UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

RENATO FERRACINI ALVES

CHAFARIZ ATÔMICO DE Cs 133

São Carlos – SP

2012

RENATO FERRACINI ALVES

CHAFARIZ ATÔMICO DE Cs 133

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

Área de concentração: Física Básica.

Orientador: Prof. Dr. Daniel Varela Magalhães.

Versão Original

São Carlos – SP

2012

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

Ficha catalográfica elaborada pelo Serviço de Biblioteca e Informação IFSC/USP

Alves, Renato Ferracini

Chafariz Atômico de Cs 133./ Renato Ferracini Alves; orientador Daniel Varela Magalhães.-- São Carlos, 2012.
97 p.

Dissertação (Mestrado em Ciência - Área de concentração: Física Básica) – Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo.

1. Padrão de frequência atômico. 2. Relógio atômico. 3. Espectroscopia Ramsey. 4. Césio. 5. Metrologia. I. Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Renato Ferracini Alves

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

Aprovado(a) em: 30.03.2012

Comissão Julgadora

Prof(a). Dr(a). Daniel Varela Magalhães

Instituição: EESC/USP

Dr(a). Guilherme de Andrade Garcia

Instituição: INMETRO/Duque de Caxias

Prof(a). Dr(a). Philippe Wilhelm Courteille

Instituição: IFSC/USP

Aos meus pais.

AGRADECIMENTOS

Foram muitas as pessoas que me ajudaram a realizar essa dissertação, agradeço a todas elas. Deixo aqui minhas desculpas se esqueci de mencionar alguém.

Primeiramente ao Prof. Dr. Daniel, meu orientador, por tudo o que me ensinou durante todos os anos de convivência no laboratório do Chafariz Atômico. Foi muito importante para minha formação trabalhar com um orientador tão multidisciplinar. Seu entusiasmo pelo laboratório é sempre uma motivação para as pessoas que trabalham sobre sua orientação. Além disso, o considero um grande amigo.

Ao Prof. Vanderlei Bagnato, por todo o apoio durante minha graduação e mestrado. Todas as oportunidades que tive antes e depois de me formar se devem em grande parte a ele. Sua paixão pela ciência, enorme produtividade, e energia, foram (e ainda são) uma fonte de inspiração para mim.

Aos meus pais, Leonice e Tadeu, a quem dedico esta dissertação. É muito difícil agradecê-los aqui sem que pareça pouco se comparado com todo o apoio e incentivo que vocês me deram durante toda a minha vida. Muito obrigado!

A minha irmã Mariana, meu cunhado Aaron, e minha querida sobrinha Sophia, por sempre me apoiarem e pela felicidade que vocês me proporcionam sempre que nos encontramos.

Aos meus tios Maria Lúcia e Nivaldo. Vocês são muito importantes pra mim. Obrigado pelo apoio que sempre me proporcionaram, e pelo incentivo para finalizar esta dissertação.

Aos meus tios Leni e Odair. Pela amizade e pelos fins de semana que vocês vieram me visitar aqui em São Carlos.

A Stella, pela amizade e por todos os anos de trabalho árduo no laboratório que com a sua ajuda ficaram muito mais fáceis.

A Aida que me ajudou muito no laboratório do Chafariz Atômico durante minha iniciação científica. O sucesso deste laboratório é, com certeza, em grande parte um legado do seu excelente trabalho.

Aos técnicos do laboratório de eletrônica, João Marcelo, Elizeu, Denis e Leandro, que prestaram um apoio imprescindível para o bom andamento dos experimentos.

Ao professor Tito Bonagamba, por todo o seu auxílio desde os meus tempos de graduação.

A bibliotecária Maria Cristina, pelas revisões bibliográficas e de formatação.

Por último, mas não menos importante, aliás, muito pelo contrário, gostaria de agradecer ao Murilo, meu filho, que embora ainda não consiga ler esses agradecimentos, ele já faz parte da inspiração e motivação para tudo que realizo.

"The scientist imposes two things, namely truth and sincerity.
Imposes then upon himself and upon other scientists."

-Erwin Schrödinger

RESUMO

ALVES, R. F. **Chafariz atômico de Cs 133**. 2012. 97 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2012.

Esta dissertação descreve os recentes desenvolvimentos do Chafariz Atômico localizado no Instituto de Física de São Carlos. Ele consiste de um aparato experimental que provê uma referência de frequência (e tempo) de altíssima precisão. Para conseguir tal qualidade metrológica, esse sistema trava a frequência de um oscilador eletrônico, baseado em um cristal de quartzo, na frequência relativa a uma transição atômica, de uma amostra de átomos resfriados. O átomo utilizado é o ^{133}Cs e a transição utilizada corresponde aos dois níveis hiperfínicos do seu estado fundamental. O ciclo de funcionamento é composto por uma etapa de aprisionamento a laser dos átomos e bombeamento óptico, para que todos os átomos se encontrem num mesmo e determinado nível de energia. Esses átomos são então lançados opticamente contra a gravidade através de uma cavidade de microondas. Em trajetória balística e livre de interferências externas, o conjunto de átomos sofre uma possível mudança de estado, dependendo das características de potência e frequência do sinal de microondas injetado na cavidade. Esta probabilidade de transição é o sinal de erro utilizado para travar em malha fechada o gerador de microondas que alimenta a cavidade. Os melhores resultados obtidos neste experimento foram uma estabilidade de $5 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$ resultante de um sinal com 3Hz de largura a meia altura (FWHM) da franja central. Fizemos também uma avaliação preliminar dos principais deslocamentos de frequência e uma análise de interação espacial dos átomos com o campo de microondas.

Palavras-chave: Padrão de frequência atômico. Relógio atômico. Espectroscopia Ramsey. Césio. Metrologia.

ABSTRACT

ALVES, R. F. **Cs 133 Atomic Fountain**. 2012. 97 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2012.

This paper describes the recent developments of the Atomic Fountain located at the São Carlos Physics Institute. It provides a very high resolution frequency (and time) reference. This is achieved locking an electronic oscillator, based on a quartz crystal, to an atomic resonance of a cold atomic sample. Our laboratory uses the ^{133}Cs atom, using as the referenced transition that corresponds to the two hyperfine energy levels of the ground state. The operating cycle comprises a stage of laser trapping atoms or optical pumping, so that all atoms are within the same atomic state. These atoms are then launched optically against gravity through a microwave cavity. In ballistic trajectory and free from external interference, the set of atoms undergoes a change of state, depending on the power and frequency of the microwave signal injected into the cavity. This transition probability is the error signal used to lock the microwave generator supplying the cavity in a closed loop. The best result obtained in this experiment was a stability of $5 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$ resulting from signal with a 3 Hz half width (FWHM) of the central fringe. We also provide a preliminary assessment of the main frequency shifts and an analysis of spatial interaction of atoms with the microwave field.

Keywords: Atomic frequency standard. Atomic clock. Ramsey spectroscopy. Cesium. Metrology.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1	Ilustração da Franja de Ramsey. Gráfico obtido através da equação 1.1.	28
Figura 2.1	Elementos que constituem um padrão de frequência, e também, um relógio atômico.	31
Figura 2.2	Ilustração dos conceitos de acurácia e estabilidade.	33
Figura 2.3	Quantidades utilizadas para calcular a variância de Allan.	36
Figura 3.1	Princípio do resfriamento Doppler.	40
Figura 3.2	Esquema do resfriamento Sisyphus por gradientes de polarização, em um átomo com $j_g = 1/2$ e $j_e = 3/2$	42
Figura 3.3	Esquema do processo de aprisionamento magneto-óptico (MOT).	44
Figura 3.4	Os dois métodos de interrogação (Rabi e Ramsey) com os seus respectivos gráficos de probabilidade de transição.	51
Figura 3.5	Exemplo de um sinal obtido através do programa de simulação de franjas desenvolvido. .	51
Figura 4.1	Sistema de vácuo do chafariz em corte. Os números a direita das setas representam os passos no ciclo de operação.	53
Figura 5.1	Visão geral do laboratório.	59
Figura 5.2	Seqüência temporal produzida pelo sistema de controle.	60
Figura 5.3	Partes da estrutura mecânica.	61
Figura 5.4	Distribuição espacial da amplitude de campo dentro da cavidade de interrogação. . . .	63
Figura 5.5	Diagrama do sistema laser de diodo em configuração Littrow.	64
Figura 5.6	Funcionamento dos prismas anamórficos.	64
Figura 5.7	Laser de diodo de cavidade estendida e seus elementos.	65

Figura 5. 8	Diagrama óptico da técnica de espectroscopia por absorção saturada.	67
Figura 5. 9	Exemplo do sinal obtido no sistema de absorção saturada e o que ele representa em termos de transições atômicas.	69
Figura 5. 10	Sinal do detector (esquerda) e sinal após <i>lock-in</i> (direita).	69
Figura 5. 11	Esquema eletrônico de travamento do laser.	70
Figura 5. 12	Diagrama óptico do sistema de detecção do chafariz atômico.	71
Figura 5. 13	Sinal de tempo de voo obtido pelo chafariz atômico. A área das curvas é proporcional ao número de átomos no estado correspondente dentro da nuvem atômica.	72
Figura 5. 14	Diagrama da mesa óptica do chafariz atômico (não foram incluídas as lentes).	73
Figura 5. 15	Funcionamento do modulador acusto-óptico.	75
Figura 5. 16	Diagrama de frequências do laser mestre.	75
Figura 5. 17	Diagrama elétrico da cadeia de microondas de interrogação.	78
Figura 5. 18	Ajuste de potência da cadeia de microondas de interrogação.	79
Figura 5. 19	Foto da armadilha magneto-óptica (MOT) do chafariz atômico.	80
Figura 5. 20	Análise do melhor deslocamento de frequência para o MOT.	81
Figura 5. 21	Análise do melhor deslocamento de frequência para o resfriamento sub-Doppler.	82
Figura 5. 22	Gráfico da variância de Allan medida.	83
Figura 5. 23	Gráfico de uma franja de Ramsey obtida com o chafariz atômico.	84
Figura 5. 24	Gráfico da variância de Allan medida.	84
Figura 5. 25	Gráfico das franjas de Ramsey laterais.	85
Figura 5. 26	Ressonância observada no relógio compacto. Pulsos de Ramsey de 1 ms separados por um tempo livre de 8 ms. A largura a meia altura do sinal é de 47Hz.	87

Figura 5. 27	Simulação da franja esperada considerando o movimento relativo dos átomos no perfil de distribuição de campo de micro-ondas dentro da cavidade.	88
--------------	--	----

LISTA DE TABELAS

Tabela 5.1	Tabela da estrutura que compõe o chafariz atômico.	59
Tabela 5.2	Acurácia do Chafariz Atômico.	82
Tabela B.1	Constantes Fundamentais da Física.	95
Tabela C.1	Parâmetros do Átomo de ^{133}Cs	96

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	25
1.1	Introdução histórica.	26
1.2	O Chafariz Atômico.	27
1.3	Resumo da dissertação.	29
2	ASPECTOS GERAIS DE UM PADRÃO DE FREQUÊNCIA.	31
2.1	Caracterização de um oscilador.	32
2.2	Acurácia.	33
2.3	Estabilidade.	35
3	MANIPULAÇÃO DOS ÁTOMOS NO CHAFARIZ.	39
3.1	Resfriamento Doppler.	39
3.2	Resfriamento Sisyphus.	41
3.3	Armadilha Magneto-óptica (MOT)	43
3.4	Interrogação dos átomos (método de Ramsey)	46
3.5	Simulação das franjas de Ramsey.	51
4	O PADRÃO DE FREQUÊNCIA TIPO CHAFARIZ.	53
4.1	Ciclo de operação do chafariz atômico	53
4.2	Preparação dos estados atômicos	56
5	O APARATO EXPERIMENTAL E SEUS RESULTADOS.	59
5.1	Sistema de controle.	60
5.2	Estrutura mecânica.	61
5.2.1	Sistema de vácuo.	62
5.2.2	Cavidade de micro-ondas.	62
5.3	Sistema óptico	63
5.3.1	Lasers de diodo de cavidade estendida.	63
5.3.2	Sistemas de referência por técnica de absorção saturada.	66
5.3.3	Deteccção.	70
5.3.4	Montagem Óptica.	72
5.3.4.1	<i>Laser mestre.</i>	74
5.3.4.2	<i>Laser de rebombeio.</i>	77
5.3.4.3	<i>Laser de detecção.</i>	77

5.4	Cadeia de síntese de micro-ondas.	78
5.5	Desempenho do Chafariz Atômico.	80
5.5.1	Número de átomos aprisionados e temperatura da nuvem.	80
5.5.2	Acurácia do Padrão Compacto de Átomos frios.	82
5.5.3	Estabilidade de Frequência do Padrão Compacto de Átomos Frios.	82
5.6	Novos Resultado.	83
6	APLICAÇÃO DA SIMULAÇÃO DE FRANJAS NO RELÓGIO COMPACTO.	87
7	CONCLUSÃO E PRÓXIMOS OBJETIVOS.	89
	REFERÊNCIAS	91
	APÊNDICE A DIAGRAMA DE ENERGIA DO CS 133.	95
	APÊNDICE B CONSTANTES FUNDAMENTAIS UTILIZADAS.	97
	APÊNDICE C PROPRIEDADES DO ÁTOMO DE CÉSIO 133.	99

1 INTRODUÇÃO

A metrologia de tempo e frequência de alta resolução é um componente importante de algumas aplicações práticas que, embora não sejam abundantes são, sem sombra de dúvidas, essenciais para o mundo moderno, como os sistemas de posicionamento globais. Existem também aplicações em experimentos de física básica, como a pesquisa sobre as possíveis variações das constantes fundamentais, experimento de grandiosa importância para os atuais e futuros modelos cosmológicos (até o momento não foi encontrada evidência desta variação, embora os experimentos estejam cada vez mais precisos) (1,2).

