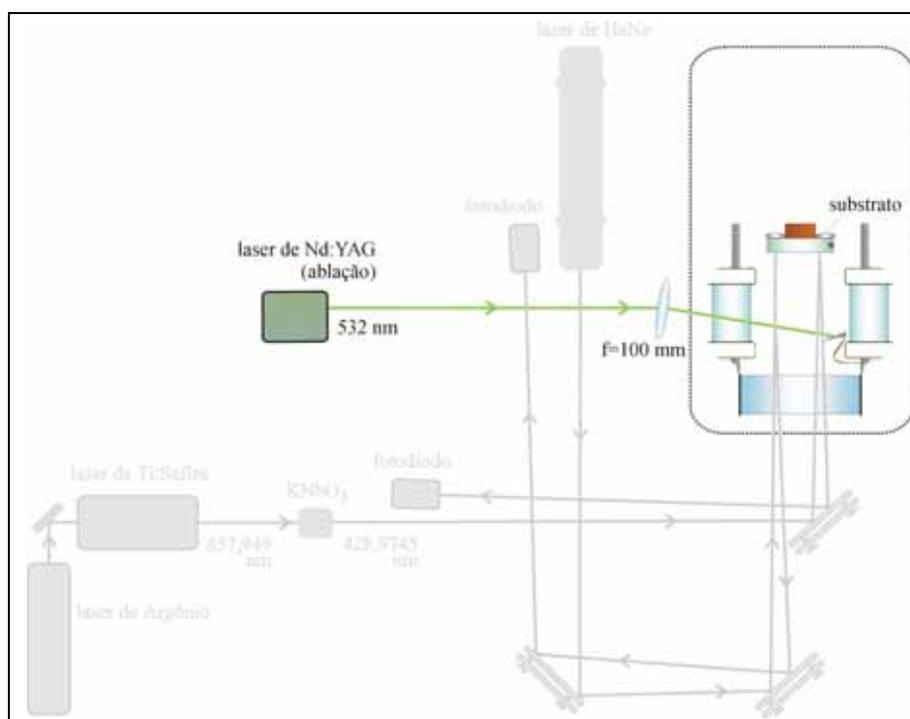


Figura 3.25: Representação esquemática do sistema óptico para ablação a *laser*.

O *laser* utilizado para vaporizar as amostras de cromo é um Nd:YAG pulsado

(modelo Minilite II, Continuum), que tem sua frequência dobrada após passar por um cristal não-linear localizado na própria cabeça do *laser*, de forma que o comprimento de onda original  $\lambda = 1064$  nm é reduzido para  $\lambda = 532$  nm, um comprimento de onda comumente usado para a ablação de elementos metálicos. O pulso emitido pelo *laser* tem duração de 11 ns e energia de 25 mJ, podendo ser disparado como um único tiro, neste caso controlado externamente, ou como um trem de pulsos, cuja taxa de repetição pode ser variada entre 1 Hz e 15 Hz. O disparo pode ser manual ou feito através de um pulso TTL.

### 3.5.3 O *Laser* de Espectroscopia

O sistema óptico para espectroscopia deve ser empregado em dois momentos principais em nosso experimento: nesta primeira fase, para espectroscopia dos átomos de cromo liberados da matriz para a fase gasosa, com o objetivo de detectá-los e determinar a distribuição de velocidades da amostra sublimada e, no futuro, para espectroscopia do vapor atômico aprisionado. Na figura 3.26 vemos a representação esquemática deste sistema óptico.

O *laser* empregado para espectroscopia é um Titânio:Safira contínuo, sintonizável entre 700 nm e 1100 nm (modelo 899-21, Coherent). Este *laser* é bombeado opticamente por um *laser* de íon de argônio (modelo Innova Sabre, Coherent), utilizado tipicamente com 15 W. O *laser* de Titânio:Safira possui uma cavidade em anel, com estabilização ativa de frequência. A potência máxima do feixe de saída, dependendo do comprimento de onda situa-se entre 0,2 W e 1 W. O *laser* opera em frequência única e tem sua potência e comprimento de onda monitorados com medidores apropriados (Lasermate-Q e Wavemaster, ambos da Coherent). Para a detecção espectroscópica de cromo atômico na transição  ${}^7S_3 \rightarrow {}^7P_2$  ( $\lambda = 428,97$  nm), fazemos o feixe de saída do Titânio:Safira incidir num cristal de niobato de potássio (KNbO<sub>3</sub>), onde o segundo harmônico da radiação é gerado.

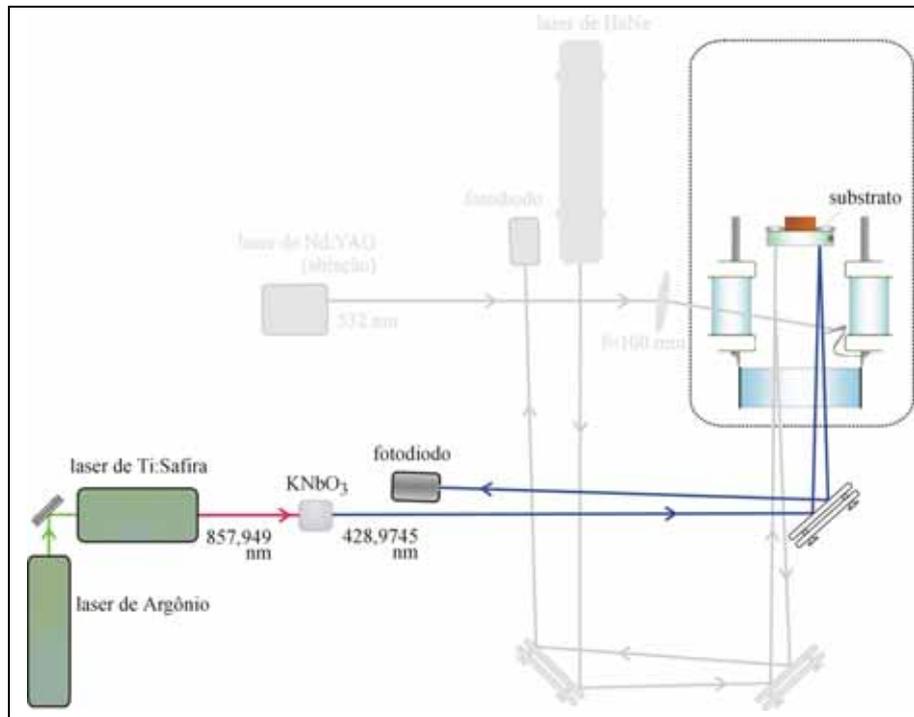


Figura 3.26: Representação esquemática do sistema óptico para espectroscopia do cromo.

Todos estes elementos do sistema óptico são montados sobre a mesa óptica, sendo que o feixe de *laser* com comprimento de onda de  $\lambda = 428,97 \text{ nm}$  é direcionado para um espelho fixado na tampa inferior do criostato e, a partir deste, introduzido na célula através do acesso óptico inferior da montagem experimental, como podemos ver na figura 3.23. A geometria da montagem possibilita não só a espectroscopia dos átomos liberados da matriz, mas também a espectroscopia da nuvem atômica gerada pela ablação a *laser* da amostra sólida dentro da célula. Infelizmente como já mencionamos, poucas medidas foram realizadas com esta configuração, já que o *laser* de Ti:Safira apresentou uma queda brusca de potência e em pouco tempo parou de funcionar.

Para fazer a espectroscopia dos átomos de cromo liberados da matriz e mesmo futuramente da amostra atômica aprisionada, é importante dispor de um sistema com o qual seja possível “achar” a linha da transição atômica com o feixe de espectroscopia, antes de introduzi-lo na célula experimental. Na figura 3.27 vemos a representação esquemática do sistema desenvolvido em nosso laboratório e que foi usado com este propósito no presente trabalho.

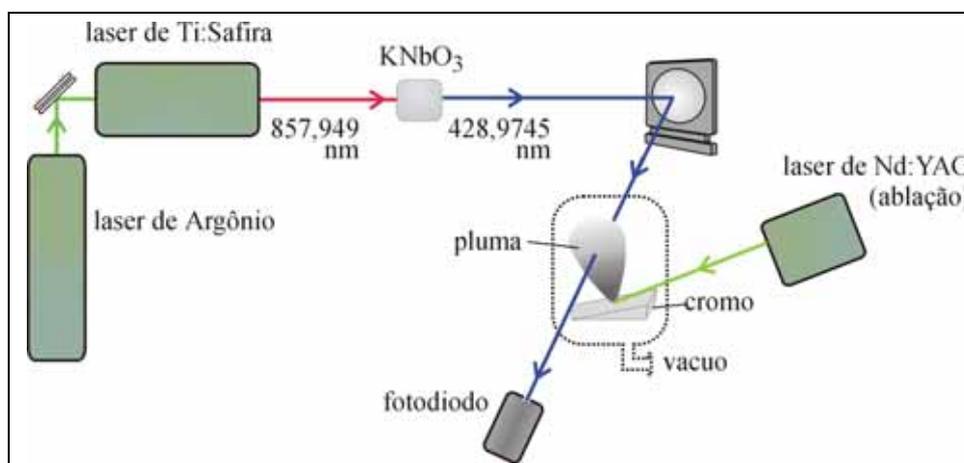


Figura 3.27: Representação esquemática do sistema para medir a linha da transição atômica.

O sistema consiste de uma câmara de vácuo, representada apenas por uma linha pontilhada, sem grandes detalhes, na figura 3.27, na qual é feita a ablação a *laser* de uma amostra sólida de cromo e a espectroscopia dos átomos da pluma atômica. A câmara é um cubo de alumínio com 63,5 mm de aresta, com quatro janelas (BK-7 com recobrimento anti-refletor para o visível, diâmetro de 38,1 mm, espessura de 5 mm, inclinação de 1° entre as faces) em suas faces laterais. No topo fica a saída de vácuo da câmara, com válvulas (para bombeio e admissão de gases) e um medidor de pressão (do tipo Pirani). Os pedaços de cromo (com aproximadamente 10 mm por 15 mm) são presos por parafusos no fundo da câmara.

A câmara é montada sobre a mesa óptica, num poste com altura variável, de maneira que a distância da superfície do alvo de cromo até o feixe de espectroscopia pode ser variada com boa precisão.

Os feixes de ablação e de espectroscopia entram na câmara pela mesma janela, estando, no entanto, inclinados entre si. Enquanto o feixe do Ti:Safira entra horizontalmente, o pulso do Nd:YAG entra inclinado, com um ângulo de  $\sim 60^\circ$  com o eixo vertical. Mesmo com o feixe de ablação inclinado, a pluma se propaga ao longo do eixo perpendicular à superfície do material. O feixe de interrogação atravessa a célula e sai por uma janela oposta à janela de entrada, incidindo então num fotodetector. Ao atravessar o feixe de espectroscopia, os átomos da pluma absorvem a radiação do *laser*, e essa absorção é observada (em função do tempo) num osciloscópio que mede o sinal do fotodetector. A aquisição do osciloscópio é iniciada após um sinal de *trigger* vindo do *laser* de ablação, que indica quando o pulso foi disparado.

### Propriedades Espectroscópicas do Cromo Atômico

O cromo é um metal de transição com quatro isótopos naturais, três bosônicos,  $^{50}\text{Cr}$ ,  $^{52}\text{Cr}$ ,  $^{54}\text{Cr}$ , com spin nuclear  $I = 0$ , e um fermiônico,  $^{53}\text{Cr}$ , com  $I = 3/2$ . Nossos experimentos serão realizados com o isótopo bosônico  $^{52}\text{Cr}$ .

O estado fundamental do átomo de cromo é o  $^7S_3$  (também chamado de  $a^7S_3$ ), com uma configuração eletrônica dada por  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^5 4s$ . A espectroscopia de cromo é razoavelmente simples e bem compreendida, com três linhas próximas a 430 nm:  $a^7S_3 \rightarrow z^7P_2, z^7P_3, z^7P_4$ .

No nosso caso, a detecção dos átomos ocorre pela excitação da transição entre o nível fundamental e o nível excitado  $^7P_2$ . Esta é uma transição forte, com  $\Delta m = -1$  e comprimento de onda no vácuo de 428,9716 nm. O tempo de vida do estado  $^7P_2$  é de  $33,0 \pm 0,2$  ns [100], e sua largura natural, 30,3 MHz.

# Capítulo 4

## Resultados

Neste capítulo apresentaremos os resultados dos primeiros experimentos realizados com o aparato experimental por nós construído, que consistiram, durante esta primeira fase, basicamente na deposição sobre o substrato de safira e subsequente liberação para a fase gasosa dos átomos dos gases nobres argônio e neônio. Neste contexto, descreveremos brevemente os procedimentos adotados e as peculiaridades para cada caso.

### 4.1 Medidas para a Caracterização dos Contatos Térmicos

Depois de concluída a montagem experimental em sua versão final, realizamos uma medida simples para a caracterização do contato térmico entre o substrato de safira da célula e o reservatório de hélio líquido do criostato. Com esta medida pudemos averiguar a confiabilidade dos cálculos realizados para o projeto do contato térmico, descritos na seção 3.4, e o mais importante, avaliar se esta configuração de fato atenderia a nossos requisitos, podendo portanto ser utilizada com sucesso para nossos propósitos.