Embora estas aplicações e experimentos sejam muito interessantes, este trabalho não irá focar no que é feito com as medidas precisas de tempo e frequência, mas sim nos equipamentos que possibilitam tais medidas e que geram, na prática, a referência de uma importante unidade, o segundo.

Sabemos que para cada dimensão física existe uma unidade associada a ela, que nos permite fazer asserções quantitativas a seu respeito. Esta escolha de unidades é arbitrária e poderíamos, por exemplo, medir a altura de uma parede em unidades de azulejos. Entretanto, se houvesse a necessidade de outra pessoa saber qual é a altura da parede, e ela tivesse apenas a informação na forma de quantidade de azulejos, seria necessário que ela soubesse qual azulejo foi usado para fazer a medida se quisesse ter uma estimativa real da altura da parede. Ou seja, seria necessário informar quantos azulejos a parede mede de altura, e também, qual o tamanho do azulejo utilizado (um azulejo de referência).

Para facilitar a transmissão de informações quantitativas de várias propriedades físicas são estabelecidos conjuntos de referências públicos, conhecidos como sistemas de unidades, que podem ser utilizados por um conjunto de pessoas de forma a criar um entendimento técnico mais fácil e prático. Nossa intuição física quantitativa está diretamente ligada às unidades que mais utilizamos.

O sistema de unidades internacional (SI), que naturalmente é adotado nesta dissertação, define cada unidade primária, pois algumas derivam de outras, com relação a um parâmetro do mundo material. Para não nos estendermos muito sobre as várias definições de diferentes unidades, e darmos a devida prioridade ao que nos interessa, o SI define o segundo da seguinte forma (3): “O segundo é a duração de 9192631770 períodos da radiação correspondente à transição entre os dois níveis hiperfinos do estado fundamental do átomo de ^{133}Cs .” Portanto, a dimensão tempo tem uma unidade de medida definida em uma transição

atômica, uma referência muito mais precisa que a anterior, que era a fração de $1/86400$ do dia solar médio. Essa definição se deu em Paris, ano de 1967, no décimo terceiro CGPM (*Conférence Générale des Poids et Mesures*). Ora, alguém pode se perguntar, como uma dimensão como o segundo pode ser definida como a diferença de energia entre dois estados atômicos? Isto não parece nem um pouco prático. E realmente não é. Para tornar útil esta referência, que define a escala do segundo, precisamos de um sistema chamado padrão de frequência.

Há alguns anos o Grupo de Óptica do Instituto de Física de São Carlos começou a trabalhar para desenvolver essa tecnologia no Brasil. Os primeiros esforços foram para realizar um relógio atômico a feixe térmico bombeado a laser (4-7). Esse projeto foi realizado com sucesso e deu a motivação necessária para continuação das pesquisas focando um novo projeto, de vanguarda na época, que era a realização de um padrão de frequência atômico do tipo chafariz (*atomic fountain* em inglês), sistema de complexidade muito superior ao primeiro (8-11). Embora atualmente os relógios ópticos sejam o chamariz da comunidade internacional, e representem a maior parte das publicações internacionais relacionadas a padrões de frequência, o chafariz atômico ainda tem um papel fundamental nos melhores grupos de pesquisa internacionais que desenvolvem ciência neste campo de metrologia, e continua a ser um desafio tecnológico dominado por poucos países. Dito isto, esta dissertação descreve a construção e as melhorias recentes do chafariz de átomos frios de ^{133}Cs brasileiro, e também discute alguns resultados obtidos em um relógio compacto baseado em átomos frios, também do mesmo grupo de pesquisa (12).

1.1 Introdução histórica

As primeiras idéias relativas à construção de um Chafariz Atômico são atribuídas a Zacharias (13) que, com o objetivo de aprimorar os relógios atômicos de sua época, propôs a construção de um sistema baseado em um feixe térmico vertical, aumentando o intervalo de tempo entre as duas zonas de Ramsey de espectroscopia magnética nuclear. Tal proposição acabou por se mostrar impraticável naquele tempo. Entretanto, no final dos anos 80, com o aperfeiçoamento das técnicas de resfriamento e aprisionamento de átomos por lasers, a proposta do Chafariz Atômico tornou-se viável novamente (14,15).

Atualmente vários países possuem chafarizes atômicos (16), utilizando-os para importantes experimentos em física atômica e molecular e metrologia (17,18). Em alguns desses países há também o aperfeiçoamento de sistemas desse tipo tendo em vista sua utilização como um padrão primário de tempo e de frequência.

Embora nosso sistema pretenda ser um padrão operacional de frequência, contribuindo conjuntamente com outros Chafarizes Atômicos (de outros países) para a precisão das coordenadas de tempo internacionais, como o TAI e o UTC, ele se apresenta também como um excelente laboratório para medições de grande precisão. Aliás, o contínuo desenvolvimento do limite de precisão e estabilidade dos padrões atômicos de frequência visa principalmente a realização de experimentos no âmbito da física básica, já que excedem em ordens de grandeza as necessidades tecnológicas atuais.

1.2 O Chafariz Atômico

Um chafariz atômico é um sistema capaz de realizar o método de espectroscopia de Ramsey de campos separados em átomos frios (15,16,19), seguindo a idéia de lançamento balístico dos átomos proposta por Zacharias. O procedimento básico realizado é descrito a seguir.

Primeiramente os átomos são aprisionados e resfriados em um sistema de vácuo. Depois são lançados verticalmente, todos em praticamente um só nível do estado fundamental (o nível utilizado para a transição óptica de aprisionamento), com uma velocidade inicial de alguns m/s. Durante o vôo balístico a nuvem de átomos passa pela mesma cavidade de microondas duas vezes (subida e descida), sofrendo em cada passagem um pulso de $\pi/2$ (13,20,21). No final do ciclo, os átomos passam por uma região de detecção, onde interagem com feixes transversais ao seu movimento e produzem sinais de fluorescência, proporcionais à população de cada um dos níveis do estado fundamental. Desses sinais coletados se extrai a probabilidade de transição em função da frequência de microondas injetada.

O gráfico da frequência na cavidade de interrogação, pela população que sofre a transição de estado é chama franja de Ramsey. A equação que descreve esta probabilidade é dada por (20,21):

$$P_{Ramsey}(\nu) = \frac{1}{2} \sin^2(\Omega\tau) \{1 + \cos[2\pi(\nu - \nu_{at})T]\}, \quad (1.1)$$

onde τ é o tempo que o átomo demora para passar pela cavidade e T é o tempo de voo livre entre os pulsos de microondas. A quantidade Ω é a frequência de Rabi $\mu_B B / \hbar$. A frequência de ressonância dos átomos é ν_{at} , dada por:

$$\nu_{at} = \frac{E_{4,0} - E_{3,0}}{h}, \quad (1.2)$$

sendo $E_{4,0}$ e $E_{3,0}$ as energias dos autoestados $|F = 4, m_F = 0\rangle$ e $|F = 3, m_F = 0\rangle$, respectivamente.

Figura 1.1 – Ilustração da Franja de Ramsey. Gráfico obtido através da equação 1.1.

A largura do pico central a meia altura (FWHM - Full width on Half Maximum) é dada por $\delta\nu_{Ramsey} \approx \frac{1}{2T}$. Portanto, como o tempo de trânsito T entre os pulsos de microondas está diretamente relacionado com a altura de lançamento, quanto maior esta altura menor é a largura de linha do pico central.

O padrão atômico funciona escravizando um oscilador local no pico central da franja, desta forma assegurando que o oscilador possui uma frequência igual à de ressonância atômica dos níveis hiperfinos do ^{133}Cs , que é a base da definição do segundo. Quando nos referimos a um padrão como sendo primário, queremos dizer que ele usa essa transição como referência. Atualmente existem padrões que utilizam outras espécies atômicas, entretanto nosso grupo optou por um padrão primário, tendo em vista uma possível contribuição para as coordenadas de tempo internacionais.

A frequência resultante deste travamento pode ser descrita como:

$$\nu = \nu_0[1 + \varepsilon + y(t)] \quad (1.3)$$

Nesta equação ν_0 representa a frequência atômica não perturbada. O deslocamento ε é devido a vários fenômenos físicos e imperfeições nos instrumentos. A incerteza da medida de ε determina a exatidão do padrão. Já a flutuação $y(t)$ determina a estabilidade do Chafariz Atômico, sendo que $\langle y(t) \rangle = 0$. Tanto a incerteza da medida como a sua estabilidade serão abordadas com mais detalhes no próximo capítulo.

Antes de continuarmos, gostaria de esclarecer para o leitor a diferença entre relógios atômicos e padrões de frequência atômicos (*atomic clocks* e *atomic frequency standards*). Esses dois termos são muito comuns na literatura, mas não representam exatamente a mesma coisa. Para constituir um relógio, a arquitetura necessária é composta de uma fonte de frequência (precisa e estável) e um contador para marcar a passagem do tempo. Nos laboratórios experimentais de metrologia não se tem a necessidade de fazer a contagem das oscilações, ou seja, do tempo, as medidas são realizadas diretamente no sinal de frequência. Por isso a denominação mais adequada para descrever o nosso aparato experimental é padrão de frequência atômico. Utilizaremos apenas padrão de frequência, por razão de simplicidade.

1.3 Resumo da dissertação

No capítulo 2 desta dissertação serão abordados aspectos gerais de um padrão de frequência, assim como os métodos para avaliar a acurácia e a precisão do sistema. No

capítulo 3 alguns tópicos de física de padrões de frequência de átomos frios serão abordados. Descreveremos o resfriamento, captura, e manipulação dos átomos utilizando luz coerente, e também os métodos de interrogação. No capítulo 4 será descrito o ciclo de operação de um chafariz atômico. Já no capítulo 5 o nosso aparato experimental será descrito. No capítulo 6 será apresentado o resultado de um modelo computacional que foi utilizado para explicar os dados de um padrão de frequência compacto, também do nosso grupo de pesquisa. Finalmente, no capítulo 7 será feita a conclusão da dissertação e serão apresentados os objetivos futuros do laboratório do chafariz atômico.

2 ASPECTOS GERAIS DE UM PADRÃO DE FREQUÊNCIA

O que é um padrão de frequência? Padrão de frequência, no que diz respeito a esta dissertação tem o significado de um oscilador muito preciso realimentado por uma malha de controle que utiliza uma referência atômica.

Um oscilador irá gerar um sinal elétrico (pois o aparato experimental utiliza instrumentação eletrônica) que de alguma forma é submetido à comparação com uma transição atômica. O aparato experimental gera um sinal de erro produzido pela diferença entre o oscilador e a referência. Este sinal de erro realimenta o oscilador fechando a malha de controle. A saída do oscilador é o sinal do padrão de frequência para as aplicações.

Esta é uma descrição simplificada de uma malha de controle que trava o padrão de frequência na transição atômica dele. Como já mencionado no final da introdução, para obter um relógio atômico basta colocar um contador na saída do oscilador e usar um dispositivo para mostrar essa contagem.

Figura 2.1 – Elementos que constituem um padrão de frequência, e também, um relógio atômico.

Nos padrões de microondas normalmente o sinal é produzido eletronicamente por um oscilador de altíssima precisão (no caso de padrões ópticos este oscilador é substituído por um laser de fator de qualidade extremamente elevado). O sinal produzido pelo oscilador excita um modo eletromagnético em uma cavidade de microondas e os átomos passam por essa cavidade, onde idealmente irão sofrer uma transição de estado. O ponto ótimo do padrão de frequência é quando ocorre o máximo de transição na amostra atômica. Os desvios em relação ao ponto máximo da curva são utilizados como sinal de realimentação da malha de controle,

alterando a frequência do oscilador de forma que ela esteja sempre próxima do máximo da curva. Desta forma se obtém o travamento do oscilador na transição atômica de referência.

Vale dizer aqui que este sistema descrito, que respeita o diagrama da figura 2.1, se refere a um padrão de frequência passivo. Existem, no entanto, padrões de frequência ativos que atingem precisões muito grandes, principalmente em curtos períodos de integração, como o Maser Ativo de Hidrogênio.

2.1 Caracterização de um oscilador

Os parâmetros que normalmente são utilizados para caracterizar um oscilador são: acurácia e precisão (estabilidade).

Para entendermos melhor esses dois conceitos podemos fazer uma analogia. Imagine um arqueiro em um estande de tiro. Ele prepara-se e dispara cinco flechas no alvo, mirando obviamente o centro deste. Se todas as flechas acertaram o centro do alvo, podemos dizer que os disparos foram precisos e acurados; se as flechas se espalharam pelo alvo, mas ficam na média em torno do centro, então, estes disparos foram, em média, acurados, mas não foram precisos; já, se todas as flechas ficaram muito próximas umas das outras, mas todas ficaram deslocadas do centro do alvo, dizemos que os disparos foram precisos, mas não tiveram acurácia. Se o arqueiro não conseguir colocar as flechas próximas umas das outras e, além disso, a média das distâncias das flechas para o centro do alvo não for próxima de zero, então, este arqueiro não apresenta nenhuma das duas qualidades que estamos analisando.

Um sinal elétrico que varia em relação ao tempo também pode ser analisado desta forma. O sinal do oscilador será avaliado, em nosso caso, com relação à sua frequência de oscilação. Assim, todas as possíveis variações em torno do valor central de frequência levam à determinação da acurácia e da estabilidade deste oscilador.

Figura 2.2 – Ilustração dos conceitos de acurácia e estabilidade.

Voltando para a analogia com um arqueiro podemos procurar saber os motivos da falta de estabilidade e acurácia. Se por exemplo nosso atirador estivesse fraco e tremendo, isto poderia explicar muito satisfatoriamente o fato dos disparos terem sido dispersos. Se, imaginarmos agora que a mira do arco que foi utilizado não estava calibrada de forma correta, esta poderia ser a explicação para a falta de acurácia. Da mesma forma podemos examinar os motivos que levam a falta de acurácia e estabilidade em um padrão de frequência. Normalmente os problemas de estabilidade estão relacionados com o sistema que está interrogando os átomos, e a acurácia está relacionada com o quão bem conseguimos isolar ou corrigir as perturbações do meio na transição atômica de referência.

2.2 Acurácia

A acurácia de um padrão é determinada pela incerteza no desvio entre o valor médio de frequência medido pelo sistema e o valor ideal, ou seja, o deslocamento de frequência, correspondente a um ambiente livre de qualquer perturbação. Podemos analisar este problema através da equação 1.3. Existe nela um termo (ϵ) que representa o erro sistemático entre a frequência observada e a frequência ideal. Tal deslocamento de frequência (ϵ) possui diversos componentes (ϵ_i) causados por fenômenos físicos, como colisões atômicas, radiação de corpo-negro, etc. Podemos avaliar cada um desses desvios com um certo grau de certeza, que

resultam em incertezas associadas aos efeitos ditos sistemáticos. O deslocamento total de frequência pode ser escrito como:

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^N (\varepsilon_i \pm \sigma_i) , \quad (2.3)$$

Desta forma a exatidão do padrão é dada por:

$$\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^N \sigma_i^2} , \quad (2.3)$$

Os principais efeitos que deslocam a frequência em um chafariz atômico são [(BIZE, 2001)]:

Efeito Zeeman de segunda ordem: Ligado à aplicação do campo magnético na região de interrogação. Apesar de trabalhar com o sub-nível Zeeman menos sensível ($mf = 0$) e ainda em regime de campo magnético baixo, a frequência de transição sofre um deslocamento dado por:

$$\Delta\nu = K_z^{(2)} B^2 , \quad (2.3)$$

onde $K_z^{(2)}$ é uma constante que para o Cs vale $427,45 \times 10^8 \text{HzT}^{-2}$, o índice (2) indica o termo de segunda ordem, e B é o campo magnético na região de interrogação. Para a determinação desse deslocamento deve ser medido, em regimes de campos baixos, o valor do campo magnético através do deslocamento das transições de $mf \neq 0$ com a variação de altura de lançamento. A incerteza associada à determinação do valor de se propaga até a incerteza na determinação do deslocamento.

Efeito de radiação de corpo negro: Deslocamento de frequência causado pelo acoplamento dos átomos com o campo eletromagnético de radiação de corpo negro produzido no ambiente da zona de interrogação. Apesar de induzir deslocamentos de segunda ordem tanto por efeito Zeeman como por efeito Stark, apenas este último é predominante, sendo o deslocamento dado por:

$$\Delta\nu = K_{BB} \left(\frac{T}{300} \right)^4 \left[1 + \xi \left(\frac{T}{300} \right)^2 \right], \quad (2.3)$$

onde T é a temperatura ambiente considerada, e K_{BB} e ξ são constantes para cada um dos átomos considerados. A incerteza na determinação desses valores é desconsiderada, principalmente tendo em vista que o erro na determinação de T é da ordem de 1K, sendo o fator preponderante para a incerteza do deslocamento.

Efeito de colisões frias e *cavity pulling* (22,23): Deslocamentos de frequência relacionados a quantidade de átomos na amostra interrogada no ciclo de funcionamento. O efeito de colisões frias é induzido por interações entre os átomos da nuvem, enquanto que o efeito de *cavity pulling* é devido a uma interferência entre o campo irradiado pelos momentos de dipolos magnéticos dos átomos da nuvem com o campo da cavidade de interrogação. Tal interferência causa uma perturbação na fase do campo de microondas, deslocando a frequência aplicada pelo sintetizador com relação ao que é realmente experimentado pelos átomos. Apesar de parecerem pequenos efeitos, no caso de padrões de frequência isso pode ser observado.

2.3 Estabilidade

A estabilidade do padrão atômico representa flutuações de frequência, dependentes do tempo, em torno do seu valor médio. Os limites de estabilidade de um padrão de frequência são determinados por flutuações de natureza puramente aleatória ou sistemática, sendo essas últimas associadas aos deslocamentos de frequência citados na seção anterior. A medida de estabilidade é normalmente tomada como a variância em torno do valor de frequência normalizada do padrão. A fórmula mais comum para descrever essa variância em padrões passivos é:

$$\sigma_y(\tau) = (S/N)^{-1} \frac{\eta}{Q_{at}\sqrt{\tau}}, \quad (2.3)$$

onde S/N é a relação sinal ruído, τ é o tempo considerado para a integração de medidas sucessivas, $Q_{at} \equiv \nu_0/\delta\nu_{Ramsey}$ é o fator de qualidade atômica, e η é um fator numérico da ordem da unidade, dependente da forma da linha de ressonância e de como é realizado o travamento.

Da fórmula acima, podemos concluir que para diminuirmos a variância devemos aumentar a relação sinal ruído da medida, ou o fator de qualidade atômica. Este último aumenta-se lançando a maiores alturas, o que pode ser feito até o limite imposto pelo sistema físico, ou aumentando-se a frequência de referência (como é o caso de sistemas de transições ópticas). Já o aumento da relação sinal ruído, implica na consideração de diversos fatores.

Em osciladores reais tanto a frequência quanto a amplitude do sinal flutuam. O problema é que eles fazem isso de uma forma bem menos comportada do que o que foi analisado até agora. Diversos fenômenos físicos, que não podem ser controlados, geram flutuações de fase e amplitude de forma irregular, mesmo nos melhores osciladores. As principais fontes de ruído no chafariz atômico são: ruído da cadeia de microondas, ruído no sistema de detecção, e os ruídos quânticos (ruído de projeção quântica e *atomic shot noise*). Como não podemos descrevê-las analiticamente, precisamos utilizar métodos estatísticos para medir tais flutuações.

A maneira mais utilizada para calcular e avaliar a estabilidade de um padrão atômico é através da variância de Allan (24,25).

Figura 2.3 – Quantidades utilizadas para calcular a variância de Allan.

$$\sigma_y^2(\tau) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2(N-1)} \sum_{k=1}^{N-1} (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2, \quad (2.6)$$

onde

$$\bar{y}_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t) dt, \quad (2.6)$$

Com a utilização da variância de Allan podemos discriminar vários tipos diferentes de ruídos estatísticos no sinal do padrão de frequência, auxiliando no diagnóstico de possíveis limitantes a estabilidade do sistema.

3 MANIPULAÇÃO DOS ÁTOMOS NO CHAFARIZ

A proposta do chafariz atômico, feita por Zacharias (ver capítulo 1) só foi possível após surgirem técnicas de manipulação óptica dos átomos. Com elas é possível resfriar e aprisionar uma amostra atômica por meio de feixes lasers. Este capítulo irá descrever o conjunto destas técnicas que são utilizadas no chafariz atômico.

Este capítulo também descreverá a técnica de Ramsey de interrogação atômica, responsável por produzir o sinal de erro para o sistema que corrige a frequência do oscilador.

3.1 Resfriamento Doppler

É possível, com a configuração correta de feixes lasers, criar um meio viscoso para o deslocamento de um átomo. Este fenômeno foi primeiramente observado em 1985 (26,27).

Este tipo de sistema não consegue realizar o confinamento dos átomos, entretanto ele consegue desacelerá-los e, desta forma, pode reduzir a temperatura de uma amostra atômica. O efeito é produzido por forças de pressão de radiação, que advém do espalhamento da radiação eletromagnética por meio do processo de excitação eletrônica do átomo.

Vamos considerar primeiramente um modelo unidimensional. Pode-se imaginar um feixe laser com uma frequência próxima de uma transição atômica mas deslocada um pouco para o vermelho, incidindo sobre um átomo. A princípio, se o átomo estiver em repouso, ele não irá espalhar a radiação do laser, ou seja a sua secção de choque para a radiação será praticamente nula. Entretanto, se o átomo começar a se mover em direção ao feixe, ele verá a frequência do laser mais próxima da sua ressonância devido ao efeito Doppler. Desta forma a secção de choque de espalhamento do átomo começará a aumentar.

O espalhamento da luz neste caso cria uma força resultante contrária à direção de propagação do feixe laser. Analisemos o processo que leva a este efeito, que é composto pela absorção da radiação e emissão espontânea. A emissão espontânea é isotrópica, ou seja, pode ocorrer em qualquer direção, o que resulta, após várias emissões, em uma troca de momento nula entre os fótons emitidos e o átomo. Já a absorção da luz ocorre em apenas uma direção e sentido, produzindo uma transferência de momento para o átomo na mesma direção e sentido

da propagação do feixe laser (e contaria a sua velocidade). O resultado é a soma destes dois processos e o átomo que se move em direção ao feixe irá desacelerar.

Cada processo de transferência de momento por absorção de um fóton transfere a seguinte quantidade de momento para o átomo (que corresponde ao momento do fóton antes do processo de absorção):

$$M\vec{v}_r = -\hbar\vec{k}, \quad (3.1)$$

onde M é a massa do átomo, $\vec{v}_r$ sua velocidade de recuo, $\hbar$ é a constante de Planck dividida por 2π , e $\vec{k} = 2\pi/\lambda$ é o vetor de onda da luz incidente, onde λ é o comprimento de onda.

Figura 3.1 – Princípio do resfriamento Doppler.

Podemos analisar as ordens de grandeza desse processo. O comprimento de onda da luz é da ordem de $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$. A velocidade de recuo é da ordem de $v_r \sim 5 \times 10^{-3} \text{ m/s}$. Os átomos estão a temperatura ambiente, portanto deslocam-se na ordem de $v_{\text{at}} \sim 200 \text{ m/s}$. Podemos então estimar quantas interações são necessárias para reduzir a velocidade do átomo a zero, resultando em $v_{\text{at}}/v_r \sim 100.000$ ciclos. Dado que o tempo de vida dos estados excitados nestes casos é da ordem $\tau = \frac{1}{\Gamma}$, onde $\Gamma \sim 2\pi \cdot 5,3 \text{ MHz}$, portanto $\tau \sim 30 \text{ ns}$. Os átomos seriam colocados de sua velocidade padrão para o repouso absoluto em aproximadamente 3 ms . Entretanto existe um limite para o quanto a velocidade dos átomos pode ser reduzida por essa técnica.

O processo descrito nesta secção consegue desacelerar os átomos até o limite Doppler, como é chamado, o que corresponde a uma velocidade $v_D \sim 30 \text{ cm/s}$. Este limite está relacionado com a largura de linha natural da transição atômica Γ , podemos descrevê-lo como um limite na temperatura do sistema, considerando $\frac{1}{2}k_B T = \langle E_k \rangle$:

$$T_D \equiv \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}, \quad (3.2)$$

tipicamente os valores de temperatura limite por efeito Doppler T_D são de algumas centenas de μK .