O procedimento consistiu basicamente em aplicar diferentes valores de tensão sobre os resistores de aquecimento do substrato (com uma fonte Hewlett Packard, modelo E3630A), medir a corrente estabelecida (com um multímetro Hewlett Packard, modelo 34401A) e principalmente a temperatura no substrato com a tensão aplicada (medida com um resistor de  $\text{RuO}_2$  calibrado). As medidas foram realizadas com o sistema frio, em duas diferentes faixas de temperatura. Primeiro realizamos as medidas com o reservatório de  $\ell^4\text{He}$  contendo apenas nitrogênio líquido, ou seja, partindo de uma temperatura mínima de 77 K no substrato. A segunda medida foi realizada com hélio líquido e portanto com uma temperatura mínima do substrato de 4,2 K. Os resultados são apresentados nas figuras 4.1 e 4.3.

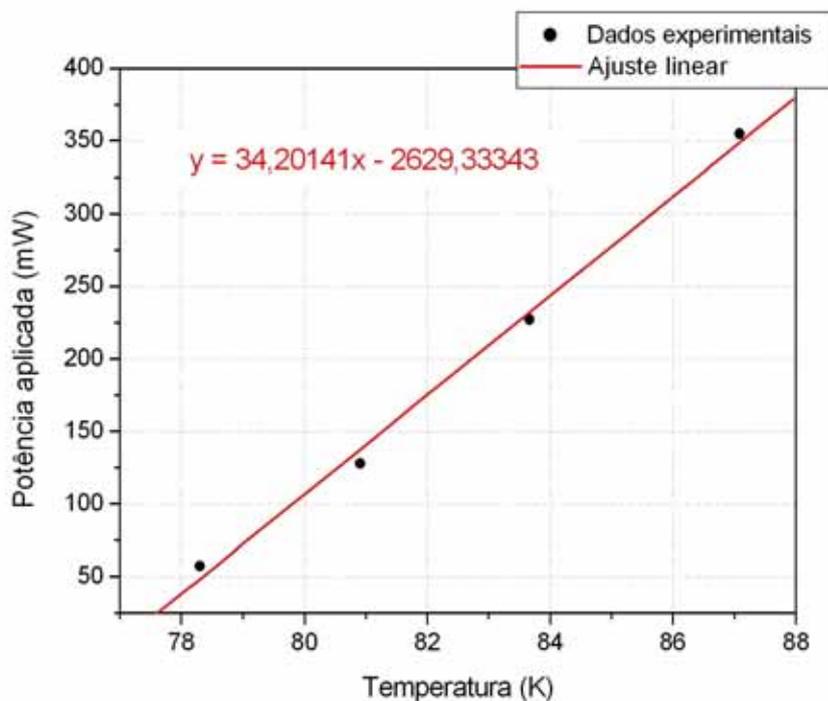


Figura 4.1: Variação da temperatura no substrato para diferentes valores de potência aplicada aos resistores de aquecimento. Medidas realizadas a partir de 77 K.

Para a faixa de valores de temperatura da medida realizada a partir de 77 K, o cobre apresenta uma condutividade térmica que varia muito pouco com a temperatura, como podemos ver na figura 4.2. Neste caso, a equação (3.1) para o fluxo de calor através de um material com uma seção transversal  $A$ , comprimento  $L$  e coeficiente de condutividade térmica  $\kappa$  pode ser escrita de uma forma simplificada [96]:

$$\dot{Q} = \frac{A}{L}\kappa\Delta T. \quad (4.1)$$

Fazendo um ajuste linear com os dados da figura 4.1 e utilizando a equação (4.1), podemos determinar o valor real da condutividade térmica  $\kappa$ , para esta faixa de temperatura, da haste de cobre de 6,35 mm de diâmetro e 115 mm de comprimento, utilizada para estabelecer o contato térmico. Constatamos que a condutividade térmica calculada a partir dos dados experimentais,  $\kappa_{exp} = 126,7 \text{ W/Km}$ , é consideravelmente diferente do valor para o cobre (RRR=20), por volta de  $\kappa = 400 \text{ W/Km}$ , nesta faixa de temperatura, no qual nos baseamos para fazer os cálculos do projeto.

Na figura 4.3 temos os resultados da medida realizada para valores de temperatura a partir de 4,2 K no substrato, numa faixa em que a condutividade térmica do cobre apresenta uma clara dependência com a temperatura. Nesta faixa podemos escrever a condutividade térmica do cobre da seguinte forma [96]:

$$\kappa = \kappa_0 T. \quad (4.2)$$

Utilizando as equações (3.1) e (4.2) e fazendo um ajuste polinomial de segunda ordem com os dados da figura 4.3 (a), podemos determinar  $\kappa_0$  em (4.2) para nossa haste de cobre. A condutividade térmica do nosso sistema na faixa de temperatura em questão pode então ser escrita da seguinte forma:

$$\kappa = 1,352 \times T \frac{\text{W}}{\text{K}^2\text{m}}. \quad (4.3)$$

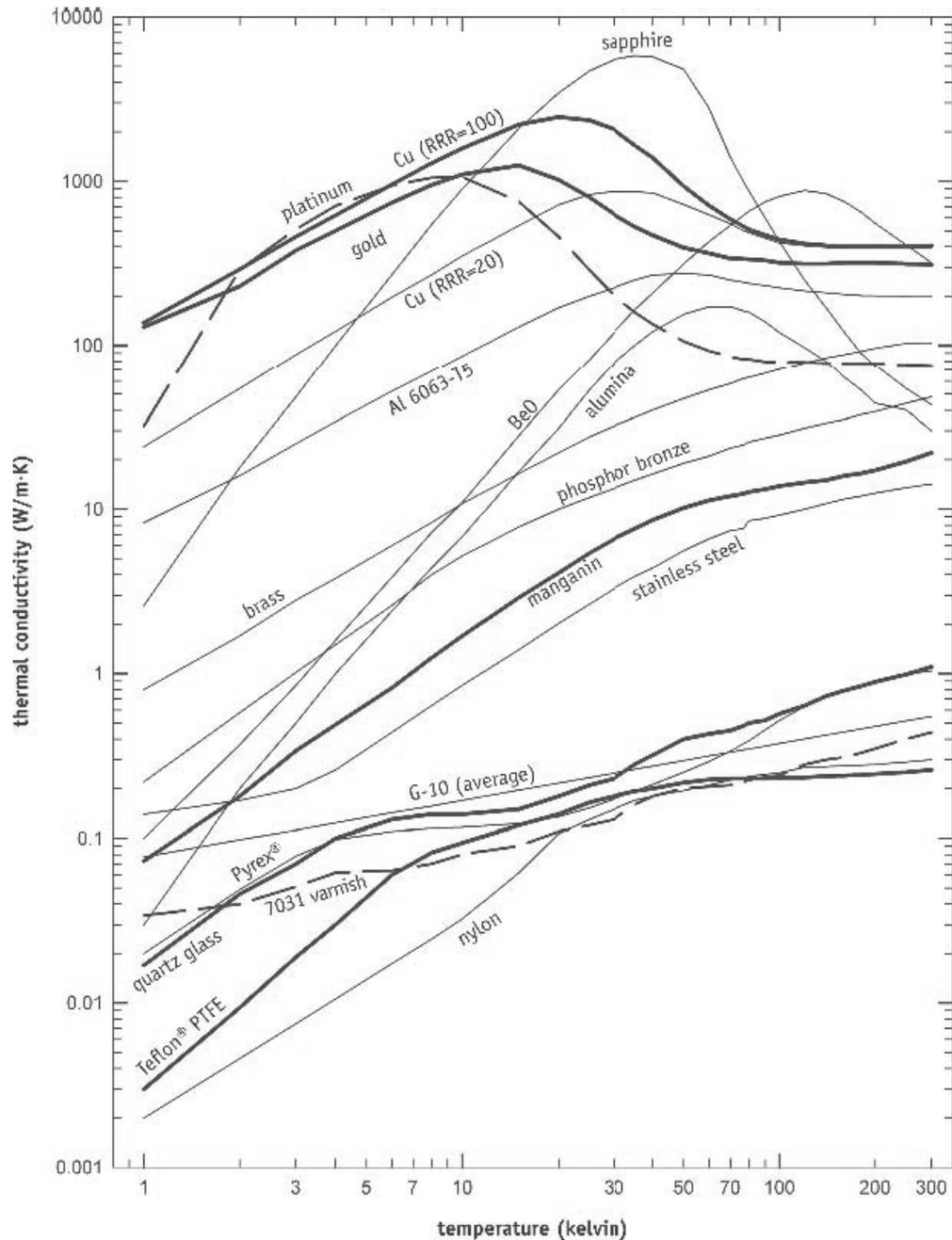


Figura 4.2: Condutividade térmica para diferentes materiais e temperaturas entre 1 K e 300 K. Figura retirada do catálogo da Lake Shore [97].

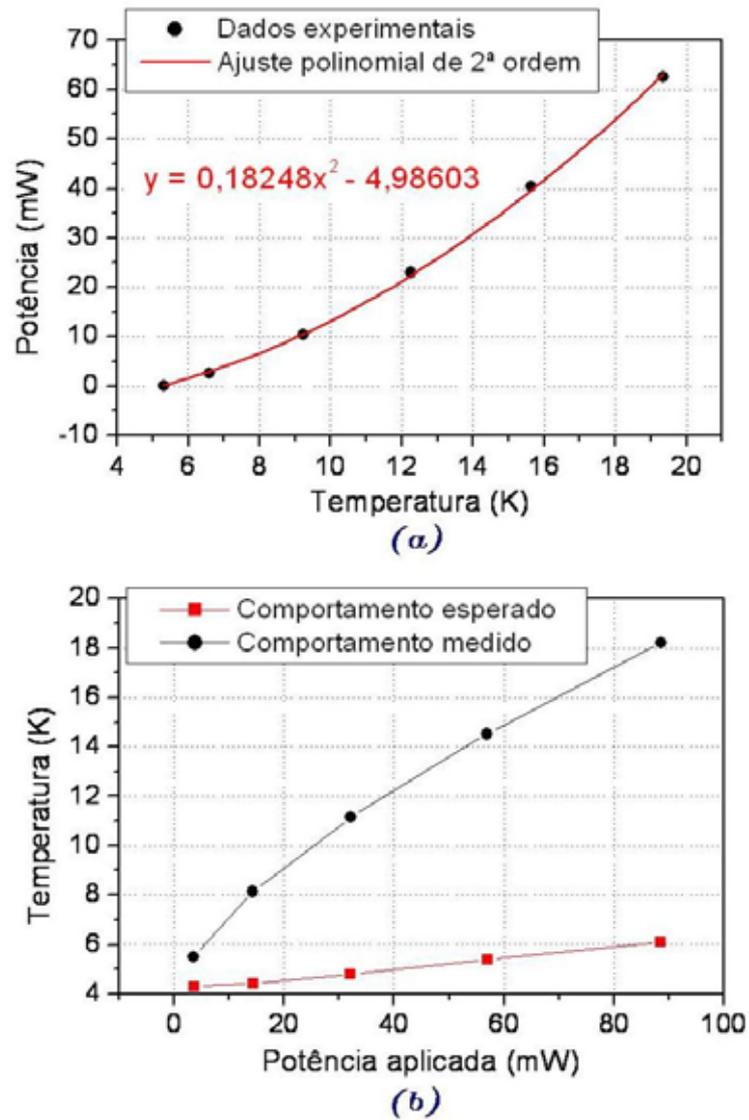


Figura 4.3: (a) Variação da temperatura no substrato para diferentes valores de potência aplicada aos resistores de aquecimento. (b) Comparação entre a variação da temperatura no substrato medida e calculada. Medidas realizadas a partir de 4,2 K. As linhas ligando os pontos são apenas para facilitar a observação.

Na figura 4.3 (b) comparamos os valores medidos com os valores esperados de temperatura para as potências aplicadas, calculados através da equação (3.2), quando utilizamos os dados da figura 3.19 para o cobre (RRR=20).

Baseados nestas observações experimentais, concluímos que o cobre utilizado na nossa montagem é de qualidade inferior, quando comparado ao Cu (RRR=20). Esta diferença, no entanto, não prejudicou os processos de deposição, como veremos adiante.

## 4.2 Experimentos de Deposição e Liberação dos Átomos de Argônio

Os primeiros experimentos de deposição foram realizados com um gás argônio com pureza de 99,995 %. Em nossas tentativas iniciais de monitorar o crescimento da matriz, a deposição aconteceu com o substrato a temperaturas abaixo de 10 K, sendo o aquecimento devido apenas à potência depositada pelo *laser* de monitoramento do crescimento da matriz e pelo fluxo de gás. Neste primeiro momento, não utilizamos nenhum tipo de aquecimento externo, nem dos resistores do substrato nem do resistor para aquecer o tubo de entrada de gás. Com esta configuração, não conseguimos realizar o procedimento de uma maneira eficiente e controlada, principalmente porque não foi possível observar as franjas de interferência de forma satisfatória. Além disso observamos que uma grande quantidade de gás condensava no próprio tubo de entrada, antes de chegar à célula. Chegamos a esta conclusão depois de aquecer o tubo de entrada de gás, através da aplicação de uma tensão sobre o resistor de 10 K $\Omega$  fixado ao tubo e, em consequência disso, observar um grande aumento na pressão parcial de argônio medido por um detector de vazamento acoplado ao nosso sistema de vácuo, acompanhado por um aumento na temperatura do substrato.

Quanto ao problema da visibilidade das franjas, uma inspeção visual do substrato

de safira com o gás depositado nos fez compreender a razão pela qual nosso sistema de monitoramento não nos fornecia as franjas esperadas. Na figura 4.4 podemos observar o aspecto do substrato de safira durante um processo de deposição sob estas condições. Podemos ver a superfície normalmente espelhada do substrato completamente fosca, até uma situação limite em que não foi mais possível detectar o sinal da reflexão do feixe de *laser*.