3.2 Resfriamento Sisyphus

Sabemos agora que se o modelo que explica a redução de temperatura, descrito na secção anterior, estiver completo os átomos poderão ser resfriados apenas até o limite Doppler T_D . Isto era o que todos pensavam até medirem a temperatura de amostras de átomos frios por resfriamento a laser e descobrirem que valores de temperatura muito menores do que o limite Doppler e ficar explícito que este modelo não contemplava todos os aspectos do problema. Surgiu então um modelo para explicar estas temperaturas inesperadamente pequenas, cujos autores do receberam o prêmio Nobel em parte por este trabalho (28). Este modelo foi chamado de resfriamento Sisyphus, e se baseia em variações de potencial espacialmente distribuídas na armadilha, de forma que os átomos tenham que subir e descer estes potenciais quando se deslocam.

O nome Sisyphus remete a uma lenda da mitologia grega (29), onde o rei Sisyphus, após tentar enganar os deuses, é condenado por Zeus a levar uma enorme pedra até o cume de uma montanha. Como a pedra sempre cai de volta à base da montanha antes que ele cumpra a tarefa, ele é obrigado a carregar a pedra para cima da montanha indefinidamente. No caso dos átomos que se movem em um potencial que varia no espaço, algo análogo acontece com eles.

Vamos considerar primeiramente um caso simples (28,30), novamente unidimensional, para depois generalizar o efeito. Existem várias configurações possíveis de sistemas que podem gerar o efeito Sisyphus, entretanto vamos analisar uma em especial para expor melhor o mecanismo por traz deste tipo de resfriamento. Um sistema muito comum encontrado na literatura é no caso de dois feixes contrapropagantes com polarizações lineares cruzadas $\hat{lin} \perp \hat{lin}$, e um átomo com $j_g = 1/2$ e $j_e = 3/2$ sujeito a este campo.

Nesse sistema irá surgir um gradiente de polarização por meio da interferência dos dois feixes lasers. Teremos uma variação de polarização linear, para σ_+ , para linear

novamente, mas perpendicular com a primeira, para σ_- , e assim por diante com uma periodicidade de $\lambda/2$.

O átomo considerado possui dois sub-níveis $M_g = +1/2$ e $M_g = -1/2$ do estado fundamental. Estes dois sub-níveis sofrem um deslocamento de energia devido ao campo eletromagnético dos lasers. Entretanto este deslocamento de energia varia com a polarização da luz (o deslocamento depende dos coeficientes de Clebsch-Gordan (30)), e é diferente para cada um destes dois sub-níveis. Por exemplo, para a polarização σ_+ o estado $M_g = +1/2$ sofre um deslocamento negativo, enquanto o estado $M_g = -1/2$ sofre um deslocamento positivo. Vamos supor o exemplo da figura 3.2, onde um átomo no estado $M_g = +1/2$ começa se deslocar a partir da coordenada zero para a posição $\lambda/4$. Durante este deslocamento a energia do seu estado de energia aumenta e quando chega à posição $\lambda/4$ a radiação, com polarização σ_- , o transfere para o estado $M_g = -1/2$ de menor energia. O átomo continua a trajetória para a posição $\lambda/2$ e novamente ele precisa gastar energia cinética para vencer um potencial crescente. Chegando à posição $\lambda/2$ a radiação com polarização σ_+ transfere o átomo para o estado $M_g = +1/2$. E assim por diante. Ou seja, o átomo está sempre subindo um potencial de energia, e faz isso com o dispêndio de sua energia cinética. Obviamente esse sistema conserva energia. A energia cinética do átomo se dissipa através da radiação. Isto ocorre, pois a frequência da luz emitida é sempre maior do que a absorvida. O fato do átomo estar sempre subindo um potencial é que gerou a analogia entre este modelo atômico e a mitologia de Sisyphus.

Figura 3.2 - Esquema do resfriamento Sisyphus por gradientes de polarização, em um átomo com $j_g = 1/2$ e $j_e = 3/2$.

Para sistemas em três dimensões os gradientes de campo não são tão bem comportados, entretanto eles existem, e podem gerar o resfriamento Sisyphus de forma

análoga à descrita nesta secção. Este é o caso da armadilha magneto-óptica que será descrita a seguir.

3.3 Armadilha magneto-óptica (MOT)

A armadilha de átomos neutros mais comum utiliza uma configuração de lasers circularmente polarizados junto com um gradiente de campo magnético para realizar o aprisionamento atômico. Esta armadilha foi demonstrada primeiramente em 1987 (31). Para o melhor entendimento dos princípios de funcionamento desta armadilha é útil fazermos uma análise em uma dimensão, e depois estendermos o conceito para um sistema tridimensional. Nesta análise vamos considerar os átomos como sendo da família 1A (alcalinos).

Imaginemos um átomo com $j_g = 0$ e $j_e = 1$. Este átomo, se submetido a um campo magnético, possui três níveis Zeeman que podem ser excitados eletromagneticamente e cada transição é acessada por uma das três polarizações. Se o gradiente de campo magnético for constante, os níveis de energia do átomo se comportarão como o esquema da figura 3.3. Devido ao deslocamento Zeeman, o estado excitado com $M_e = +1$ aumenta de energia para $B > 0$, enquanto o estado com $M_e = -1$ tem a energia diminuída.

Além do campo magnético, incide sobre os átomos, um par de feixes laser colineares, que se propagam em sentidos opostos e também com polarização circular oposta, como indica a figura 3.3. A frequência deste par de feixes é deslocada para o vermelho da transição atômica não perturbada por um valor δ .

Figura 3.3 - Esquema do processo de aprisionamento magneto-óptico (MOT).

O funcionamento da armadilha é relativamente simples. Quando o átomo encontra-se fora do centro da armadilha, podemos usar como exemplo o ponto z' da figura 3.3, sua seção de choque aumenta para a radiação que o “empurrará” para o centro da armadilha. No caso particular do átomo na posição z' , o nível de energia $M_e = -1$ está mais próximo da energia do laser do que o nível $M_e = +1$, portanto o átomo irá espalhar mais o feixe com polarização σ_- do que o feixe com polarização σ_+ . Desta forma irá surgir uma força resultante que faz com que o átomo se mova para o centro da armadilha.

Obviamente o sistema com que trabalhamos é um pouco mais complexo. Para começar o átomo não é tão simples, no caso do ^{133}Cs temos os sub-níveis $F_g = 4$ e $F_e = 5$ (a transição de aprisionamento é $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$, como será explicado no capítulo 5). A armadilha magneto-óptica funciona desde que $F_e = F_g + 1$ (30). Nestes átomos mais complexos existirão sub-níveis também no estado fundamental que está sendo utilizado pela armadilha. Entretanto os átomos são opticamente bombeados para um ciclo fechado de transições que permitem o correto funcionamento da armadilha. Por exemplo, o feixe com a polarização σ_+ irá bombear opticamente os átomos para o sub-nível do estado fundamental $M_g = +F_g$ que formará um ciclo fechado com a transição $M_e = +F_e$.

Existe ainda outro fator que pode complicar um pouco mais a armadilha. O átomo pode possuir mais de um estado fundamental F'_g , como é o caso do ^{133}Cs . A princípio isto não deveria ser importante, pois a regra de seleção $\Delta F = 0, \pm 1$ não permite que o estado $F_e = I + J$ decaia para o estado $F'_g = I - S$. Entretanto existe um estado atômico excitado $F'_e = F_g$ próximo da transição $F_e = F_g + 1$, no caso do ^{133}Cs esta separação é de

aproximadamente 251 MHz, que sofrem uma pequena taxa de excitação pelos lasers de aprisionamento. O problema é que os átomos no estado F'_e podem decair para o estado F'_g e, se este for o caso, esses átomos não irão mais interagir com os lasers de aprisionamento. Este processo constitui um canal de fuga dos átomos para fora da armadilha, que a impede de funcionar efetivamente. Para solucionar este problema é utilizado um laser chamado rebombeio. Este laser fica ressonante com a transição $F'_g \rightarrow F'_e$ permitindo que os átomos no estado F'_g possam ser excitados pelo laser de rebombeio e decaiam eventualmente (aproximadamente 50% de chance por interação) para o estado F_g , voltando a interagir com os lasers de aprisionamento.

Neste sistema tanto o confinamento espacial pelo deslocamento Zeeman como o resfriamento Doppler atuam nos átomos. Para deslocamento (Zeeman e Doppler) pequenos se comparados com δ , a força de restauração da armadilha pode ser escrita com termos separados para cada efeito.

$$\vec{F} = -\beta\vec{v} - \kappa\vec{r}, \quad (3.3)$$

onde o coeficiente de amortecimento β vem do efeito Doppler e:

$$\kappa = \frac{\mu' A}{\hbar k} \beta, \quad (3.4)$$

é a constante de mola do sistema, onde $\mu' \equiv (g_e M_e - g_g M_g) \mu_B$ é o momento magnético efetivo da transição, A é o gradiente de campo magnético, k é o vetor de onda da radiação, $\hbar$ é a constante de Planck dividida por 2π .

A equação da força da armadilha 3.3 descreve um oscilador harmônico amortecido. O coeficiente de amortecimento é:

$$\Gamma_{\text{MOT}} = \beta/M, \quad (3.5)$$

e a frequência de oscilação é dada por:

$$\omega_{\text{MOT}} = \sqrt{\kappa/M}. \quad (3.6)$$

Para gradientes de campo magnético da ordem de $A \approx 10 \text{ G/cm}$, a frequência de oscilação é da ordem de alguns KHz, o que é bem menor que a frequência característica de amortecimento, que é de algumas centenas de KHz. Portanto o sistema de aprisionamento magneto-óptico (MOT) funciona como um sistema super amortecido para os átomos.

Esta análise foi feita levando em conta um sistema unidimensional. Entretanto o sistema é de fato tridimensional, com três pares de feixes ortogonais. De qualquer forma, princípio da armadilha funciona exatamente da mesma maneira para as demais dimensões.

Em uma armadilha tridimensional, não existem campos de luz bem comportados como teríamos em uma dimensão. Entretanto, na região de encontro dos feixes existem gradientes de polarização, o que leva a deslocamentos de energia induzidos por luz, distribuídos espacialmente pela região de aprisionamento. Este fato induz o resfriamento Sisyphus, portanto, a temperatura no MOT chega a ser menor do que a temperatura limite por efeito Doppler.

3.3 Interrogação dos átomos (método de Ramsey)

O processo que chamamos de interrogação dos átomos, onde sujeitos a uma radiação eletromagnética eles apresentam uma probabilidade de mudar de estado, pode ser analisado em vista de uma transição atômica de dois níveis. Ou seja, iremos considerar que existem apenas os níveis da transição de referência atômica. Esta transição, mencionada anteriormente, é a transição do estado $|F = 3, m_F = 0\rangle$ para o estado $|F = 4, m_F = 0\rangle$ do átomo de ^{133}Cs .

A princípio, considerar apenas dois estados de transição pode não parecer uma boa aproximação. Entretanto, o Chafariz Atômico possui um campo estático chamado C-Field que levanta a degenerescência dos estados $\Delta F = \pm 1, \Delta m_F = 0$, fazendo como que as frequências de ressonância se distanciem no espectro de frequência. Conseqüentemente, se a frequência da radiação estiver próxima de uma das transições atômicas as outras terão probabilidade praticamente zero de ocorrer. Esta é a justificativa desta aproximação ser válida.

Podemos escrever a matriz de densidade de probabilidade para dois estados atômicos como:

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{3,3} & \rho_{3,4} \\ \rho_{4,3} & \rho_{4,4} \end{pmatrix}. \quad (3.7)$$

Para facilitar a notação serão utilizados $|3\rangle$ e $|4\rangle$ para se referir aos estados $|F = 3, m_F = 0\rangle$ e $|F = 4, m_F = 0\rangle$ respectivamente. Iremos assumir que as energias desses dois estados são E_3 e E_4 . Podemos então associar a diferença de energia dos estados atômicos com a frequência angular da transição hiperfina não perturbada ω_0 , a relação fica: $E_4 - E_3 = \hbar\omega_0$, onde $\hbar$ é a constante de Planck dividida por 2π . Portanto, em um sistema de dois estados atômicos sem perturbação o hamiltoniano pode ser escrito como:

$$\mathcal{H}_0 = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \omega_0 & 0 \\ 0 & -\omega_0 \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

este hamiltoniano considera que a origem das energias está em $\frac{E_4 + E_3}{2}$.