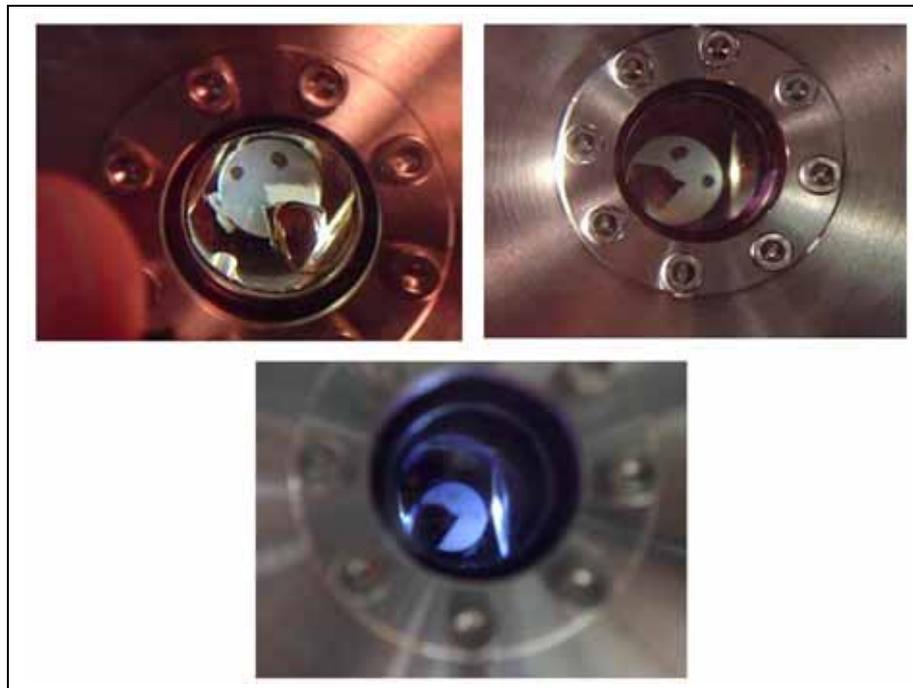


Figura 4.4: Substrato de safira opaco devido à deposição do argônio a temperaturas abaixo de 10 K. Fotografias tiradas através do acesso óptico inferior do aparato experimental.

Na referência [99] podemos encontrar uma descrição bem detalhada sobre a deposição de cristais de gás nobre abaixo da pressão e temperatura do ponto triplo, ou seja, através da sublimação do gás sobre o substrato frio. O que observamos experimentalmente é na verdade uma característica dos cristais depositados sobre

substratos a baixas temperaturas. Os filmes preparados desta forma apresentam muitas imperfeições e uma estrutura granular com diversas falhas.

Após esta primeira fase de tentativas definimos uma configuração satisfatória para o processo de deposição do argônio e monitoramento da taxa de crescimento da matriz. Para obter franjas com uma visibilidade razoável, mantivemos o substrato aquecido a temperaturas acima de 20 K durante a deposição. Para isso, basta aplicar uma certa tensão sobre os resistores de aquecimento do substrato de safira. Da mesma forma, mantivemos aquecido o tubo para injeção de gás na célula a uma temperatura um pouco acima de 77 K. Na figura 4.5, vemos exemplos de franjas, com diferentes períodos, obtidas para dois distintos fluxos de gás nobre. Na figura podemos observar que o sinal do *laser* apresenta um ruído relativamente grande. Os resultados obtidos são compatíveis com nossa previsão (ver tabela 3.4).

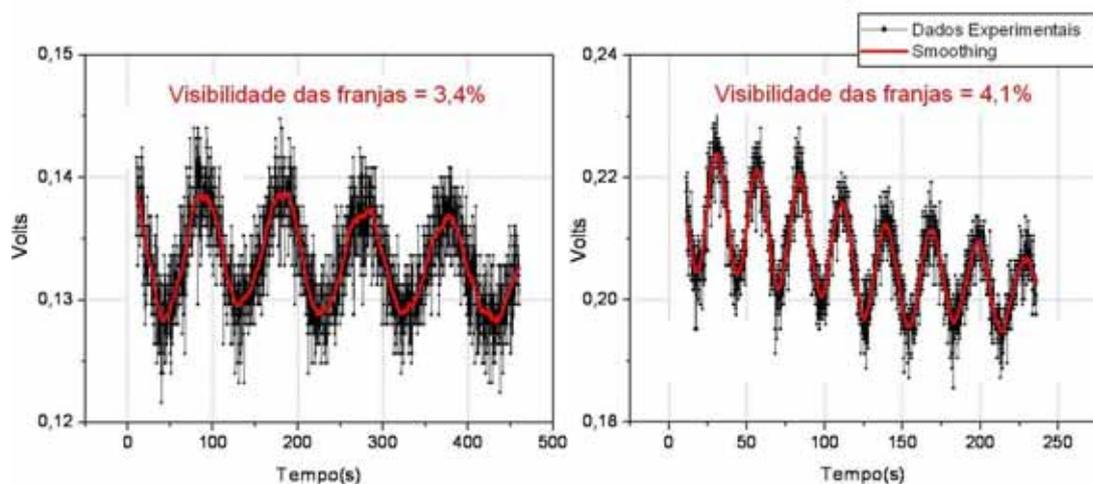


Figura 4.5: Franjas de interferência observadas durante dois processos de deposição de argônio com diferentes valores de fluxo do gás.

Para liberar os átomos depositados, construímos um circuito simples, para o carregamento de um capacitor de 20  $\mu\text{F}$  com uma tensão máxima de 300 V e a

posterior aplicação da energia acumulada sobre os resistores de aquecimento do substrato, na forma de um pulso curto de alta tensão, ilustrado na figura 4.6. Como a resistência total (devido aos resistores e fios elétricos que os conectam ao circuito) ligada ao capacitor é de  $40 \Omega$ , obtemos um pulso com duração de  $\tau \simeq 0,8 \text{ ms}$ .

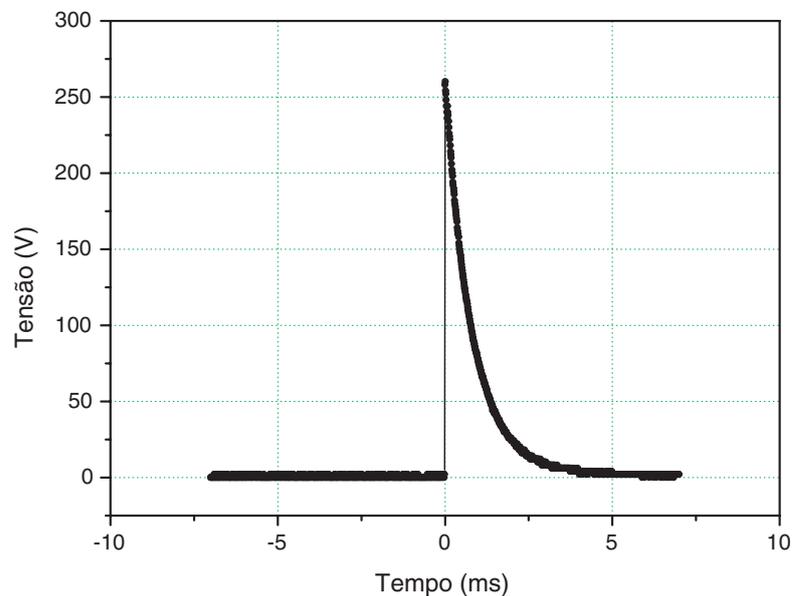


Figura 4.6: Pulso curto de tensão aplicado aos resistores do substrato para a liberação dos átomos depositados.

Com este procedimento não foi possível liberar os átomos de argônio depositados. A energia dos pulsos, mesmo daqueles com as tensões mais elevadas, foi apenas suficiente para aquecer o substrato até uma temperatura máxima um pouco acima de 20 K, e portanto não suficiente para chegar ao ponto de sublimação. Na figura 4.7 vemos a variação de temperatura no substrato, medida durante a aplicação de dois diferentes pulsos de tensão, tanto para o substrato com o gás depositado quanto para o substrato limpo. Posteriormente utilizamos uma lâmpada dicróica, capaz de

aquecer o substrato até temperaturas em torno de 50 K, para sublimar os átomos depositados.

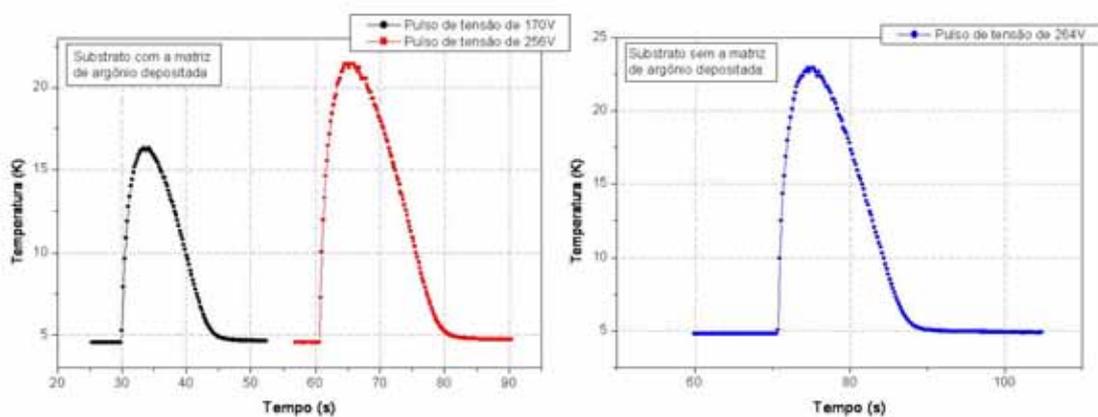


Figura 4.7: Variação da temperatura no substrato devido à aplicação de um pulso curto de tensão. Duas situações estão representadas na figura: a variação de temperatura num substrato com o gás depositado e a variação de temperatura num substrato limpo.

### 4.3 Experimentos de Deposição e Liberação dos Átomos de Neônio

Para os experimentos de deposição seguintes utilizamos um gás neônio com pureza de 99,999 %. Neste caso o processo de deposição foi realizado com o substrato a temperaturas inferiores a 8 K e sem a necessidade de aquecimento do tubo de entrada de gás. As franjas de interferência observadas durante o crescimento da matriz apresentaram uma visibilidade menor do que no caso do argônio, como já tinha sido previsto (ver tabela 3.4). Este fato foi agravado pela baixa relação sinal/ruído do nosso sistema de medida. Na figura 4.8 vemos um exemplo das franjas que

conseguimos medir. Fica clara a necessidade de um aperfeiçoamento deste sistema de monitoramento, para uma contagem de franjas mais eficiente.

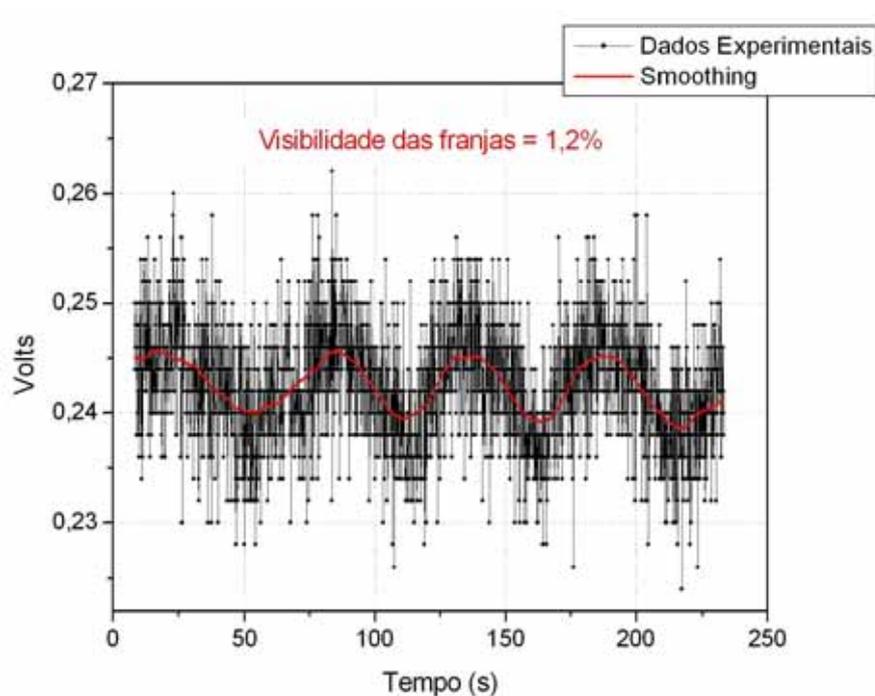


Figura 4.8: Franjas de interferência observadas durante o processo de deposição dos átomos de neônio sobre o substrato.

Para o processo de liberação dos átomos depositados, empregamos o mesmo procedimento utilizado no caso do argônio, com a aplicação de pulsos curtos de tensão, como o da figura 4.6, sobre os resistores do substrato. Desta vez no entanto, a variação da temperatura medida no substrato devido à aplicação do pulso, apresenta um comportamento bem diferente do que no caso do argônio, como podemos ver na figura 4.9.

No caso da figura 4.9, depositamos um fluxo de 1 mmol/h de neônio durante 25 minutos, introduzindo no total cerca de  $2,5 \times 10^{20}$  átomos na célula experimental. Para a liberação dos átomos depositados sobre o substrato, aplicamos um pulso de

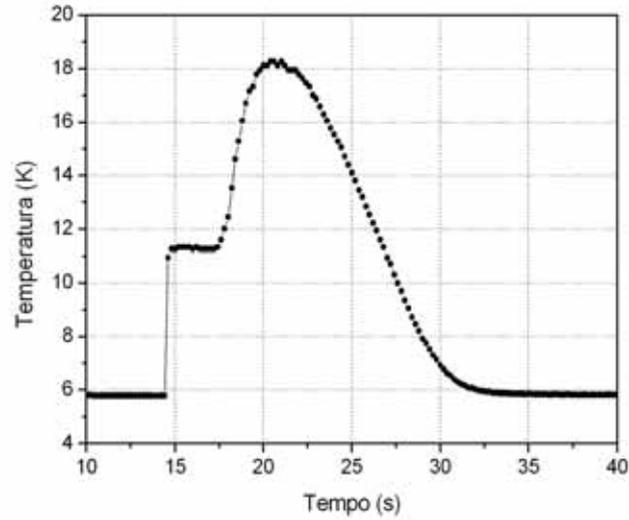


Figura 4.9: Variação da temperatura medida no substrato devido à aplicação de um pulso curto de tensão sobre os resistores de aquecimento.

tensão de 260 V sobre os resistores de aquecimento do mesmo, o que corresponde a uma energia  $E = \frac{1}{2}CV^2 = 0,68$  J entregue ao sistema. Na figura observamos a existência de um patamar por volta de 11 K no gráfico de temperatura, o que representa a transição de fase do estado sólido para o gasoso do neônio. Utilizando os dados da tabela 3.2 podemos calcular a taxa de evaporação dos átomos por meio da equação [101]:

$$\dot{N} = \frac{n\bar{v}A_S}{4}, \quad (4.4)$$

onde  $n = P/(k_B T)$  é o número de átomos por unidade de volume,  $\bar{v} = (8k_B T/\pi m)^{1/2}$ , a velocidade média dos átomos e  $A_S$ , a área do substrato de safira. A equação (4.4) pode ser então reescrita da seguinte forma:

$$\dot{N} = PA\sqrt{\frac{1}{2\pi mk_B T}}. \quad (4.5)$$

Considerando  $P = 10^{-3}$  Torr em (4.5), calculamos uma taxa de evaporação de  $\dot{N}(11\text{ K}) = 3,2 \times 10^{18}$  átomos/s para nosso sistema, que, no caso da figura 4.9, corresponde a um total de  $N = 9,6 \times 10^{18}$  átomos liberados do substrato para a fase gasosa, o que representa 3,8 % dos átomos introduzidos na célula experimental.

Na figura 4.10, temos novamente o resultado da medida da variação da temperatura no substrato durante a aplicação dos pulsos de tensão nos resistores. Neste caso porém, o processo de deposição foi realizado durante um período bem maior e com o mesmo fluxo de gás que no caso da figura 4.9, de forma que a quantidade de átomos depositados era também maior.

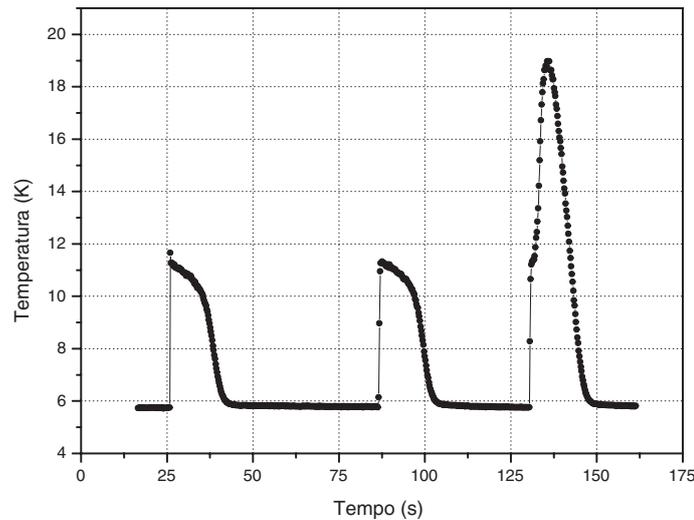


Figura 4.10: Variação da temperatura medida no substrato devido à aplicação de três pulsos de tensão seguidos e iguais, para a liberação dos átomos de uma mesma matriz.

Para obter os resultados da figura 4.10, aplicamos três pulsos de tensão iguais sobre os resistores do substrato. Após cada pulso, observamos um pequeno aumento da pressão parcial de neônio medida pelo detetor de vazamento do nosso sistema de

vácuo. Os resultados representam uma sublimação por etapas da matriz depositada.

Uma última experiência para a liberação da matriz de neônio foi realizada utilizando-se uma lâmpada dicrónica como fonte de aquecimento ao invés dos pulsos de tensão. Para isso, a lâmpada foi posicionada de forma a poder aquecer o substrato “limpo” até uma temperatura em torno de 16 K e de maneira constante. Com a presença da matriz depositada, a variação de temperatura do substrato devido ao aquecimento da lâmpada apresenta o comportamento ilustrado na figura 4.11. Mais uma vez, observamos o patamar em torno de 11 K. A queda da temperatura a partir de 100 s é devido apenas ao desligamento da lâmpada.

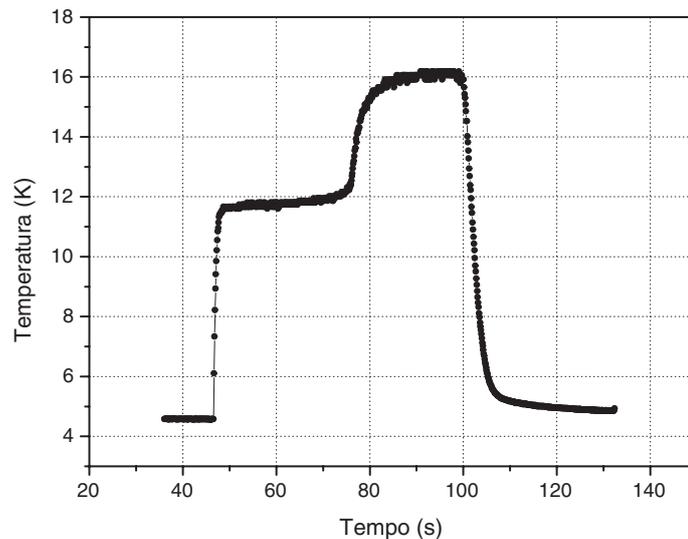


Figura 4.11: Variação da temperatura medida no substrato devido ao aquecimento através de uma lâmpada dicrónica.

Estes experimentos e medidas preliminares determinaram alguns aspectos importantes para a continuação deste trabalho. Nossa constatação mais relevante foi o fato de que o neônio apresenta as características mais apropriadas para ser uti-

lizado como espécie hospedeira da matriz de isolamento, que pretendemos usar como fonte de átomos criogênicos para o carregamento de armadilhas magnéticas. Neste contexto, a medida da distribuição de velocidades dos átomos de cromo liberados é fundamental para o projeto da armadilha magnética a ser implementada.

# Capítulo 5

## Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho apresentamos e discutimos os principais aspectos da nossa proposta para uma nova técnica de carregamento de armadilhas magnéticas para átomos neutros. Neste contexto tratamos do elemento central e diferencial da nossa proposta: a fonte de átomos de baixa de temperatura.

Apresentamos os detalhes do projeto e montagem do aparato experimental utilizado para criar e estudar a fonte, com destaque para a célula experimental, dentro da qual ocorrem os processos de ablação a *laser* de um precursor sólido da espécie que desejamos aprisionar, a deposição dos vapores atômicos que formam a fonte de átomos sobre um substrato mantido a temperaturas criogênicas e a liberação para a fase gasosa dos átomos depositados. Apresentamos as características das duas células construídas neste trabalho, discutindo as razões que levaram ao insucesso da primeira configuração, as mudanças realizadas e os fatores essenciais que permitiram o sucesso da segunda configuração.

Descrevemos os primeiros experimentos realizados, bem como apresentamos e avaliamos nossos resultados preliminares, importantes para que possamos definir os procedimentos futuros. Com base no que foi observado durante esta primeira etapa do trabalho, constatamos a necessidade de alguns aperfeiçoamentos no nosso

sistema experimental. Por exemplo, para o monitoramento e a contagem eficiente das franjas de interferência durante o processo de deposição da matriz, é necessário melhorar a relação sinal/ruído do sistema, o que faremos substituindo o *laser* de HeNe atualmente utilizado.

Devido a problemas com um de nossos *lasers*, não foi possível realizar uma importante medida que nos propúnhamos a fazer. Trata-se da determinação da distribuição de velocidades dos átomos de cromo liberados da matriz depositada, um importante resultado para que possamos estimar a fração de átomos liberados que podem ser aprisionados sem a necessidade de um pré-resfriamento por gás *buffer*, além de definir as características da armadilha magnética a ser adaptada ao nosso aparato experimental e, a partir de então, caracterizar de forma completa nossa técnica de carregamento. A realização desta medida é portanto o nosso plano mais imediato.

Uma outra constatação baseada nos resultados experimentais refere-se ao longo tempo de resposta do nosso sistema (da ordem de segundos) durante o processo de liberação dos átomos da matriz para a fase gasosa. Pode-se fazer uma estimativa simples para o tempo que um átomo de cromo de massa  $m$  liberado da matriz levaria para atingir as paredes da célula, considerando que sua velocidade seja igual ao valor da velocidade mais provável de uma distribuição de Maxwell-Boltzmann, dado por [101]:

$$v = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}. \quad (5.1)$$

Considerando que a sublimação ocorra a uma temperatura de  $T = 20$  K, temos que o tempo necessário para que os átomos batam nas paredes da célula, considerando que estes percorrem o raio da mesma até colidir, será  $t = 0,16$  ms. O tempo de resposta do nosso sistema, por sua vez, é limitado pela alta capacidade térmica do conjunto formado pelos resistores de aquecimento do substrato, a epóxi Stycast 2850, utilizada para fixar os resistores e estabelecer contato térmico, e o

substrato de safira. Para atingir uma condição otimizada de liberação de átomos da matriz, com uma maior taxa de liberação e um menor tempo de resposta do sistema, precisamos aperfeiçoar o mecanismo de aquecimento do substrato. Uma solução a ser implementada brevemente é substituir o banco de resistores e a epóxi por um filme metálico resistivo depositado diretamente sobre a superfície do substrato, o que possibilitaria um aquecimento mais eficiente e rápido da matriz.

O trabalho realizado nesta tese constitui apenas o primeiro passo na direção de implementar uma técnica alternativa e otimizada para o carregamento de espécies neutras em armadilhas magnéticas, que pretende ser de grande generalidade e fácil aplicabilidade.

# Bibliografia

- [1] C. L. Cesar, D. G. Fried, T. C. Killian, A. D. Polcyn, J. C. Sandberg, I. A. Yu, T. J. Greytak, D. Kleppner, and J. M. Doyle, “Two-photon spectroscopy of trapped atomic hydrogen”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 255 (1996).
- [2] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, and P. S. Julienne, “Experiments and theory in cold and ultracold collisions”, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1 (1999).
- [3] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, “Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor”, *Science* **269**, 198 (1995).
- [4] B. DeMarco and D. S. Jin “Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas”, *Science* **285**, 1703 (1999).
- [5] J. M. Doyle, J. C. Sandberg, I. A. Yu, C. L. Cesar, D. Kleppner, and T. J. Greytak, “Hydrogen in the submillikelvin regime: sticking probability on superfluid  $^4\text{He}$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 603 (1991).
- [6] C. Santarelli, P. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A. G. Mann, S. Chang, A. N. Luiten, C. Salomon, “Quantum projection noise in an atomic fountain: A high stability cesium frequency standard”, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4619 (1999).
- [7] M. Kasevich and S. Chu, “Atomic interferometry using stimulated Raman transitions”, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 181 (1991).

- 
- [8] H. Marion, F. P. Dos Santos, M. Abgrall, S. Zhang, Y. Sortais, S. Bize, I. Maksimovic, D. Calonico, J. Grunert, C. Mandache, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Laurent, A. Clairon, C. Salomon, “Search for variations of fundamental constants using atomic fountain clocks”, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 150801 (2003).
- [9] M. O. Mewes, M. R. Andrews, D.M.Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend and W. Ketterle, “Output coupler for Bose-Einstein condensed atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 582 (1997).
- [10] I.F. Silvera and J. T. M. Walraven, “Stabilization of atomic hydrogen at low temperature”, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 164 (1980).
- [11] R. W. Cline, D. A. Smith, T. J. Greytak and D. Kleppner, “Magnetic confinement of spin-polarized atomic hydrogen”, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2117 (1980).
- [12] C. E. Wieman, D. E. Pritchard and D. J. Wineland, “Atom cooling, trapping, and quantum manipulation”, *Rev. Mod. Phys.* **71**, S253 (1999).
- [13] T. J. Greytak and D. Kleppner, “Lectures on spin-polarized hydrogen”, In *New trends in atomic physics*, Amsterdam, Holland, G. Grynberg and R. Stora (eds.) (1984).
- [14] I. F. Silvera and J. T. M. Walraven, “Spin-polarized atomic hydrogen”, In *Progress in low temperature physics*, Amsterdam, Holland, D. F. Brewer (ed.) (1986).
- [15] H. F. Hess, D. A. Bell, G. P. Kochanski, R. W. Cline, D. Kleppner and T. J. Greytak, “Observation of three-body recombination in spin-polarized hydrogen”, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 483 (1983).