O chafariz atômico de ^{133}Cs utiliza um sinal de microondas para realizar a interrogação atômica. Portanto vamos considerar a descrição matemática abaixo para representar este campo.

$$B_z(t) = B \cos(\omega t + \phi) = \frac{B}{2} (e^{i(\omega t + \phi)} + e^{-i(\omega t + \phi)}) , \quad (3.9)$$

A interação do momento magnético atômico pode ser representada pela matriz densidade (20,21) e podemos ver que agora surgem elementos na matriz que podem levar os átomos de um auto-estado para outro.

$$\mathcal{H} = \hbar \begin{pmatrix} \omega_0/2 & be^{-i(\omega t + \phi)} \\ be^{i(\omega t + \phi)} & -\omega_0/2 \end{pmatrix} + \hbar \begin{pmatrix} \omega_0/2 & be^{i(\omega t + \phi)} \\ be^{-i(\omega t + \phi)} & -\omega_0/2 \end{pmatrix}, \quad (3.10)$$

onde b é frequência de Rabi dada por:

$$b = \frac{1}{2\hbar} \mu_B B (g_J + g_I) \cong \frac{\mu_B B}{\hbar} \quad (3.11)$$

e μ_B é o magnéton de Bohr. Para validar a aproximação acima basta verificar os valores dos fatores de Landé. Primeiramente o fator para o núcleo é ordens de grandeza menor do que o fator eletrônico. Já que $g_J = 2,002540$ estamos considerando $(g_J + g_I) \cong 2$.

Nosso objetivo é analisar a evolução temporal dos estados atômicos. Para isso devemos analisar a seguinte equação (20,21):

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}, \rho] . \quad (3.12)$$

Se resolvermos esta equação chegaremos as seguintes relações matemáticas:

$$\begin{cases} \rho_{4,3} = \frac{1}{2} (a_1(t) + i a_2(t)) e^{-i\omega t} \\ \rho_{3,4} = \rho_{4,3}^* \\ \rho_{4,4} - \rho_{3,3} = a_3(t) \end{cases} , \quad (3.13)$$

onde $a_1(t)$ e $a_2(t)$ são termos de coerência entre os dois estados atômicos, $a_3(t)$ representa a diferença de probabilidade entre os estados.

Se considerarmos a amplitude e fase do campo de micro-ondas constante podemos obter uma solução analítica para esse sistema. Esta solução é obtida na literatura através da transformada de Laplace (21), desta forma temos a seguinte expressão matricial:

$$\begin{pmatrix} a_1(t) \\ a_2(t) \\ a_3(t) \end{pmatrix} = R(b_1, b_2, \Omega_0, t) \begin{pmatrix} a_1(0) \\ a_2(0) \\ a_3(0) \end{pmatrix} , \quad (3.14)$$

onde:

$$R(b_1, b_2, \Omega_0, t) = \begin{pmatrix} \cos(\Omega t) + \frac{b_1^2}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) & -\frac{\Omega_0}{\Omega} \sin(\Omega t) + \frac{b_1 \Omega_0}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) - \frac{b_2}{\Omega} \sin(\Omega t) & -\frac{b_1 \Omega_0}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) - \frac{b_2}{\Omega} \sin(\Omega t) \\ \frac{\Omega_0}{\Omega} \sin(\Omega t) + \frac{b_1 \Omega_0}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) & \cos(\Omega t) + \frac{b_2^2}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) & \frac{b_1}{\Omega} \sin(\Omega t) - \frac{b_2 \Omega_0}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) \\ -\frac{b_1 \Omega_0}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) + \frac{b_2}{\Omega} \sin(\Omega t) & -\frac{b_1}{\Omega} \sin(\Omega t) - \frac{b_2 \Omega_0}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) & 1 - \frac{b^2}{\Omega^2}(1 - \cos(\Omega t)) \end{pmatrix}, \quad (3.15)$$

nessa expressão os temos: $b_1 = b \cos \phi$, $b_2 = -b \sin \phi$, $\Omega_0 = \omega - \omega_0$, $\Omega^2 = b^2 + \Omega_0^2$.

Após o tempo t em que os átomos ficam expostos ao campo eletromagnético, a probabilidade de transição é dada por:

$$P(t) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{a_3(t)}{a_3(0)} \right). \quad (3.17)$$

Examinando primeiramente o caso mais simples, onde os átomos estão sujeitos a apenas uma interação com o campo magnético, conhecido como método de interrogação de Rabi, é possível obter a expressão da evolução temporal da probabilidade do átomo estar em um dos dois estados. Partimos do pré-suposto de que não haja a princípio coerência entre os dois estados, ou seja, $a_1(0) = 0$ e $a_2(0) = 0$. Após um tempo τ de interrogação a probabilidade de transição pode ser calculada através da equação 3.14:

$$P_{Rabi}(\tau) = \frac{b^2}{2\Omega^2} (1 - \cos(\Omega \tau)). \quad (3.18)$$

Se o campo de microondas estiver exatamente ressonante com a transição atômica teremos $\Omega_0 = 0$, nesse caso a probabilidade de transição será máxima quando $b\tau = \pi$.

Na interrogação pelo método de Rabi a largura do sinal é dada por:

$$\Delta \nu_{Rabi} = \frac{0,799}{\tau}. \quad (3.19)$$

No entanto, como já foi mencionado, o método utilizado nos chafarizes atômicos corresponde a situação em que os átomos interagem duas vezes com o campo de microondas, com um período de evolução livre entre eles.

Neste caso, chamado método de Ramsey, a equação 3.14 toma a seguinte forma:

$$\begin{pmatrix} a_1(\tau, T, \tau) \\ a_2(\tau, T, \tau) \\ a_3(\tau, T, \tau) \end{pmatrix} = R(b_1, b_2, \Omega_0, \tau) R(0, 0, \Omega_0, T) R(b_1, b_2, \Omega_0, \tau) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ a_3(0) \end{pmatrix}. \quad (3.20)$$

onde τ continua sendo o tempo de cada pulso de micro-ondas, e T representa o tempo de evolução do estado quântico livre do pulso de micro-ondas ressonante.

Se definirmos a primeira fase do campo de micro-ondas como sendo igual a zero, e considerarmos ϕ como sendo a fase do sinal na segunda interação, podemos calcular, através da equação 3.20, a probabilidade de transição para o método de Ramsey:

$$P_{Ramsey}(\tau, T, \tau) = \frac{4b^2}{\Omega^2} \text{sen}^2\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \left[\cos\left(\frac{\Omega\tau}{2}\right) \cos\left(\frac{\Omega_0 T + \phi}{2}\right) - \frac{\Omega_0}{\Omega} \text{sen}\left(\frac{\Omega T}{2}\right) \text{sen}\left(\frac{\Omega_0 T + \phi}{2}\right) \right]^2 \quad (3.21)$$

Neste caso a probabilidade, novamente considerando $\Omega_0 = 0$ e $\phi = 0$, será máxima na seguinte condição:

$$b\tau = \frac{\pi}{2}, \quad (3.22)$$

No método de Ramsey o sinal observado se parece com um sinal de interferência, e podemos utilizar a o pico central da franja para travar o oscilador. A vantagem é que a largura a meia altura deste sinal é menor do que a largura no método de Rabi. Aliás, esta largura é proporcional ao tempo que decorre entre as duas passagens do átomo pelo campo de micro-ondas.

$$\Delta\nu_{Ramsey} \cong \frac{1}{2T}. \quad (3.23)$$

Isto nos leva a conclusão, que quanto maior a altura de lançamento dos átomos no chafariz, menor será a largura do sinal de travamento. Entretanto, existe uma limitação para isso. Quanto maior a altura de lançamento, menos átomos chegam a região de interrogação, o que diminui a relação sinal ruído da franja. Na prática é preciso achar um compromisso entre esses dois fatores.

A figura 3.4 apresenta os sinais típicos obtidos pelos dois métodos de interrogação apresentados nesta secção.

Métodos de interrogação atômica

Figura 3.4 – Os dois métodos de interrogação (Rabi e Ramsey) com os seus respectivos gráficos de probabilidade de transição.

3.5 Simulação das franjas de Ramsey

A secção anterior representa a interação dos pulsos de radiação do método de Ramsey em apenas um átomo. No entanto, o sinal produzido por um chafariz atômico é composto por um conjunto grande de átomos (aproximadamente 10^8 átomos). Foi realizada então uma

simulação computacional, utilizando o programa Mathematica, feito através do formalismo da matriz densidade, descrito na secção anterior.

O modelo computacional deveria calcular o sinal para cada átomo individualmente e compor a franja de Ramsey final, como ela deveria ser observada no experimento. Entretanto é pesado computacionalmente, fazer o cálculo da franja de Ramsey para cada um dos 10^8 átomos da amostra. Foi utilizado, portanto um método alternativo. O sistema realiza os cálculos para um número menor de átomos. E nos aspectos que imaginamos haver diferenças entre cada átomo da amostra, utilizamos variáveis aleatórias para representar estas distribuições.

Desta forma este modelo computacional pode levar em conta, distribuições de temperatura, variações de campo magnético, diferenças de fase, entre outras.

Na figura 3.5 pode-se observar uma franja de Ramsey simulada de um padrão de frequência a feixe térmico, onde o tempo de interrogação é muito menor que em um chafariz atômico, e também a temperatura dos átomos é muito maior. O pico central é menor que os laterais porque a potência considerada de microondas não foi otimizada na simulação.

Figura 3.5 – Exemplo de um sinal obtido através do programa de simulação de franjas desenvolvido.

4 O PADRÃO DE FREQUÊNCIA TIPO CHAFARIZ

O chafariz atômico é constituído de diversos subsistemas que juntos realizam o trabalho de travar o oscilador local na transição relógio do átomo de ^{133}Cs . Este processo de travamento é constituído de diversas etapas que em conjunto compõem o ciclo de operação do chafariz atômico.

Figura 4.1 – Sistema de vácuo do chafariz em corte. Os números a direita das setas representam os passos no ciclo de operação.

4.1 Ciclo de operação do chafariz atômico

O funcionamento do chafariz atômico pode ser entendido melhor descrevendo cada etapa do seu ciclo de operação separadamente. Basicamente são sete as etapas deste ciclo:

Passo 1: Captura e aprisionamento dos átomos

Os átomos são aprisionados em uma armadilha magneto-óptica (MOT). Os lasers tanto rebombeio como de aprisionamento se mantêm em potência máxima. A frequência dos lasers é travada em $1,7\Gamma$ para o vermelho da transição $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$. Esta fase dura aproximadamente 1 segundo. A temperatura dos átomos fica em torno de 140 μK . Nesta fase todos os átomos da amostra se encontram nos estados $|F = 4, m_f = -4..+4\rangle$. Lembrado que estes estados não estão degenerados devido ao C-Field.

Passo 2: Melado Óptico

Após a captura dos átomos as bobinas do MOT são desligadas e a potencia dos lasers é levemente atenuada. Também deslocamos a frequência dos lasers levemente para 2Γ da transição atômica. Isto caracteriza um sistema de melado óptico e ele dura 300 ms. Durante esse período a nuvem atômica se homogeneíza e a nuvem atômica resfria.

Passo 3: Lançamento dos Átomos

Passados os 300 ms de melado óptico a frequência dos lasers inferiores é deslocada para o azul e a frequência dos lasers superiores para o vermelho. Essa separação de frequências é simétrica, a partir da frequência de melado óptico -2Γ o deslocamento de frequência $\Delta\nu_L$ é somado nos feixes inferiores ($-2\Gamma + \Delta\nu_L$) e subtraído nos feixes superiores ($-2\Gamma - \Delta\nu_L$). Esta técnica se chama melado óptico em movimento, como resulta ela gera uma velocidade inicial nos átomos de $2\lambda\Delta\nu_L$, no sentido dos feixe deslocados para o azul para os feixes deslocados para o vermelho. A duração desta fase é de 300 μs .

Passo 4: Resfriamento Sub-Doppler

Durante o lançamento dos átomos eles são levemente aquecidos. Sabemos que a temperatura dos átomos é proporcional a potência dos lasers e inversamente proporcional ao deslocamento de frequência. Desta forma tentamos reduzir a temperatura da nuvem de átomos enquanto eles ainda se encontram sobre a influencia dos lasers. Esta fase dura 3 ms e a frequência dos lasers é deslocada para -8Γ , ao passo que a potência dos lasers é gradualmente atenuada. Entretanto se a configuração do MOT for (1,1,1), como é o nosso caso, é provável que os átomos sejam submetidos a esse resfriamento em apenas uma fração

deste tempo, pois um deslocamento vertical da nuvem atômica os leva rapidamente para uma região sem a presença dos lasers. Esta fase é muito mais interessante se o esquema de aprisionamento apresentar um par de feixes vertical.

Passo 5: Interrogação dos Átomos

Após a fase de lançamento os átomos seguem uma trajetória balística vertical em direção a cavidade de interrogação. Eles irão passar pela cavidade uma vez, desacelerar até uma altura máxima dentro do sistema de vácuo, devido a força da gravidade, e depois caíam em direção a cavidade novamente, passando por ela uma segunda vez. A cavidade está com a potência de microondas calibrada para submeter os átomos que estão no estado $|F = 4, mf = 0\rangle$ a um pulso $\pi/2$ na primeira passagem e outro pulso $\pi/2$ na segunda passagem dos átomos. Este é o método de interrogação de Ramsey, discutido no capítulo 3, e ele terá uma probabilidade de transferir a população deste estado para o estado $|F = 3, mf = 0\rangle$. Se a cavidade de microondas estiver na frequência exata da transição atômica $|F = 3, mf = 0\rangle \rightarrow |F = 4, mf = 0\rangle$, todos os átomos em $|F = 4, mf = 0\rangle$ irão para o estado $|F = 3, mf = 0\rangle$. Devemos ter em conta que a maior parte da nuvem atômica esta distribuída nos estados $|F = 3, mf \neq 0\rangle$, que não participam do processo de interrogação, e que de certa forma “poluem” nossa amostra atômica. Isto será discutido melhor na próxima secção.