- 
- [16] H. F. Hess, D. A. Bell, G. P. Kochanski, D. Kleppner and T. J. Greytak, “Temperature and magnetic field dependence of three-body recombination in spin-polarized hydrogen”, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1520 (1984).
- [17] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman, and H. J. Metcalf, “First observation of magnetically trapped neutral atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2596 (1985).
- [18] H. F. Hess, “Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen”, *Phys. Rev. B* **34**, 3476 (1986).
- [19] H. F. Hess, G. P. Kochanski, J. M. Doyle, N. Masuhara, D. Kleppner, and T. J. Greytak, “Magnetic trapping of spin-polarized atomic hydrogen”, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 672 (1987).
- [20] N. Masuhara, J. M. Doyle, J. C. Sandberg, D. Kleppner, T. J. Greytak, H. F. Hess, and G. P. Kochanski, “Evaporative cooling of spin-polarized atomic hydrogen”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 935 (1988).
- [21] D. G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner, and T. J. Greytak, “Bose-Einstein condensation of atomic hydrogen” *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3811 (1998).
- [22] D. Wineland, R. Drullinger, and F. Walls, “Radiation-pressure cooling of bound-resonant absorbers”, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1639 (1978).
- [23] W. Phillips and H. Metcalf, “Laser deceleration of an atomic beam”, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982).
- [24] W. Ertmer, R. Blatt, J. Hall, and M. Zhu, “Laser manipulation of atomic beam velocities: demonstration of stopped atoms and velocity reversal”, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 996 (1985).

- 
- [25] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, “3-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).
- [26] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, “Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
- [27] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, “Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [28] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable, “Experimental observation of optically trapped atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 314 (1986).
- [29] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, “Very cold trapped atoms in a vapor cell”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
- [30] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. G. Hulet, “Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).
- [31] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, “Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [32] J. M. Doyle, B. Friedrich, J. Kim and D. Patterson, “Buffer-gas loading of atoms and molecules into a magnetic trap”, *Phys. Rev. A* **52**, R2515 (1995).
- [33] J. Kim, B. Friedrich, D. P. Katz, D. Patterson, J. D. Weinstein, R. DeCarvalho and J. M. Doyle, “Buffer-gas loading and magnetic trapping of atomic europium”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3665 (1997).

- 
- [34] J. D. Weinstein, R. deCarvalho, T. Guillet, B. Friedrich and J. M. Doyle, “Magnetic trapping of calcium monohydride molecules at millikelvin temperatures”, *Nature* **395**, 148 (1998).
- [35] I. Labazan and S. Milosevic, “Laser vaporized  $\text{Li}_2$ ,  $\text{Na}_2$ ,  $\text{K}_2$ , and  $\text{LiNa}$  molecules observed by cavity ring-down spectroscopy”, *Phys. Rev. A* **68**, 32901 (2003).
- [36] D. C. Douglass, J. P. Bucher, and L. A. Bloomfield, “Magnetic studies fo free non-magnetic clusters”, *Phys. Rev. B* **45**, 6341 (1992).
- [37] Cindy I. Hancox, S. Charles Doret, Matthew T. Hummon, Linjiao Luo and J. M. Doyle, “Magnetic trapping of rare-earth atoms at millikelvin temperatures”, *Nature* **431**, 281 (2004).
- [38] M. E. Fajardo and P.G. Carrik, “Matrix isolation spectroscopy of metal atoms generated by laser ablation. I. The  $\text{Li}/\text{Ar}$ ,  $\text{Li}/\text{Kr}$ , and  $\text{Li}/\text{Xe}$  systems”, *J. Chem. Phys.* **94**(9), 5812 (1991).
- [39] W. H. Wing, “On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields”, *Prog. Quant. Electron.* **8**, 181 (1984).
- [40] G. Herzberg, *Atomic Spectra and Atomic Structure*, Dover (1945).
- [41] N. F. Ramsey, *Molecular Beams*, Oxford University Press (1955).
- [42] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu and F. Laloë, *Quantum Mechanics*, volume 2, Wiley (1977).
- [43] J. G. E. Harris, R. A. Michniak, S. V. Nguyen, W. C. Campbell, D. Egorov, S. E. Maxwell, L. D. van Buuren, and J. M. Doyle, “Deep superconducting magnetic traps for neutral atoms and molecules”, *Rev. Sci. Inst.* **75**, 17 (2004).

- 
- [44] R. Michniak. “Enhanced buffer gas loading: cooling and trapping of atoms with low effective magnetic moments”, *PhD Thesis*, Harvard University (2004).
- [45] W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher, and E. A. Cornell, “Stable, tightly confining magnetic trap for evaporative cooling of neutral atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3352 (1995).
- [46] M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. vanDruten, D. M. Kurn, D. S. Durfee, and W. Ketterle, “Bose-Einstein condensation in a tightly confining dc magnetic trap”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 416 (1996).
- [47] W. Ketterle and N. J. van Druten, “Evaporative cooling of trapped atoms”, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **37**, 181 (1996).
- [48] J. D. Weinstein, “Magnetic trapping of atomic chromium and molecular calcium monohydride”, *PhD Thesis*, Harvard University (2001).
- [49] J. G. E. Harris, R. A. Michniak, S. V. Nguyen, N. Brahms, W. Ketterle and J. M. Doyle, “Buffer gas cooling and trapping of atoms with small effective magnetic moments”, *Europhys. Lett.* **67**(2), 198 (2004).
- [50] A. J. Moerdijk, H. M. J. M. Boesten, and B. J. Verhaar, “Decay of trapped ultracold alkali atoms by recombination”, *Phys. Rev. A* **53**, 916 (1996).
- [51] D. M. Stamper-Kurn, M. R. Andrews, A. P. Chikkatur, S. Inouye, H. J. Miesner, J. Stenger, and W. Ketterle, “Optical confinement of Bose-Einstein condensate”, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2027 (1998).
- [52] A. J. Moerdijk and B. J. Verhaar, “Collisional two- and three-body decay rates of dilute quantum gases at ultralow temperature”, *Phys. Rev. A* **53**, R19 (1996).

- 
- [53] R. deCarvalho, “Inelastic scattering of magnetically trapped atomic chromium”, *PhD Thesis*, Harvard University (2003).
- [54] R. J. Knize, Z. Wu, and W. Happer, “Optical pumping and spin exchange in gas cell”, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **24**, 223 (1987).
- [55] A. Lagendjik, I. F. Silvera, and B. J. Verhaar, “Spin exchange and dipolar relaxation rates in atomic hydrogen: lifetimes in magnetic traps”, *Phys. Rev. B* **33**, 626 (1986).
- [56] H. T. C. Stoof, J. M. V. A. Koelman, and B. J. Verhaar, “Spin-exchange and dipole relaxation rates in atomic hydrogen: rigorous and simplified calculations”, *Phys. Rev. B* **38**, 4688 (1988).
- [57] T. E. Chupp, M. E. Wagshul, K. P. Coulter, A. B. McDonald, and W. Happer, “Polarized, high-density, gaseous  $^3\text{He}$  targets”, *Phys. Rev. C* **36**, 2244 (1987).
- [58] J. M. Gerton, C. A. Sackett, B. J. Frew, and R. G. Hulet, “Dipolar relaxation collisions in magnetically trapped  $^7\text{Li}$ ”, *Phys. Rev. A* **59**, 1514 (1999).
- [59] P. J. Leo, E. Tiesinga, P. S. Julienne, D. K. Walter, S. Kadlecik, T. G. Walker, “Elastic and inelastic collisions of cold spin-polarized  $^{133}\text{Cs}$  atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1389 (1998).
- [60] T. G. Walker, J. H. Thywissen, and W. Happer, “Spin-rotation interaction of alkali-metal-He-atom pairs”, *Phys. Rev. A* **56**, 2090 (1997).
- [61] S. Hensler, J. Werner, A. Griesmaier, P. O. Schmidt, A. Görlitz, T. Pfau, S. Giovanazzi and K. Rzażewski, “Dipolar relaxation in an ultra-cold gas of magnetically trapped chromium atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 193201 (2003).

- 
- [62] J. M. Doyle, “Energy distribution measurements of magnetically trapped spin polarized atomic hydrogen: evaporative cooling and surface sticking”, *PhD Thesis*, MIT (1991).
- [63] S. C. Moss, “Formation and decay of a Bose-Einstein condensate in atomic hydrogen”, *PhD Thesis*, MIT (2002).
- [64] D. G. Fried, “Bose-Einstein condensation of atomic hydrogen”, *PhD Thesis*, MIT (1999).
- [65] C. I. Hancox, S. C. Doret, M. T. Hummon, R. V. Krems, and J. M. Doyle, “Suppression of angular momentum transfer in cold collisions of transition metal atoms in ground states with nonzero orbital angular momentum”, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 013201 (2005).
- [66] K. Maussang, D. Egorov, J. S. Helton, S. V. Nguyen, and J. M. Doyle, “Zeeman relaxation of CaF in low-temperature collisions with helium”, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 123002 (2005).
- [67] T. Bergeman, G. Erez, and H. J. Metcalf, “Magnetostatic trapping fields for neutral atoms”, *Phys. Rev. A* **35**, 1535 (1987).
- [68] J. J. Tollett, C. C. Bradley, C. A. Sackett, and R. G. Hulet, “Permanent magnet trap for cold atoms”, *Phys. Rev. A* **51**, R22 (1995).
- [69] A. G. Truscott, K. E. Strecker, W. I. McAlexander, G. B. Partridge, and R. G. Hulet, “Observation of Fermi pressure in a gas of trapped atoms”, *Science* **291**, 2570 (2001).
- [70] A. G. Martin, K. Helmerson, V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis, and D. E. Pritchard, “RF spectroscopy of trapped neutral atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2431 (1989).

- 
- [71] T. Esirkepov, M. Borghesi, S. V. Bulanov, G. Mourou, and T. Tajima, “Highly efficient relativistic-ion generation in the laser-piston regime”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 175003 (2004).
- [72] T. D. Bennett, C.P. Grigoropoulos, and D. J. Krajnovich, “Near-threshold laser sputtering of gold”, *J. Appl. Phys.* **77**, 849 (1995).
- [73] H. M. Urbassek and D. Sibold, “Gas-phase segregation effects in pulsed laser desorption from binary targets”, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1886 (1993).
- [74] J. W. Elam and D. H. Levy, “Low fluence laser sputtering of gold at 532 nm”, *J. Appl. Phys.* **81**, 539 (1997).
- [75] T. N. C. Mendes, “Dinâmica de pluma atômica gerada por ablação a *laser* em presença de gás *buffer*”, *Tese de Mestrado*, UFC (2002).
- [76] D. M. Silveira, “Um sistema experimental para o carregamento por gás *buffer* de átomos neutros em armadilhas magnéticas”, *Tese de Doutorado*, UFRJ (2004).
- [77] J. Kim. “Buffer-gas loading and magnetic trapping of atomic europium”, *PhD Thesis*, Harvard University (1997).
- [78] R. deCarvalho, J. M. Doyle, B. Friedrich, T. Guillet, J. Kim, D. Patterson, and J. D. Weinstein, “Buffer-loaded magnetic traps for atoms and molecules: A primer”, *Eur. Phys. J. D* **7**, 289 (1999).
- [79] R. V. Krems and A. Dalgarno, “Quantum-mechanical theory of atom-molecule and molecular collisions in a magnetic field: spin depolarization”, *J. Chem. Phys.* **120**, 2296 (2004).
- [80] D. M. Egorov, “Buffer-gas cooling of diatomic molecules”, *PhD Thesis*, Harvard University (2004).

- 
- [81] C. I. Hancox, "Magnetic trapping of transition-metal and rare-earth atoms using buffer-gas loading", *PhD Thesis*, Harvard University (2005).
- [82] L. Vegard, "The auroral spectrum and the upper atmosphere", *Nature* **114**, 357 (1924).
- [83] E. Whittle, D. A. Dows, C. G. Pimentel, "Matrix isolation method for the experimental study of unstable species", *J. Chem. Phys.* **22**, 1943 (1954).
- [84] V. E. Bondybey, A. M. Smith, and J. Agreiter, "New developments in matrix isolation spectroscopy", *Chem. Rev.* **96**, 2113 (1996).
- [85] M. Moskovits and G. A. Ozin, *Cryochemistry*, Wiley (1976).
- [86] M. E. Fajardo, "Matrix isolation spectroscopy of metal atoms generated by laser ablation. II. The Li/Ne, Li/D<sub>2</sub>, and Li/H<sub>2</sub> systems", *J. Chem. Phys.* **98**(1), 110 (1993).
- [87] S. Tam and M. E. Fajardo, "Matrix isolation spectroscopy of metal atoms generated by laser ablation. III. The Na/Ar, Na/Kr, and Na/Xe systems", *J. Chem. Phys.* **99**(2), 854 (1993).
- [88] M. E. Fajardo, "Classical Monte Carlo simulations of relaxed trapping site structures in Li atom doped solid Ne", *J. Chem. Phys.* **98**(1), 119 (1993).
- [89] R. A. Corbin and M. E. Fajardo, "Optical absorptions of Li atoms in mixed Ar/Xe matrices", *J. Chem. Phys.* **101**(4), 2678 (1994).
- [90] M. E. Fajardo and J. A. Boatz, "Monte Carlo simulations of Na atoms in dynamically disordered Ar systems: solid, liquid, and critical-point fluid Ar", *J. Comp. Chem.* **18**(3), 381 (1996).
- [91] D. C. Silverman and M. E. Fajardo, "Matrix isolation spectroscopy of Na atoms deposited as Na<sup>+</sup> ions", *J. Chem. Phys.* **106**(22), 8964 (1997).

- 
- [92] G. L. Pollack, “The solid state of rare gases”, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 748 (1964).
- [93] L. F. Mollenauer, C. D. Grandt, W. B. Grant, and H. Panepucci, “Strain-free, fused silica optical windows for a metal dewar”, *Rev. Sci. Inst.* **39**, 1958 (1968).
- [94] C. J. Rauch and W. C. Kernan, “Small He II tight optical windows”, *Rev. Sci. Inst.* **33**, 496 (1962).
- [95] V. Roberts, B. Sc., A. Inst. P., Radar Research Establishment, Malvern, Worcs, “A simple method of making vacuum-tight coolable window seals for low temperature optical transmission cells”, *J. Sci. Inst.* **31**, 251 (1954).
- [96] F. Pobell, *Matter and Methods at Low Temperatures*, Springer (1996).
- [97] <http://www.lakeshore.com>.
- [98] J. A. Dean, *Lange’s Handbook of Chemistry*, McGraw-Hill, New York (1992).
- [99] M. L. Klein and J. A. Venables, *Rare Gas Solids*, volume 2, Academic Press (1977).
- [100] T. Reinhardt, J. Maichel, M. Baumann, and J. Kruger, “Hyperfine-structure of the resonance lines of  $^{53}\text{Cr}$  and lifetimes of some excited states of the Cr-I spectrum”, *Zeitsch. für Phys. D* **34**, 87 (1995).
- [101] S. Dushman, J. M. Lafferty, *Scientific Foundations of Vacuum Technique*, Wiley (1976).

# Thermalization of Laser Ablated Chromium Atoms with a Cryogenic Buffer Gas

D. M. Silveira, T. N. C. Mendes, M. G. Veloso,  
C. C. Rodegheri, and C. L. Cesar\*

*Instituto de Fisica*

*Universidade Federal do Rio de Janeiro*

*Cx. Postal 68528*

*Rio de Janeiro, RJ 21941-972 - Brazil*

(Dated: July 31, 2006)

## Abstract

We have simulated and experimentally investigated the thermalization of neutral atomic plumes, created by pulsed laser ablation of solid chromium targets at 532 nm, in a helium buffer gas atmosphere. Time evolution of the plume temperature and its density in  $^4\text{He}$  atmosphere at three different temperatures (300 K, 77 K and 4.2 K) were monitored via laser absorption spectroscopy. By comparing the experimental results at 77 K with a comprehensive Monte-Carlo simulation we are able to estimate different collisional and transport parameters. The sample density decay time, after it is thermalized, relate the Cr-He elastic cross section with the sticking probability of Cr onto the cold cell surface. We find the range  $\sigma_{\text{Cr-He}} = 6 - 10 \times 10^{-13} \text{ mm}^2$  for the elastic cross section between Cr and He at 77 K, given a range of 70 - 100% adsorption probability. By monitoring the thermalization we can infer a range for an effective Cr-Cr elastic cross section ( $\sigma_{\text{Cr-Cr}}$ ) between 2000 K and 77 K. The variation of the buffer gas temperature, verified experimentally would also allow one to measure the accommodation coefficient of the helium gas onto the stainless steel cell, with an appropriate model. These measurements have been motivated by and are related to the technique of buffer gas loading of magnetic traps [1] and they constitute a good tool for measuring the interaction properties mentioned above.

---

\*Electronic address: [lenz@if.ufrj.br](mailto:lenz@if.ufrj.br)

## 1. INTRODUCTION

Pulsed laser ablation is a powerful and inexpensive method for extracting particles from the solid phase. The interaction of a short and intense laser pulse with a small region of a solid sample is able to locally vaporise the target. The resulting hot gas cloud which expands through vacuum or a low-pressure atmosphere is called the ablation plume. Depending on the laser, target and atmosphere parameters, this plume may contain atoms, molecules, ions, radicals and clusters.

The growing interest for laser ablation is due to its outstanding technological applications, like materials processing [2], surface cleaning [3] and X-ray generation [4]. Undoubtedly, thin film deposition is one of the fields where laser ablation is most largely employed, in a technique known as pulsed laser deposition (PLD). Most of the research (both experimental and theoretical) in laser ablation consists in understanding the mechanisms of the ablation plume formation and expansion, with the aim of growing thin films in a controllable and predictable fashion.

The particle beams generated by laser ablation can also be used in atomic and molecular Physics experiments. Laser-produced ion beams - both singly and multiply ionized - have been used for a long time to load ion traps [5, 6]. Although not very often, laser-produced neutral atomic beams can be employed to load particles into atomic traps. In the experiments which first demonstrated the optical molasses [7] and the magneto-optical trap [8], atoms were introduced in the cooling/trapping region through laser ablation of a solid Na sample. Nowadays, most of the atom trapping experiments use slow thermal beams (produced by heating the desired species in an oven and optically slowing the effusive beam [9]) as the atom source, or they capture particles from the background pressure of a vapour cell [10].

Buffer gas cooling is an alternative way of loading atoms and molecules into magnetostatic traps, the so called Doyle trap. It relies on the thermalization of a hot atomic sample ( $T \sim 1000$  K) with a cold helium gas ( $T \sim 1$  K), so that the species to be trapped is brought to a sufficiently low temperature, allowing it to be confined by a deep magnetic trap. The original buffer gas proposal [1] comprised an atom source based on a RF discharge, which would dissociate the appropriate gaseous precursor, frozen on the cryogenic cell wall. This scheme has been used successfully to load atomic H into magnetic traps, from the dissociation of a  $H_2$  gas adsorbed on the inner cell surface. Such discharges are able to produce  $10^{12} - 10^{14}$

atoms/s [11], at temperatures below 1000 K [12]. In practice, laser ablation proved to be a much more simple and reliable means of introducing atoms [13] and molecules [14] in the trapping region.

One of the key issues for the proper loading of the trap is the length the atoms move before thermalising with the buffer gas. Ideally, one would like this thermalization length to be much smaller than the cell dimensions, so that most of the atoms in the plume thermalize before impinging on the walls (where they would remain adsorbed). This would maximize the initial number of trapped atoms. Despite the huge number of papers dealing with all the aspects of laser ablation, few of them focus on the thermalization of the ablated plume with the ambient gas. The thermal relaxation of Si atoms in He and Ar atmospheres has already been investigated [15]. The broader subject of the thermalization of high energy particles with a cold gas has been treated in some papers in the framework of the Boltzmann equation [16–21].

In this work, we have investigated both experimentally and by simulations the thermalization of neutral atomic plumes produced by pulsed laser ablation with a background  $^4\text{He}$  gas. For these experiments, we chose atomic chromium as the test species. Through Doppler-sensitive laser absorption spectroscopy, we are able to follow the time evolution of the plume’s temperature and density. This was done for three different temperatures (300 K, 77 K and 4.2 K). We show measurements in all three temperatures but in this paper we analyze the data obtained at 77 K. A very large optical density – for our experimental parameters – at 4.2 K made it difficult to extract many quantitative results at that temperature. The comparison between experiment and simulation allows us to extract numbers for the Cr-He elastic cross-section which is related to the adsorption probability of the chromium onto the stainless-steel cell at 77 K. We have also tested this simulation model which seems to work rather well, from the first nanoseconds after the ablation pulse up to many milliseconds of plume evolution and thermalization.

This paper is organized as follows. In section 2 we present the experimental apparatus employed to obtain the data, as well as the procedure for extracting the time evolution of the plume parameters from the raw data. In section 3 we briefly describe the computer simulation used to study the ablation plume dynamics. The experimental results are presented in section 4, and they are discussed and compared with the simulation in section 5. Finally, in the last section we make our concluding remarks.

## 2. EXPERIMENTAL METHOD

The experiments were conducted in 2 different setups (see Fig. 1). The room temperature setup was mostly employed as a test system or spectrometer to find the right frequency and tune the system. These measurements were made in a small aluminum vacuum chamber. It is simply a cube (63.5 mm edges) with 2 orthogonal through holes. These holes have their ends closed by o-ring sealed BK-7 optical windows (38.1 mm diameter, 5 mm thickness, 1° wedge, AR-coated) to allow for the introduction of the ablation and spectroscopy laser beams. A hole in the upper side is used for evacuation and pressure measurement. The chamber is evacuated and the pressure monitored by a Pirani gauge. The chromium samples (Alpha Aesar 99.995% pure, 2–3 mm thick chromium pieces) are placed on the chamber floor. The spectroscopy and ablation beams enter the chamber by the same window. The former is introduced horizontally and the latter is introduced at some angle. After the ablation pulse, the vertically-propagating plume is probed by a horizontal laser beam: this is what we call transverse geometry, that is, the spectroscopy laser beam is transverse to the ablation plume main axis.

The transmitted spectroscopy laser beam exits the chamber through the opposite window and is collected by a PIN photodetector followed by a 0.3  $\mu$ s time-response amplifier whose output is fed into a digital oscilloscope.

The low-temperature experiments were performed in a modified commercial cryostat, containing the ablation cell in what we call parallel geometry, where the spectroscopy laser beam is parallel to the ablation plume main axis, but displaced from it by about 8 mm. In the bottom of this cylindrical stainless steel cell (49 mm diameter and 260 mm height) we attached a mirror and placed the chromium samples (see Fig. 1(a)). A 25.4 mm diameter tube connected to cell top is used for gas handling (evacuation and helium introduction) and optical access. The laser beams enter the cell through an epoxy-sealed window placed at the upper end of the tube. The ablation beam hits the target at almost normal incidence and launches the plume in the vertical direction. The interrogation beam (aimed at the mirror centre) interact with the plume, is reflected by the mirror and interacts again with the plume. The beam then leaves the cell through the same window it entered and is focused onto a photodetector. Contrary to the room temperature experiments, the plume is now probed longitudinally – with respect to its propagation direction – but displaced from its

main axis.

By filling the cryostat with different cryogens, we can run the experiment at different temperatures. In the experiments here described we used liquid N<sub>2</sub> and liquid He at atmospheric pressures, so the experiments were made respectively at 77 K and 4.2 K, while the buffer gas inside the cell was always <sup>4</sup>He at 10 mtorr of pressure.

The ablation laser is a frequency-doubled Nd:YAG (Continuum Minilite II), operating at 532 nm. The pulses are 5 ns-wide, with adjustable energy up to a maximum of 25 mJ. The beam is focused onto the target surface with a 1000 mm focal length lens, about 1 m away from the target, generating a spot size of 0.22 mm. We employed a black-body window anchored at the top of the cell. Since we are interested in neutral atoms, we tried to employ a soft ablation regime while getting enough released neutral atoms.

The spectroscopy laser is a frequency-doubled CW Ti:sapphire (Coherent 899-21), pumped by an Argon ion laser (Coherent Innova Sabre) operating at 15 W. The output of the Ti:sapphire laser is frequency-doubled by passing it once through a temperature controlled KNbO<sub>3</sub> crystal and then pointed to the experimental chamber. Typically, the laser delivers a few milliwatts at 430 nm, much more than needed for spectroscopy. Chromium atoms are detected by laser absorption spectroscopy of the <sup>52</sup>Cr isotope on the <sup>7</sup>S → <sup>7</sup>P<sup>0</sup> transition ( $\lambda = 428.97$  nm).

Data taking proceeds as following: the ablation laser is set to a given repetition rate (between 1 and 15 Hz), while the spectroscopy laser slowly scans the atomic transition with a given scan width and rate. The spectroscopy laser frequency scan rate is slow compared to the time evolution of the plume after each ablation pulse. Each time an ablation pulse is fired (at a well-defined Ti:sapphire laser frequency), a trigger signal is sent to the oscilloscope, which then records the time evolution of signal onto the photodetector, as well as a voltage representing the laser detuning. Thus, for each laser detuning one has a time profile (see Fig. 2) of the transmitted signal onto the photodiode. By composing all the time profiles at different frequencies, one can produce a frequency profile at specific times using Beer-Lambert's law, showing the atomic resonance. For computing the Doppler width and measurement of temperature we actually have to extract the optical density spectrum. This involves the following few steps: (i) subtract a small background (measured amplified photodiode signal offset), (ii) normalize the signal (dividing by the off-resonance signal), (iii) take the logarithm of the result. After that, we have a full 3-d map of optical absorption

frequency and time spectra (see Fig. 3). By fitting each one of these frequency spectra (see Fig. 4) to a Voigt profile [22] – or to a simple Maxwell-Boltzmann when the Doppler width is much wider than the natural linewidth – we obtain an “effective temperature” and the density of the plume. We can therefore observe the time evolution of these parameters as a direct probe of the thermalization process.

It is important to notice that we decided not to take into account the doubling of the peaks due to counterpropagating geometry of the laser beam. While the sample is hot and has a drift velocity, a double Doppler profile would appear due to the fact that the laser hits the mirror and returns. Since at those stages the sample is not really thermalized we decided to fit it with just a single-peak Maxwell-Boltzmann. As long as we have applied the same procedure for fitting the experimental data and the simulation data, the same systematic effects have been introduced, and we can directly compare the results. But, as a result, our quoted “temperature”, before the sample has thermalized with the buffer gas, is higher than a velocity dispersion measure, for instance.

### 3. SIMULATION MODEL

Our simulation model uses a small sample of ablated atoms ( $1 - 5 \times 10^5$ ), which are followed by Molecular Dynamics, but in the presence of a colliding buffer gas based on a Monte-Carlo approach. In the past years, a large number of computer simulations have been used to treat the problem of the ablation plume evolution, taking very different approaches. The chosen approach depends on the ablation regime one desires to simulate. For regimes where there is a high initial particle density (with collision rates larger than GHz or THz) and/or a high ambient gas pressure (typically greater than 1 torr), the plume can be treated as a continuum. Thus one can make use of hydrodynamic equations [23–28] or, in a more complex treatment, use the Boltzmann transport equation [29, 30]. Monte-Carlo methods can also be employed in any regime, but the computational effort becomes prohibitive when these are employed in the hydrodynamic regime. For this reason, Monte-Carlo simulations are restricted to regimes with low collision rates.