Passo 6: Detecção

Depois de serem submetidos ao sinal de interrogação, os átomos continuam caindo verticalmente dentro do sistema de vácuo até encontrarem-se na região de detecção. Nesta parte do processo a porcentagem de átomos em cada estado é determinada. Isto é feito através de lasers sintonizados em cada um dos estados atômicos. Ao passar por esses feixes lasers os átomos espalham a luz que é captada por um sistema óptico de coleta. O sinal de luz espalhada é registrado temporalmente conforme a luz passa pelo feixe atômico. Ao integrarmos o sinal de cada estado atômico pode-se obter a porcentagem dos átomos que sofreram a transição.

Passo 7: Correção do Sinal da Cadeia de Micro-ondas

Por último, um sinal de erro é criado através de medidas sucessivas das porcentagens atômicas que sofreram transição na cavidade de interrogação. Esse sinal de erro é utilizado para corrigir a frequência do sintetizador de microondas.

4.2 Preparação dos estados atômicos

O ciclo de funcionamento apresentado na seção anterior representa o ciclo do chafariz atômico do nosso laboratório. Ele diverge em alguns pontos do ciclo padrão de um chafariz atômico de césio. Na maioria dos laboratórios existe uma etapa de seleção de estados atômicos que ocorre antes dos átomos atingirem a cavidade de interrogação. Após a fase de lançamento os átomos seguem para uma cavidade de preparação. Nesta cavidade os átomos que estavam no estado $|F = 4, m_f = 0\rangle$ sofrem uma transição de rabi para o estado $|F = 3, m_f = 0\rangle$. Portanto a nuvem atômica, ao sair da cavidade de preparação, contém átomos nos estados $|F = 4, m_f \neq 0\rangle$ e $|F = 3, m_f = 0\rangle$. Logo após a saída dos átomos da cavidade de preparação, um laser sintonizado na transição $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5\rangle$ retira os átomos nos estados $|F = 4, m_f \neq 0\rangle$ da amostra. Desta forma restam apenas átomos em $|F = 3, m_f = 0\rangle$ na nuvem atômica para serem interrogados. Se a cavidade de microondas estiver na frequência exata da transição atômica $|F = 3, m_f = 0\rangle \rightarrow |F = 4, m_f = 0\rangle$, haverá uma completa inversão da população atômica. Se a sintonização não for perfeita a nuvem irá conter átomos nos dois estados $|F = 3, m_f = 0\rangle$ e $|F = 4, m_f = 0\rangle$. Desta forma, o sistema fica apenas com os átomos que irão fazer parte do processo, o que torna o sistema muito mais confiável, fácil de analisar e corrigir eventuais problemas.

Um dos objetivos deste trabalho (que não foi alcançado) era adicionar a fase de seleção atômica no ciclo de funcionamento do chafariz. Para realizar esta etapa precisaríamos lançar os átomos acima da cavidade de interrogação (até este momento, nossos melhores resultados foram obtidos utilizando a cavidade de preparação, que fica embaixo da de interrogação, para realizar a interrogação dos estados atômicos), além disso, seria necessário sintonizar corretamente cada uma das cavidades, e também, seria necessário um laser de seleção atômica (*push laser*).

Foi adicionado ao sistema óptico o laser de seleção atômica (*push laser*). Entretanto outros problemas impossibilitaram o correto funcionamento do sistema com o processo de

seleção atômica. O primeiro fator limitante foi o aumento da altura de lançamento. Nesta configuração os átomos precisam ser lançados a uma altura maior, o problema é que, na prática, a altura de lançamento está ligada diretamente com a relação sinal ruído (SNR – *signal to noise ratio*) do sistema de detecção. Quanto maior a altura de lançamento, menor é o número de átomos que chegam a região de interrogação, e portanto menor é a relação sinal ruído das diferenças de população. O fator SNR na detecção do chafariz atômico é um limitante para o sistema, mesmo sem o estágio de preparação dos átomos. Portanto, como não conseguimos aumentar a eficiência do processo, este fator inviabilizou o estágio de preparação atômica.

Existe ainda outro motivo, não foi possível sintonizar satisfatoriamente a cavidade de interrogação e a de preparação simultaneamente. O que nos leva a acreditar que o aparato experimental que se encontra em nosso laboratório precisa ser modificado para que a seleção dos estados atômicos possa fazer parte do ciclo de funcionamento. Outra solução seria a construção de uma nova geração do chafariz, mas deixarei esta discussão para o capítulo final.

5 O APARATO EXPERIMENTAL E SEUS RESULTADOS

Como pode ser observado na figura 5.1, o chafariz atômico é constituído de diversos subsistemas que juntos realizam o trabalho de travar o oscilador local na transição relógio do átomo de ^{133}Cs . Neste capítulo será explicado o funcionamento básico de cada um destes conjuntos. Eles são:

Tabela 5.1 – Tabela da estrutura que compõe o chafariz atômico.

1	Sistema de Controle
2	Estrutura Mecânica
3	Sistema Óptico
4	Cadeia de Síntese de Micro-ondas

Figura 5.1 – Visão geral do laboratório.

Para começar a descrição do aparato experimental vamos começar com o sistema de controle, que coordena os subsistemas para realizarem corretamente o ciclo de operação do chafariz atômico.

5.1 Sistema de controle

Uma função muito importante para o sistema funcione, é a coordenação dos subsistemas, como mudar a frequência de um laser, ou enviar um sinal para que a cadeia de micro-ondas corrija sua frequência, tudo isso do seu devido tempo (ver figura 5.2).

Para realizar esta tarefa utilizamos um sistema composto de um computador, um software em LabView, e algumas placas de entrada e saída da National Instruments.

Como não podemos ter atrasos indevidos na execução da sequência temporal, os dados são ajustados pelo programa, depois são bufferizados, e por último, são comunicados ao restante do aparato experimental através da técnica de *handshaking*.

Figura 5.2 – Sequência temporal produzida pelo sistema de controle.

5.2 Estrutura mecânica

O que chama mais atenção em um chafariz atômico a primeira vista é sua estrutura em forma de torre. É dentro dela que todos os processos de manipulação atômica ocorrem. Basicamente ele é composto de uma região onde irá abrigar a armadilha magneto óptica, uma região na forma de torre que contém as cavidades de microondas que realizarão a transição relógio, e uma região inferior onde os átomos serão detectados. Todo o sistema precisa trabalhar em alto-vácuo.

Figura 5. 3 – Partes da estrutura mecânica.

5.2.1 Sistema de vácuo

Como foi mencionado anteriormente, para que o experimento possa funcionar, a parte interna da estrutura mecânica precisa estar em vácuo. Este é um ponto comum nos experimentos de física atômica de átomos frios. Existe a necessidade nestes experimentos de evitar possíveis colisões dos átomos frios, com os átomos que estão em equilíbrio térmico com o ambiente, pois esta colisão iria retirar um átomo da armadilha por transferência de momento. Desta forma o tempo de vida dos átomos nas armadilhas está diretamente relacionado com a pressão interna do sistema de vácuo.

Para reduzir a pressão interna do sistema, utilizamos uma bomba iônica grande, localizada na região de MOT, e uma pequena no final do tubo de vôo livre. Para que estas bombas de vácuo iônicas não saturem, elas são acionadas apenas depois que uma bomba de vácuo turbo (temporária, ou seja, ela não fica no experimento), reduza significativamente a pressão do sistema. Esta preparação inicial é conduzida conjuntamente com um processo de *backing* para que os átomos adsorvidos nas paredes do sistema sejam expulsos e possam ser capturados pela bomba iônica.

O vácuo obtido em nosso sistema é da ordem de 10^{-7} Pa.

5.2.2 Cavidade de micro-ondas

O sinal que promove a transição atômica de referência é produzido por uma cadeia de micro-ondas, que por sua vez é acoplado em uma cavidade de interrogação. Esta cavidade pode ser vista na figura 5.3.

As cavidades que são utilizadas atualmente são retangulares. Elas são feitas de cobre e foram projetadas para acoplar o modo TE_{102} do sinal de microondas em aproximadamente 9,2 GHz. O sistema possui guias de corte com para que a radiação fique confinada dentro da cavidade. O comprimento de onda de corte dos guias são $\lambda_c = 0,819 \text{ cm}$, muito menor do que o comprimento de onda do sinal de micro-ondas da cadeia $\lambda_{\text{césio}} = 3,26 \text{ cm}$.

A figura 5.4 mostra uma simulação por elementos finitos da distribuição da amplitude de campo dentro da cavidade de interrogação.

Figura 5.4 – Distribuição espacial da amplitude de campo dentro da cavidade de interrogação.

5.3 Sistema óptico

Como vimos anteriormente toda a manipulação dos átomos de ^{133}Cs , a parte da interrogação que utiliza frequências de microondas, é feita através de lasers. Utilizamos estes lasers para alguns objetivos diferentes, eles são: aprisionar e resfriar os átomos; lançá-los verticalmente; popular estados atômicos específicos; selecionar estados; e detectar a população em cada estado.

5.3.1 Lasers de diodo de cavidade estendida

Em um chafariz atômico os lasers fazem parte das partes mais críticas. É preciso ter muito cuidado na sua construção, pois no dia a dia do laboratório este é o sistema que demanda mais trabalho e manutenção. O primeiro setup destes lasers, mesmo que a parte de controle eletrônico esteja funcionando corretamente, pode levar dias de trabalho. Portanto, todos os fatores que possam atrapalhar devem ser minimizados.

Precisamos de um laser com uma largura de linha estreita, onde isto significa pelo menos uma ordem de grandeza menor do que as larguras de linha das transições atômicas que

estamos interessados em travar a frequência do laser. As transições atômicas do ^{133}Cs que estamos interessados apresentam uma largura de linha da ordem de $\Gamma/2\pi = 5,3 \text{ MHz}$. Um laser de diodo comum não consegue obter uma largura de linha muito melhor do que 10 MHz. Desta forma utilizamos um sistema de cavidade estendida, que consegue, no nosso caso, uma largura de, no máximo, 100 kHz, expandindo o comprimento da cavidade para $\sim 10 \text{ cm}$. O laser de diodo (SDL5412H1) é comprado de forma que o semi-espelho não exista. No lugar dele é depositado apenas um filtro anti-reflexivo para minimizar cavidades parasitas. Portanto, para que ele possa emitir o feixe laser, o diodo precisa de uma cavidade externa. O laser que construímos é realimentado utilizando uma grade de difração. A ordem -1 de difração volta para o laser, e a ordem zero segue para o experimento, ou seja, é a saída do laser. Esta configuração é conhecida como Littrow. Como o feixe sai divergente do meio ativo, utilizamos uma lente objetiva para colimá-lo (Melles Griot modelo 06GLC002/D).

Figura 5.5 – Diagrama do sistema laser de diodo em configuração Littrow.

Para corrigir o astigmatismo inerente dos lasers semicondutores, utilizamos um par de prismas anamórficos. A figura 5.6 apresenta um esquema de como isto é feito.

Figura 5.6 – Funcionamento dos prismas anamórficos.

Existem alguns graus de liberdade que podem ser utilizados no laser para conseguir determinada composição de potência e frequência do laser. Obviamente existem limitações, mas de modo geral os nossos sistemas foram escolhidos para atenderem os nossos requisitos de potência e frequência. Podemos modular a frequência de saída do laser através da corrente, da temperatura do laser, do tamanho da cavidade e também do ângulo da grade de difração com relação ao eixo da cavidade. O tamanho da cavidade é controlado por um componente cerâmico chamado PZT, que expande ou contrai dependendo da intensidade do sinal de alta tensão ao qual ele é submetido. A potência do feixe é determinada principalmente através da corrente.

Figura 5.7 – Laser de diodo de cavidade estendida e seus elementos.

Devemos ter alguns cuidados ao utilizar lasers de cavidade estendida. Primeiramente eles são muito susceptíveis a cavidades parasitas. Estas cavidades são formadas pela retro reflexão dos elementos ópticos que compõe o sistema, mesmo quando eles se encontram fora da área física do laser. Para evitar este problema, utilizamos todos os elementos ópticos com filtros anti-reflexivos para 850 nm, e também na saída de cada laser colocamos isoladores ópticos com fator de atenuação de 40 dB.