To simulate the time evolution of the plume into a  $^4\text{He}$  atmosphere, we make use of a Monte-Carlo algorithm. A reduced number of particles is used to model the dynamics of the plume particles, under the influence of collisions among themselves and with the buffer

gas. The movement of the buffer gas particles is ignored [31, 32]. The buffer gas particles are created solely at the time of a collision, using a Maxwellian distribution at the buffer gas temperature. This distribution is constant in time, which amounts to say that the buffer gas is a heat and particle reservoir. This assumption, although likely, turned out not to be totally verified. Our data clearly shows a small heating of the buffer gas and an extra model would allow one to extract the accommodation coefficient of  $^4\text{He}$  onto the stainless steel wall, that is, the percentage of kinetic energy deposited per collision. We consider also that there is no generation of shock waves in the buffer gas, which was already proved to be true for pressures lower than 1 torr [31].

The details of the simulation model will be presented elsewhere [33] and here we just summarize the main features and tests. We use an initial sample of  $N_P = 5 \times 10^5$  particles to simulate the development of  $N_0 = 10^{16}$  atoms, number typically obtained in laser ablation experiments [26, 31] and corroborated with our estimates of laser pulse energy deposition and the heating of the buffer gas. We start with a half Maxwell-Boltzmann distribution which contains only positive velocities in the direction perpendicular to the surface. We used  $T_{xy} = T_z = T_b$  corresponding to the boiling point temperature, typical of soft ablation regimes, and varied this parameter a little to see its effect on the predicted spectrum. Our simulated experimental cell (container) is considered rectangular for simplifying the process of collision with the walls, while in fact it is cylindrical.

The volume is divided in cells which grow in size and extend into the container volume as the plume expands. With these initial conditions, we follow the individual trajectories of each particle in the plume, simulating elastic collisions among themselves and with the buffer gas. A Monte-Carlo selection algorithm is employed to decide whether a collision takes place within a certain time interval, as well as what kind of collision (Cr–Cr or Cr–He). If the no-collision condition is met for one ablated atom, it just follows its trajectory. If it is to collide with another ablated atom, an atom from the same cell is chosen. In this case we keep this second atom’s velocity but randomize its position around the first atom in a way to respect the collision probability. The details of the chosen collisions and collision times have to be carefully set, otherwise one does not obtain the right dynamics.

A rigorous check on our simulation program which helped us understand some subtleties in the collision choices was to observe the dynamics of diffusion of the ablated atoms through the buffer gas and adsorption onto the cell walls. First, one expect to produce a half-

wavelength sine wave for atom density after waiting for some time, which corresponds to the zeroth order solution of the diffusion equation in the considered geometry. Secondly, we can observe the dynamics of the atoms disappearance once we turn the adsorption coefficient to 100% and we can compare that time constant with the theoretical one for the given elastic cross section we have used. Our results agree within 2%, which is good enough for the measurements we perform. Very close to the cell walls, within one mean free path, we consider no more collisions with the buffer gas. This may be the cause for this small difference.

The simulation of  $5 \times 10^5$  atoms takes between 1 hour to 1 day in a 2 GHz MacBookPro1.1 computer running on Intel Duo Core processor, for each processor, depending mostly on the value for  $\sigma_{\text{Cr-Cr}}$ . A high value means a lot of interatomic collisions in the early stages of the plume and requires a long computational time, as the time step has to be tiny so that only a small percentage of the atoms collide in a time step (a necessary ingredient in our Monte Carlo method). We considered using some analytical simplifications but this early stage is quite complicated and we decided to pay the price on computation time. We ran hundreds of such simulations in order to find the right parameters.

#### 4. RESULTS

Here we present the experimental results and, wherever relevant, the comparison with the simulation results showing how we can extract important numbers from this data.

In Fig. 5 we show the results of measured temperatures over time, for two experimental runs at 77 K. Superposed in this figure, we show a result from our simulation. The inset shows longer time scale for other observations bellow.

If one integrates the absorption over all frequencies for long times, or simply look at the peak value, one can follow the density of Cr atoms along the laser beam path, after the sample has thermalized. This curve, between 500 and 2000  $\mu\text{s}$  can be fitted really well by an exponential decay (see Fig. 6).

We also show some data at 4 K in Fig. 7 for reference. Due to a very high optical density, low laser power and high ground loop noises it was not possible to extract as much data as in the 77 K situation.

## 5. DISCUSSION

The comparison between the experimental data and the simulated data for different parameters allows us to put limits on those parameters. We begin by analyzing the atom density decay curve, which has a simple and straightforward interpretation. At these long times ( $t > 500 \mu\text{s}$ ) the sample is already thermalized. Therefore, the cross-sections are well defined and we can check our model against the well known diffusion results. The simulation, thus, at these times is very convincing.

The decay time, at this late stage, is determined by the temperature (77 K), the Cr-He elastic cross section ( $\sigma_{\text{Cr-He}}$ ) and the adsorption probability ( $Pad$ ), or sticking, for a Cr atom hitting the stainless steel wall. Each given  $Pad$  requires a different  $\sigma_{\text{Cr-He}}$  for the simulation to adjust well to the experimental curve. If the sticking probability goes to unity, the Cr-He cross section has to be large so that the diffusion time is compatible with the experimental time. On the other hand, as the sticking probability goes down, the cross section has to decrease so as to enhance the rate of collisions to the cell walls.

Since we don't have an independent measure of  $Pad$ , we analyzed a few different values. If  $Pad$  is set to 1.00, we find that  $\sigma_{\text{Cr-He}} \approx 9.5 \times 10^{-13} \text{ mm}^2$ , while  $Pad = 0.70$  gives  $\sigma_{\text{Cr-He}} \approx 6 \times 10^{-13} \text{ mm}^2$ . These values fall within the order of magnitude of previous measurement with buffer gas trapped Chromium [34].

Going back to the temperature curve, a given  $\sigma_{\text{Cr-He}}$  in the simulation requires a certain range of  $\sigma_{\text{Cr-Cr}}$  to adjust well to the experiment. It turns out that  $\sigma_{\text{Cr-Cr}}$  is only important in the beginning of the plume, as the density of Chromium is higher than that of Helium. The temperature at short times ( $30 \mu\text{s}$ ) seems to go through a peak with the variation of  $\sigma_{\text{Cr-Cr}}$ . At  $\sigma_{\text{Cr-He}} = 9.5 \times 10^{-13} \text{ mm}^2$ , we find that  $\sigma_{\text{Cr-Cr}} \approx 0.2 \times 10^{-13} \text{ mm}^2$  is a good effective, average, value for the Cr-Cr cross section.

Taking all this information into account, Table 1 lists possible parameters from our simulation compatible with the experimental data. Due to the prohibitively long computation times for  $\sigma_{\text{Cr-Cr}}$  above  $1 \times 10^{-13} \text{ mm}^2$ , we could not do many checks with higher cross-sections. Since the plume dynamics is quite complicated we cannot rule out much higher values of  $\sigma_{\text{Cr-Cr}}$  giving similar results. Also notice that we have used a single value for each of the elastic cross sections ( $\sigma_{\text{Cr-He}}$  and  $\sigma_{\text{Cr-Cr}}$ ) throughout the simulation, since the early high temperature stages down to the low temperatures, without considering any tempera-

ture dependence. The values for  $\sigma_{\text{Cr-Cr}}$ , therefore, should be taken as an indication, due to the limitations discussed above.

Finally, it is interesting to consider the discrepancy between the experimental data for temperature and the simulations at short times around 50-300  $\mu\text{s}$  (see Fig. 5). The simulation seems to bring the temperature of the ablated species quicker to the buffer gas temperature, i.e, 77 K, while the experimental data shows a slow decay towards 77 K. An *ad-hoc* fit to the experimental data shows a double exponential decay, with a short thermalization time to the buffer gas of about 9  $\mu\text{s}$  and a long buffer gas temperature relaxation of 240  $\mu\text{s}$ . This is easy to understand, as the gas is thermalizing to the buffer gas (first time constant), but the buffer gas is also thermalizing to the walls after being heated by the hot Chromium plume. Since in the simulation we consider the buffer gas as a heat reservoir, this second time constant is not present there. We have done estimates and a simple model that show that with approximately  $10^{16}$  Cr atoms at 2930 K (vaporization temperature  $\sim$  boiling temperature) the buffer gas heat diffusion and thermalization with the walls accounts fully for the buffer gas heating. Supposing ideal gas law, the energy released by the ablated atoms to the buffer gas is given by:

$$\Delta U = \frac{3}{2} N_{\text{Cr}} k_{\text{B}} (T_{\text{vap}} - T_{\text{buffer}}) \quad (1)$$

If the helium buffer gas would not exchange energy with the walls, it would reach a final equilibrium temperature given by

$$T'_{\text{buffer}} = \frac{N_{\text{Cr}} T_{\text{vap}} + N_{\text{He}} T_{\text{buffer}}}{N_{\text{Cr}} + N_{\text{He}}} \simeq T_{\text{buffer}} + T_{\text{buffer}} \frac{N_{\text{Cr}} k_{\text{B}}}{P_{\text{He}} V} (T_{\text{vap}} - T_{\text{buffer}}) \quad (2)$$

where  $P_{\text{He}}$  is the He pressure at temperature  $T_{\text{buffer}}$  and volume  $V$ .

For our system, with  $P_{\text{He}} = 10$  mtorr and  $V = 480$   $\text{cm}^3$  and the assumptions above, we obtain  $T'_b \simeq 124$  K, which is really close to the 77+56 K obtained from a double exponential fit of one of the experimental curves in Fig. 5.

The decay time does not fit a simple heat diffusion model with unity accommodation coefficient [35]. That would yield time constants of the order of 50  $\mu\text{s}$ ; essentially given by the ratio of the heat capacity  $((3/2)nk_{\text{B}}$ , for the ideal gas) to the heat conductivity (0.06 W/K.m for  $^4\text{He}$  at 77 K) [36] times the cell “wavenumber”  $(2\pi/L)$  squared. Clearly, this does not account for the experimental results and a less than unity accommodation coefficient would be necessary. A complete enough model would easily allow one to determine

the accommodation coefficient of the He gas to the cell's stainless steel wall. Since studies in the literature [37] indicate that the accommodation coefficient change dramatically with surface preparation and coverage, there is not much point in obtaining a precise value for it in our experimental conditions where the surface cleaning and coverage was not well controlled.

## 6. CONCLUSIONS

In conclusion we presented experimental data for the thermalization process of laser ablated Cr atoms in the presence of a cryogenic  $^4\text{He}$  buffer gas. The construction of a comprehensive simulation model allowed us to extract physical data such as the elastic cross-section for Cr-He and Cr-Cr and also the adsorption coefficient of Cr atoms onto the stainless steel walls of our cell at 77 K.

The experimental data presents a stringent check of our model which follows and describes the evolution of the ablation plume, in the presence of a buffer gas. A detailed description of this model is being finished and will be published elsewhere.

## 7. REFERENCES

- 
- [1] J. M. Doyle, B. Friedrich, J. Kim, and D. Patterson, "Buffer-gas loading of atoms and molecules into a magnetic trap", *Phys. Rev. A* **52**, R2515 (1995).
  - [2] E. Rodriguez, E. Jimenez, A. A. R. Neves, L. A. Padilha, G. J. Jacob, C. L. Cesar and L. C. Barbosa, "SiO<sub>2</sub>/PbTe Quantum Dots Multilayer Production and Characterization", *Appl. Phys. Lett.* **86**, 113117 (2005)
  - [3] Y. F. Lu, M. Takai, S. Komuro, T. Shiokawa, Y. Aoyagi, "Surface cleaning of metals by pulsed-laser irradiation in air", *Appl. Phys. A: Materials Science and Processing* **59**, 281 (1994)
  - [4] T. Mizui, N. Yamaguchi, T. Yamanaka and C. Yamanaka, "Energy Transport through High-Z Metal Foil in a Laser-Produced Plasma", *Phys. Rev. Lett.* **39**, 619 (1977)
  - [5] R. D. Knight, "Storage of ions from laser-produced plasmas", *Appl. Phys. Lett.* **38**, 221 (1981).

- [6] V. H. S. Kwong, “Production and storage of low-energy highly charged ions by laser ablation and an ion trap”, *Phys. Rev. A* **39**, 4451 (1989).
- [7] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, “3-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).
- [8] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, “Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [9] W. Phillips and H. Metcalf, “Laser deceleration of an atomic beam”, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982).
- [10] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, “Very cold trapped atoms in a vapor cell”, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2023 (1989).
- [11] H. F. Hess, “Evaporative cooling of magnetically trapped and compressed spin-polarized hydrogen.”, *Phys. Rev. B* **34**, 3476 (1986).
- [12] V. M. Donnelly, D. L. Flamm, and G. Collins, “Laser diagnostics of plasma-etching - measurements of  $Cl_2^+$  in a chlorine discharge”, *J. Vac. Sci. Technol.* **21**, 817 (1982).
- [13] J. Kim, B. Friedrich, D. P. Katz, D. Patterson, J. D. Weinstein, R. deCarvalho, and J. M. Doyle, “Buffer-gas loading and magnetic trapping of atomic europium”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3665 (1997).
- [14] J. D. Weinstein, R. deCarvalho, T. Guillet, B. Friedrich, and J. M. Doyle, “Magnetic trapping of calcium monohydride molecules at millikelvin temperatures”, *Nature* **395**, 148 (1998).
- [15] H. C. Le, R. W. Dreyfus, W. Marine, M. Sentis, and I. A. Movtchan, “Temperature measurements during laser ablation of Si into He, Ar and  $O_2$ ”, *Appl. Surf. Sci.* **96-98**, 164 (1996).
- [16] F. Schurrer and G. Kugerl, “On the relaxation of single hard-sphere gases”, *Phys. Fluids A* **2**, 609 (1990).
- [17] M. H. Ernst, “Non-linear model Boltzmann equations and exact equations”, *Phys. Rep.* **78**, 1 (1981).
- [18] M. M. R. Williams, “Nonlinear collision cascades using a model Boltzmann-equation”, *J. Phys. D - Appl. Phys.* **17**, 2165 (1984)
- [19] M. H. Ernst and E. M. Hendriks, “Exactly solvable nonlinear Boltzmann-equation”, *Phys. Lett. A* **70**, 183 (1979).
- [20] E. M. Hendriks and M. H. Ernst, “The Boltzmann-equation for very hard particles”, *Phys. A*

- 120**, 545 (1983).
- [21] R. O. Barrachina, “Wilds solution of the nonlinear Boltzmann equation”, *J. Stat. Phys.* **52**, 357 (1988).
- [22] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy*, Springer, Berlin (1996).
- [23] R. Bellantone and Y. Hahn, “Gas-dynamics resulting from laser vaporization of metals in one dimension. 1.”, *J. Appl. Phys.* **76**, 1436 (1994).
- [24] R. Bellantone and Y. Hahn, “Gas-dynamics resulting from laser vaporization of metals in one dimension. 2.”, *J. Appl. Phys.* **76**, 1447 (1994).
- [25] T. D. Bennett, C. P. Grigoropoulos, and D. J. Krajnovich, “Near-threshold laser sputtering of gold”, *J. Appl. Phys.* **77**, 849 (1995).
- [26] A. V. Gusarov, A. G. Gnedovets, and I. Smurov, “Gas dynamics of laser ablation: influence of ambient atmosphere”, *J. Appl. Phys.* **88**, 4352 (2000).
- [27] J. H. Yoo, S. H. Jeong, R. Greif, and R. E. Russo, “Explosive change in crater properties during high power nanosecond laser ablation of silicon”, *J. Appl. Phys.* **88**, 1638 (2000).
- [28] N. M. Bulgakova, I. M. Bourakov, and N. A. Bulgakova, “Rarefaction shock wave: formation under short pulse laser ablation of solids”, *Phys. Rev. E* **63**, 046311 (2001).
- [29] A. V. Gusarov and I. Smurov, “Influence of atomic collisions in vapour phase on pulsed laser ablation”, *Appl. Surf. Sci.* **168**, 96 (2000).
- [30] A. V. Gusarov and I. Smurov, “Target-vapour interaction and atomic collisions in pulsed laser ablation”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34**, 1147 (2000).
- [31] J. C. S. Kools, “Monte-Carlo simulations of the transport of laser-ablated atoms in a dilute gas”, *J. Appl. Phys.* **74**, 6401 (1993).
- [32] T. E. Itina, W. Marine, and M. Autric, “Monte Carlo simulation of pulsed laser ablation from two-component target into diluted ambient gas”, *J. Appl. Phys.* **82**, 3536 (1997).
- [33] T. N. C. Mendes, D. M. Silveira, C. C. Rodegheri, and C. L. Cesar, “Simulation of Laser Ablated Atomic Plume in the Presence of a Buffer Gas”, *to be submitted*
- [34] Jonathan D. Weinstein, Robert deCarvalho, Cindy I. Hancox, and John M. Doyle, “Evaporative cooling of atomic chromium”, *Phys. Rev. A* **65**, 021604R (2002)
- [35] S. Dushman and J. M. Lafferty, “Scientific Foundations of Vacuum Technique”, 2nd ed., Wiley, New York(1962)
- [36] R. A. Aziz, A. R. Janzen, and M. R. Moldover, “Ab Initio Calculations for Helium: A Standard

for Transport Property Measurements”, *Phys. Rev. Lett.* **74**,1586 (1995)

- [37] V.K.Saxena and S.C.Saxena, “Measurement of the thermal conductivity of helium using a hot-wire type of thermal diffusion column”, *J. Phys. D* **1**, 1341 (1968)

## Tables

TABLE I: Range of parameters used in the simulation program compatible with the experimental data which requires  $T \approx 700$  K at  $30 \mu\text{s}$  and  $\tau_{decay} \approx 700 \mu\text{s}$ .  $Pad$  is the adsorption probability for a Cr atom hitting the cell wall. The value for  $\sigma_{\text{Cr-Cr}}$  is highly uncertain(see text for details).

$Pad$	$\sigma_{\text{Cr-He}}(\times 10^{-13} \text{ mm}^2)$	$\sigma_{\text{Cr-Cr}}(\times 10^{-13} \text{ mm}^2)$
1.0	9.5	0.2
0.9	8.5	0.005
0.7	6	0.0005

## Figure Captions

FIG. 1. Experimental system in the so called “parallel geometry” used for measurements at 77 and 4.2 kelvin (a); and “perpendicular geometry” for tests at room temperature (b). The frequency doubled pulsed Nd:YAG laser is the ablation laser, while the frequency doubled Ti:sapphire laser is the spectroscopy laser.

FIG. 2. An already inverted temporal spectrum as coming out of the photodiode-oscilloscope. Data taken at 300 K, that is, in the perpendicular geometry.

FIG. 3. A sequence of time spectra at different frequencies. We typically employed between 30-50 time spectra for the series. The amplitude already scales with the optical density (see text for more details). A cut along the frequency axis produces the frequency spectra at a given time, such as in Fig. 4, which can yield a temperature fit.

FIG. 4. Experimental frequency spectrum at  $t = 680 \mu\text{s}$  (after the ablation pulse) showing the fit to a Doppler profile and the acquired temperature.

FIG. 5. This graph shows the time evolution, after the ablation pulse, of the atom’s “temperature” for two experimental runs ( $\blacktriangle$ ,  $\bullet$ ), and one simulation ( $\blacksquare$ ). The shape of the curves allow us to adjust parameters in the simulation such as Cr-Cr cross-section (effective averaged cross-section all the way from the boiling point to the thermalization temperature), Cr-He cross-section, and evaporation temperature. The inset shows the same curves up to  $500 \mu\text{s}$ . Notice that “Temperature” here, above 200 K is just an effective temperature - please see text for details on temperature fits.

FIG. 6. Atomic density decay along the laser beam. The experimental curves and the simulation one run parallel representing the same decay constants.

FIG. 7. Measured density decay with buffer gas at 4.2 K. The decay time constant is 13.4 ms.

The inset shows the temperature measurement. Due to a high optical density and some laser noise, we could not determine temperatures at earlier times.

## Figures

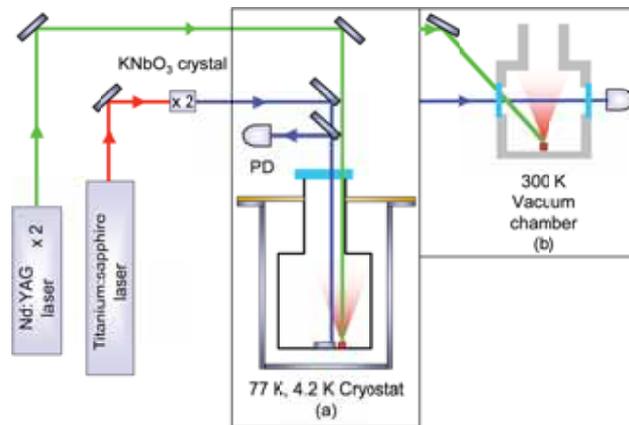


FIG. 1: Experimental system in the so called “parallel geometry” used for measurements at 77 and 4.2 kelvin (a); and “perpendicular geometry” for tests at room temperature (b). The frequency doubled pulsed Nd:YAG laser is the ablation laser, while the frequency doubled Ti:sapphire laser is the spectroscopy laser.

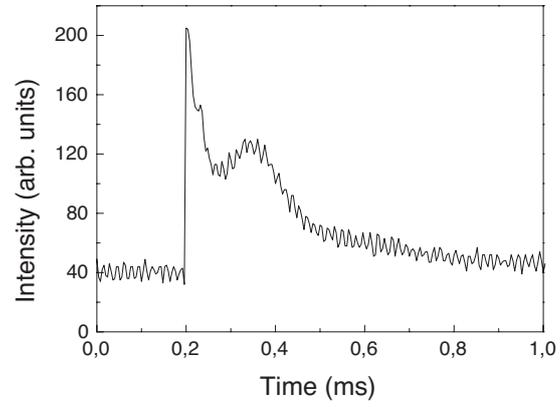


FIG. 2: An already inverted temporal spectrum as coming out of the photodiode-oscilloscope. Data taken at 300 K, that is, in the perpendicular geometry.

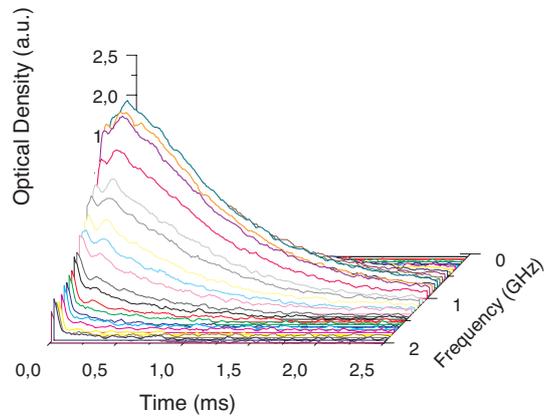


FIG. 3: A sequence of time spectra at different frequencies. We typically employed between 30-50 time spectra for the series. The amplitude already scales with the optical density (see text for more details). A cut along the frequency axis produces the frequency spectra at a given time, such as in Fig. 4, which can yield a temperature fit.

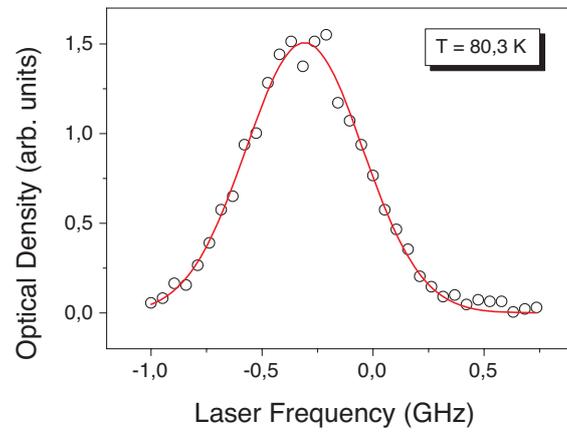


FIG. 4: Experimental frequency spectrum at  $t = 680 \mu\text{s}$  (after the ablation pulse) showing the fit to a Doppler profile and the acquired temperature.

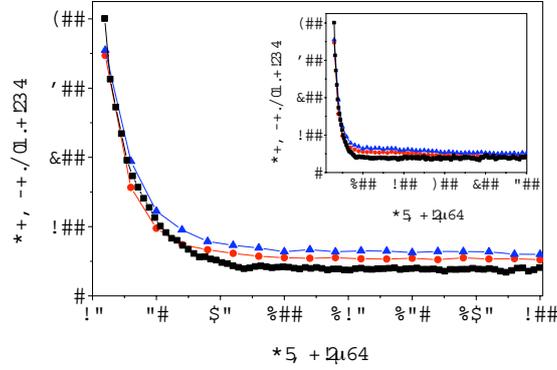


FIG. 5: This graph shows the time evolution, after the ablation pulse, of the atom’s “temperature” for two experimental runs ( $\blacktriangle$ ,  $\bullet$ ), and one simulation ( $\blacksquare$ ). The shape of the curves allow us to adjust parameters in the simulation such as Cr-Cr cross-section (effective averaged cross-section all the way from the boiling point to the thermalization temperature), Cr-He cross-section, and evaporation temperature. The inset shows the same curves up to 500  $\mu$ s. Notice that “Temperature” here, above 200 K is just an effective temperature - please see text for details on temperature fits.

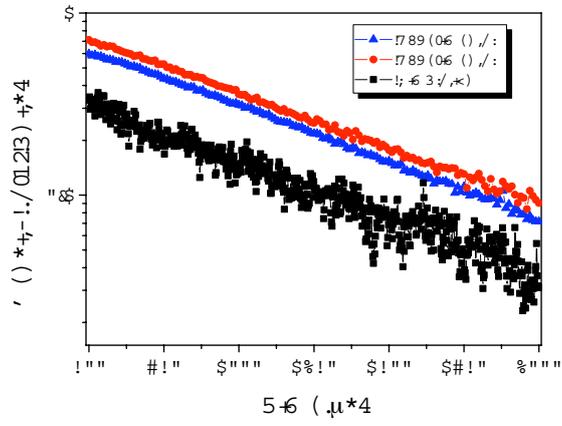


FIG. 6: Atomic density decay along the laser beam. The experimental curves and the simulation one run parallel representing the same decay constants.

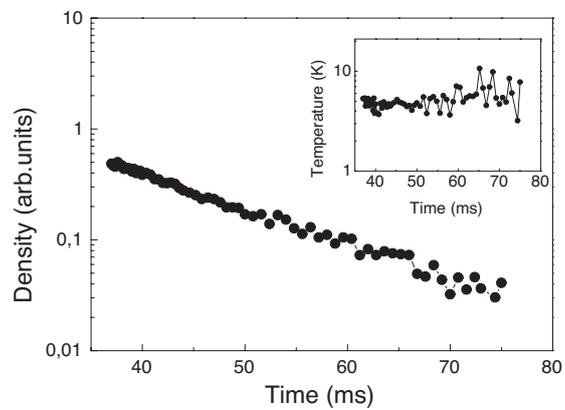


FIG. 7: Measured density decay with buffer gas at 4.2 K. The decay time constant is 13.4 ms. The inset shows the temperature measurement. Due to a high optical density and some laser noise, we could not determine temperatures at earlier times.

# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)