Outro fator que devemos ter cuidado é que a cavidade externa não pode variar de comprimento com as variações de temperatura ambiente. No caso do nosso laser ele é montado em uma caixa de alumínio, estabilizada em temperatura. Um sensor (LM35 National Semiconductor) de temperatura com 10 mV/°C de resposta, realimenta um circuito que mantém a caixa em uma temperatura pré-determinada. A temperatura da sala do chafariz atômico é mantida menor do que a temperatura do laser para facilitar a estabilização desta malha de controle. Desta forma mantemos a temperatura da caixa do laser com uma

estabilidade melhor do que $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$. O coeficiente de expansão linear para ligas de alumínio é aproximadamente $23 * 10^{-6}\text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ em $20\text{ }^{\circ}\text{C}$. Isto nos dá uma estabilidade térmica para o comprimento da cavidade de $0,23\text{ nm}$, o que significa três ordens de grandeza menor do que a o comprimento de onda que estamos trabalhando 852 nm , portanto, é um valor bem razoável.

Esta é a descrição do sistema que se encontra montado atualmente no laboratório. Porém estamos estudando a possibilidade de melhorar a estabilidade do laser utilizando um filtro espectral, ao invés da grade de difração. O sistema que utiliza grade de difração não é muito estável, em termos mecânicos. Se a temperatura do sistema oscilar muito provavelmente o laser perderá o travamento de frequência, pois a cavidade irá se acomodar em um estado diferente do inicial. Utilizando o filtro espectral podemos obter uma robustez maior para o sistema. Esta é uma das possibilidades de melhoria para o chafariz que poderá ser realizada no futuro.

5.3.2 Sistemas de referência por técnica de absorção saturada

Uma dúvida que pode ter surgido até agora é como travar o laser na transição atômica. Em nosso laboratório utilizamos uma técnica chamada absorção saturada. Primeiramente o feixe passa por uma lâmina de meia onda para controlar sua polarização, desta forma podemos desviar uma pequena parte dele ($\sim 1\text{ mW}$) para servir de referência usando um cubo polarizador. Este feixe desviado, passa por uma ampola contendo vapor de ^{133}Cs . Incide em um espelho de 90° e volta pelo mesmo caminho, atravessando a ampola novamente, passando direto pelo cubo polarizador, e em seguida atingindo um fotodetector. Este fotodetector é um Infineon-Osram BPW34FA com sensibilidade de 90% para 850 nm . A lâmina de quarto de onda, que pode ser observada na figura 5.8, tem a função de girar a polarização do feixe de 90° quando ele passa por ele na segunda vez, assim o feixe pode passar livremente pelo cubo sem ser refletido de volta para origem.

Figura 5.8 – Diagrama óptico da técnica de espectroscopia por absorção saturada.

O sinal elétrico produzido pelo fotodetector é proporcional a potencia do laser, menos a parcela de luz que foi espalhada pelos átomos de césio da ampola. Como a amostra de átomos está na temperatura ambiente, era de se esperar que fosse observado no sinal do fotodetector, um perfil de espalhamento de energia bem largo (perfil Doppler) se a frequência do laser estivesse varrendo em torno de 852 nm que corresponderia a transição de um dos dois estados hiperfinos fundamentais $S_{1/2}$ para o estado $P_{3/2}$. As linhas individuais dos estados hiperfinos seriam confundidas em uma grande linha atômica de absorção. Entretanto não é esse o comportamento observado. Para entender o sinal de absorção saturada, devemos observar melhor os efeitos das duas passagens do feixe pela ampola.

Primeiro vamos imaginar um feixe passando pelos átomos com uma frequência um pouco menor (mais para o vermelho) do que uma determinada frequência de ressonância dos átomos na ampola. Uma parte desses átomos, que estiverem se deslocando em direção ao feixe, vai enxergá-lo como se estivesse na frequência de ressonância (efeito Doppler) e irão espalhar parte da luz. Depois, quando o feixe passar novamente, outra parcela dos átomos, que estiverem com a mesma velocidade, mas sentido oposto, considerarão que o feixe está na frequência de ressonância. Portanto, uma parcela dos átomos espalha o laser na ida, e uma parcela diferente espalha na volta. Agora vejamos o que acontece quando o feixe estiver exatamente na frequência de ressonância dos átomos. Os átomos que irão enxergar o feixe são aqueles que tiverem velocidade zero em relação à direção do laser. Os mesmos átomos que enxergarem o laser na primeira passagem o enxergarão na segunda. Ocorre que os átomos apresentam um fenômeno de saturação da transição, pois quando o laser está exatamente na ressonância atômica, o conjunto de átomos que espalha a luz do feixe está sujeito a uma

densidade de energia maior do que quando o laser está com um leve desvio de frequência. Assim o efeito de saturação que a luz sofrerá um espalhamento menor neste caso. O resultado disso é que o sinal da transição atômica pode ser visto como um vale dentro do perfil Doppler total.

Consideramos até agora um caso em que a amostra de átomos apresenta apenas uma transição atômica. Entretanto o átomo de ^{133}Cs apresenta várias linhas hiperfinas, como já foi explicado anteriormente, próximas umas das outras. Desta forma os perfis Doppler observados se misturam formando um só perfil. Entretanto os vales de cada transição podem ser vistos dentro dele (ver figura 5.9).

Outro fato que ocorre quando temos várias transições próximas é que pode-se observar “linhas” intermediárias entre uma transição e outra. Estas “linhas” intermediárias, que não representam de fato uma transição atômica, são chamadas *crossovers*, e aparecem apenas no sinal de absorção saturada por um motivo que será explicado a seguir.

Imaginemos duas transições atômicas que estejam próximas, chamaremos de transição A e B, ambas aparecendo como vales dentro de um determinado perfil Doppler. Se colocarmos a frequência do laser exatamente no meio das duas transições, uma parcela dos átomos, que tiver a velocidade certa, irá sofrer a transição A quando o laser passar pela primeira vez, e na volta esta mesma parcela dos átomos irá sofrer a transição B. Desta forma encontraremos novamente um efeito de saturação que irá criar um vale no perfil Doppler. Estas transições *crossover* acabam por ser úteis para a engenharia do sistema óptico, como será visto ainda neste capítulo.

Para ver o perfil Doppler e os vales que representam as transições atômicas varremos o comprimento da cavidade laser, usando o PZT, de forma a modular a frequência do feixe. Isto é feito através de um sinal de alta tensão de 30 Hz. Na figura 5.9 podemos ver um sinal do perfil Doppler relativo às transições do nível $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle$ para os níveis $6^2P_{3/2}|F' = 3\rangle$, $6^2P_{3/2}|F' = 4\rangle$ e $6^2P_{3/2}|F' = 5\rangle$. Os vales representam exatamente as transições atômicas e os *crossovers*. Temos o cuidado de blindar magneticamente a ampola de césio para que não ocorra deslocamento dos níveis de energia ou alargamento da linha por efeito Zeeman. Lembrando que no conjunto óptico existem os isoladores ópticos que utilizam campos magnéticos permanentes fortes para girar a luz.

Transições Atômicas Observadas

A $6^2 S_{1/2} |F=4\rangle \rightarrow 6^2 P_{3/2} |F'=5\rangle$ **B** $6^2 S_{1/2} |F=4\rangle \rightarrow 6^2 P_{3/2} |F'=4\rangle$ **C** $6^2 S_{1/2} |F=4\rangle \rightarrow 6^2 P_{3/2} |F'=3\rangle$

Figura 5.9 – Exemplo do sinal obtido no sistema de absorção saturada e o que ele representa em termos de transições atômicas.

Com o sistema descrito acima é possível obter o sinal de absorção saturada. Entretanto, um sinal do tipo vale não é uma referencia útil para um travamento eletrônico. Por exemplo, se a frequência do laser se deslocar do centro do vale, não importa se ela será maior ou menor, o sinal de erro será igual nos dois casos, invariavelmente a tensão irá aumentar. Isto faz com que seja impossível saber se devemos aumentar ou diminuir a frequência do sistema para fazer a correção. O método utilizado para contornar este problema se chama modulação síncrona. O sinal de corrente é modulado por um sinal de baixa amplitude com uma frequência de 100 kHz. O sinal proveniente do fotodetector da absorção saturada irá conter esta modulação, que será demodulada sincronamente pela eletrônica de controle do laser. O resultado será equivalente à derivada do sinal original da absorção saturada. Portanto, o que antes era um vale, torna-se um sinal de erro que passa pelo zero. Ou seja, podemos travar o sistema no zero correspondente ao fundo do vale original, e se a tensão aumentar podemos saber que é preciso diminuir ou aumentar a frequência do laser.

Figura 5.10 – Sinal do detector (esquerda) e sinal após *lock-in* (direita).

Portanto, através do sinal de travamento (“derivada” do sinal do fotodetector) podemos realimentar a malha eletrônica de controle da corrente e da tensão do PZT de forma a travar o laser na frequência certa. A figura 5.11 mostra um diagrama da malha de travamento do laser.

Figura 5.11 – Esquema eletrônico de travamento do laser.

5.3.3 Detecção

Precisamos detectar os átomos, no final do ciclo de funcionamento do chafariz atômico, para saber qual a fração dos átomos na amostra sofreu uma mudança de estado na cavidade de interrogação. O ideal é que quando a cavidade de microondas estiver alimentada com um sinal exatamente na ressonância atômica, e com a intensidade correta, todos os átomos sofram uma transição de nível de energia. Ou seja, como os átomos estão inicialmente em um determinado estado, espera-se que ocorra uma inversão completa da população.

O processo de detecção da parcela dos átomos que sofreram transição é feito da seguinte forma. Quando os átomos passam pela segunda vez pela cavidade de microondas de interrogação, eles seguem a sua trajetória para uma região abaixo da região de MOT, onde se encontram dois feixes lasers, no formato de duas lâminas de luz, uma em cima da outra, como

pode ser observado na figura 5.12. Normalmente a forma mais comum de realizar este processo, é sintonizar cada feixe para detectar um estado diferente, desta forma teríamos o sinal de cada população de forma independente. Entretanto este tipo de detecção é difícil de realizar na prática e a detecção utiliza um pequeno artifício para a determinação do número de átomos nos dois estados atômicos.

Figura 5.12 – Diagrama óptico do sistema de detecção do chafariz atômico.

Primeiramente, o feixe superior detecta os átomos no estado $6^2S_{1/2}|F=4\rangle$, depois a amostra passa pelo segundo feixe que é adicionado de um feixe de rebombeio, de modo que detecta todos os átomos da amostra ($6^2S_{1/2}|F=3\rangle$ e $6^2S_{1/2}|F=4\rangle$). Podemos inferir quando é a frequência de máxima transição fazendo uma comparação entre os dois sinais. Entretanto, como o nosso sistema não prepara os átomos antes da interrogação, nosso sinal encontra-se degradado por um patamar de sinal (e ruído) ainda indesejável, que advém dos átomos que não sofreram a transição atômica porque fazem parte daqueles que tiveram sua ressonância deslocada pelo campo magnético C-Field, e não porque a frequência da cavidade não estava exatamente na ressonância. Nossa amostra atômica contém uma população de átomos que nunca participa do processo de interrogação, independentemente do oscilador estar na frequência certa.

O sinal obtido pelo sistema de captação funciona da seguinte forma. Quando os átomos atravessam o feixe laser, caindo por efeito da gravidade, um sistema óptico captura o sinal de fluorescência. Quando este sinal é integrado, obtemos um valor proporcional ao número de átomos que contribuíram para a geração do sinal.

Precisamos fazer com que o sistema que detecte o sinal de um dos feixes não seja influenciado captar o sinal do outro feixe. Quando isto ocorre dizemos que ouve um *crosstalk*

entre os sistemas de captação, e este foi um problema que surgiu em nossa detecção, mas foi solucionado melhorando a óptica de captação.

Temos também que tomar o cuidado de retro refletir os lasers de detecção para que o conjunto de átomos se disperse minimamente ao passar pelas lâminas de luz.

Figura 5.13 – Sinal de tempo de voo obtido pelo chafariz atômico. A área das curvas é proporcional ao número de átomos no estado correspondente dentro da nuvem atômica

O resultado de final da detecção é proporcional a fração dos átomos que sofreram transição de estado na cavidade de interrogação.

5.3.4 Montagem Óptica

A montagem óptica do chafariz atômico prepara os lasers para que eles cumpram seu papel no ciclo de funcionamento. Todo o conjunto óptico se encontra em uma mesa com isolamento mecânica passiva, de forma a isolar o sistema das vibrações do solo. Os feixes lasers são gerados, travados nas linhas atômicas necessárias, passam por moduladores acústico-ópticos (que serão explicados com mais detalhes a seguir) e por fim são acoplados em fibras ópticas que os levam para o sistema de vácuo aonde eles vão interagir como os átomos de césio.

Figura 5.14 - Diagrama da mesa óptica do chafariz atômico (não foram incluídas as lentes)

5.3.4.1 Laser mestre

O laser Mestre é um conjunto de laser de diodo amplificador Taper comercial TOPTICA de 500mW de potência e um laser de cavidade estendida. Este laser tem a função de realizar a armadilha magneto-óptica, lançar os átomos em direção a torre do chafariz e, momentos antes do lançamento, reduzir a temperatura da amostra realizando um resfriamento sub-Doppler.

Como foi discutido na secção anterior, precisamos deslocar a frequência do laser que constitui a armadilha um pouco para o vermelho da transição atômica. A transição atômica utilizada para fazer o travamento do laser é cíclica. Os átomos no estado $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle$ são excitados para o estado $6^2P_{3/2}|F = 5\rangle$ e ao voltarem para o estado fundamental devem cair para o estado $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle$ novamente, respeitando as regras de seleção. Portanto o laser sempre consegue interagir com os átomos da amostra. Entretanto devemos deixar claro que ainda existe uma parcela de átomos que acaba indo para o estado fundamental $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle$. Como o laser mestre não interage com esses átomos, por menor que seja este processo de população para o estado $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle$, depois de certo tempo todos os átomos acabariam neste estado e não haveria MOT. É por este motivo que existe também o laser de rebombeio que será explicado na próxima secção.

Em diferentes partes do ciclo do chafariz, é necessário deslocar a frequência do laser com relação à referência de travamento. A absorção saturada trava a frequência do laser com relação a uma das transições ou *crossovers* do seu sinal. Para possibilitar a modulação da frequência a partir daí utilizamos um dispositivo chamado modulador acústico-óptico (AOM – Acousto-optical modulator).

Os moduladores acústico-ópticos separam espacialmente a luz do laser em bandas moduladas através de fônons que se propagam em um cristal. Colocamos um sinal de rádio-frequência no modulador que transfere este sinal para uma cerâmica PZT. Esta cerâmica vibra e cria uma onda acústica em um cristal adjacente. Esta onda acústica por fim é neutralizada por um absorvedor mecânico no lado oposto do cristal. Quando o feixe passa pelo dispositivo interage com os fônons criados, o que cria alguns feixes difratados. Dependendo da ordem de difração, o feixe de saída terá a sua frequência modulada pelo sinal de rádio-frequência injetada no modulador. Por exemplo, a frequência do feixe relativo à ordem de difração +1,

será a frequência de entrada mais a frequência de rádio-frequência, como pode ser observado na figura 5.15.

Figura 5.15 – Funcionamento do modulador acusto-óptico.

As frequências de entrada do modulador tem que respeitar uma faixa do espectro. Não é possível colocar qualquer frequência no dispositivo. A faixa de frequência dos moduladores que o nosso laboratório utiliza é da ordem de 60 MHz a 200 MHz. Entretanto a frequência de deslocamento para realização do MOT é de uma largura de linha da transição atômica, ou seja $\Gamma/2\pi = 5,3$ MHz.

Desta forma seria impossível travar o laser na transição atômica desejada e deslocar essa transição para o vermelho utilizando o modulador. É preciso fazer algo um pouco mais elaborado. O travamento da absorção saturada é feito em um sinal de *crossover*. Como sabemos a diferença em frequência do sinal de *crossover* para a frequência de transição atômica que iremos utilizar para fazer a armadilha, podemos corrigi-la com o modulador adicionando apenas uma pequena diferença relativa ao deslocamento para o vermelho. A figura 5.16 mostra um diagrama do travamento de frequência do laser mestre.

Figura 5.16 – Diagrama de frequências do laser mestre.

A correção da frequência do laser pelos moduladores que precedem as entradas das fibras ópticas é feita em um sistema de dupla passagem para que não ocorram desvios angulares no feixe de saída, pois este alinhamento é extremamente sensível. No sistema de dupla passagem, a ordem que volta para o modulador é difratada novamente, dobrando a frequência de modulação, e corrigindo o desvio angular do feixe. Se fosse utilizado um sistema de passagem simples, ao variar a frequência de modulação do laser o feixe iria sofrer variações no ângulo de saída do modulador, desta forma ele perderia acoplamento com a fibra óptica. O resultado seria uma indesejada modulação de intensidade na saída da fibra.

A figura 5.14 mostra o esquemático da mesa óptica. Nela é possível acompanhar a trajetória do laser mestre. Uma pequena parte dele sai do sistema TOPTICA para fazer o travamento por absorção saturada. O feixe de saída passa por um isolador óptico, e depois passa por um cubo polarizador que desvia uma pequena parte dele (10 mW) para o laser de *push*. Esta parte do feixe deverá, no futuro, participar do processo de seleção atômica, retirando os átomos não sofreram transição na cavidade de preparação da amostra. Entretanto não tivemos sucesso na preparação dos átomos, como foi discutido no capítulo 4.

O feixe que não é desviado passa por outro cubo polarizador que agora divide o feixe em dois com intensidades iguais. Um desses feixes irá compor os três feixes de aprisionamento superiores e o outro os inferiores. Qualquer dos dois caminhos seguidos a partir deste ponto será praticamente igual. A diferença entre esses feixes irá acontecer no sinal de radio frequência que é injetado nos moduladores, esta diferença será explicada ainda nesta seção. Voltando para a trajetória dos feixes, eles saem dos cubos e passam cada um por um modulador em dupla passagem. Depois cada um deles é dividido em três, acoplados nas fibras ópticas que vão levá-los para a câmara de vácuo.

Na primeira fase do ciclo, todos os feixes de aprisionamento têm que estar na mesma frequência. A frequência de ressonância menos uma largura de linha natural (5 MHz). Mas como já foi explicado, existe uma parte do ciclo que é o lançamento dos átomos. Nesta etapa deve surgir uma assimetria entre os feixes superiores e inferiores. A frequência dos lasers superiores precisa ser deslocada para o vermelho e a dos inferiores para o azul. Isto irá gerar uma pressão de radiação contrária à força gravitacional e irá impulsionar os átomos para cima de forma balística.

5.3.4.2 Laser de rebombeio

O laser de rebombeio tem uma função bem simples neste chafariz atômico, ele coloca os átomos que estejam no estado fundamental $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle$ no estado $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle$. Vejamos como ele realiza esta mudança de estado populacional.

Imagine os átomos todos no estado $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle$. Se colocarmos um laser na transição $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F = 4\rangle$, depois que os átomos forem excitados eles poderão decair para o estado $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle$ ou $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle$. Se decaírem para $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle$ o processo torna a se repetir, novamente com a possibilidade de cair para $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle$ ou $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle$. É fácil ver que esta lógica nos leva a transferência de população de $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle$ para $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle$ após algumas interações. Para esta análise não consideramos a taxa com que o estado $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle$ decai para o estado $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle$, pois isto de fato não ocorre significativamente. Os estados $6^2S_{1/2}|F = 3\rangle$ e $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle$ são considerados estados fundamentais por terem um tempo de vida muito longo, para o tempo cíclico do chafariz atômico, portanto podemos considerar que estes dois estados são estáveis.

Este laser participa tanto do processo de MOT como da detecção, que será explicada a seguir. Podemos ver o feixe de rebombeio na figura 5.14, é o feixe laranja. Primeiramente ele sai do laser e passa por um isolador óptico, depois segue para a referência de absorção saturada, que trava o laser como indicado na figura 5.14. Ele passa então por um cubo polarizador que divide uma parte do feixe para duas das fibras de MOT e outra para o sistema de detecção.

5.3.4.3 Laser de Detecção

O laser de detecção atua no final do ciclo, ajudando a determinar qual parcela da população atômica sofreu a transição de estado na cavidade de interrogação. Sua frequência de travamento é relativa a transição $6^2S_{1/2}|F = 4\rangle \rightarrow 6^2P_{3/2}|F = 5\rangle$. Como este laser não participa da armadilha magneto-óptica, sua frequência pode ser exatamente a de transição, não sendo necessário o deslocamento para o vermelho.

Na figura 5.14, que representa a mesa óptica, ele é representado pelo feixe roxo. O feixe passa primeiramente por um isolador óptico, como de costume, e depois segue para a absorção saturada. Porém, na absorção saturada é colocado um modulador acústico-óptico. O efeito deste modulador é cancelado por um outro que se encontra antes do feixe ser acoplado na fibra. Embora os efeitos de deslocamento de frequência praticamente se cancelem, os moduladores permitem um travamento de potência do laser assim como geram um grau a mais de liberdade de frequência para um eventual ajuste fino e modulador que precede a fibra tem o intuito de realizar um travamento também de potência, minimizando ruído de detecção relacionado à amplitude dos sinais de fluorescência.

5.4 Cadeia de síntese de micro-ondas

Até agora esta dissertação falou bastante a respeito dos osciladores que compõem o relógio. Nesta seção será detalhado o oscilador de interrogação do nosso chafariz atômico. A frequência da transição relógio do ^{133}Cs é de aproximadamente 9,2 GHz como já foi visto. O sistema que produz essa frequência para a interrogação dos átomos é uma cadeia de síntese de microondas. O termo cadeia se deve ao fato de que ela parte primeiramente de alguns sistemas de frequências bem mais baixas e por diversas fases de soma e multiplicações chega-se ao valor final de frequência.

Figura 5.17 – Diagrama elétrico da cadeia de microondas de interrogação.

Além da frequência de ressonância, outro fator que precisa ser ajustado na cadeia de micro-ondas é a potência. O sinal deve ter a potência exata para dar um pulso de $\pi/2$ em cada uma das vezes em que os átomos passam por ela. Este ajuste é feito, na prática, fazendo a varredura da franja de Ramsey para vários valores de potência. Na figura 5.18, podemos ver este procedimento de ajuste.

Figura 5.18 – Ajuste de potência da cadeia de microondas de interrogação.

A correção da cadeia é feita por um gerador de sinais digital (DDS), indicado como HP na figura 5.17, e que têm a sua frequência ajustada pelo sistema de controle. Na seção anterior vimos que um chafariz atômico funciona através de ciclos. Uma analogia com a engenharia química seria dizer que o sistema trabalha em forma de batelada ao invés de fluxo contínuo. Os resultados da comparação entre o oscilador local e a transição atômica ocorrem a cada dois ciclos de funcionamento. O que torna evidente que a estabilidade do chafariz atômico se faz presente depois de vários ciclos. Qualquer flutuação no oscilador em curtos períodos de tempo (da ordem do tempo de um ciclo) não seria corrigida pela referência atômica. O lado bom desta história é que o oscilador local é baseado em um cristal de quartzo de altíssima estabilidade em curtos períodos (um problema grave dos cristais é que sua

freqüência se desloca ao longo do tempo ao agregar portadores na sua estrutura, este deslocamento indesejado é corrigido pela referência atômica). O sistema de travamento tenta obter o melhor dos dois sistemas, estabilidade de curto período do cristal e de longos períodos corrigida pela referência atômica.

5.5 Desempenho do Chafariz Atômico

Alguns parâmetros do sistema foram medidos como: número de átomos aprisionados, a temperatura dos átomos, a acurácia do sistema, e a sua estabilidade.

5.5.1 Número de átomos aprisionados e temperatura da nuvem

O MOT construído no chafariz atômico utiliza um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz que produz um gradiente de campo de 20 G/cm próximo do centro da armadilha, consumindo uma corrente de aproximadamente 25 A . Para manter a temperatura das bobinas controlada elas são refrigeradas a água.

Figura 5.19 – Foto da armadilha magneto-óptica (MOT) do chafariz atômico.

A configuração utilizada é (1,1,1) com os pares de feixes usando polarizações circulares opostas. Foi feita uma medida do número de átomos através do sinal de fluorescência, e o número de átomos estimado na nossa amostra é 10^9 .

Uma análise da temperatura dos átomos, mostrou que podemos chegar, após a fase sub-Doppler a uma temperatura de aproximadamente $5 \mu K$.

Esta análise foi feita da seguinte forma: primeiramente analisamos apenas a fase de MOT e escolhemos o melhor valor de deslocamento de frequência. Ver figura 5.20.

Figura 5.20 – Análise do melhor deslocamento de frequência para o MOT.

Foi verificado que o valor de $1,7 \Gamma$ produz o maior número de átomos no MOT e apresenta uma temperatura muito boa ($\sim 40 \mu K$).

Utilizando então este valor para a fase de MOT testamos as melhores condições para a fase de resfriamento sub-Doppler. O melhor resultado foi para um deslocamento de $7,6 \Gamma$, que é o limite de frequência que o nosso sistema permite varrer (ver figura 5.21). O motivo são as limitações do circuito eletrônico de travamento, um deslocamento maior que este ultrapassa a banda de resposta do circuito.

Na figura 5.21 é possível ver a temperatura final próxima dos $5 \mu K$ mencionados anteriormente. Esta análise não leva em consideração a fase de lançamento que provavelmente esquentará um pouco a nuvem. Este experimento seria muito útil otimizar o número de átomos na amostra, mas ficará para trabalhos futuros feitos neste laboratório.

Figura 5.21 – Análise do melhor deslocamento de frequência para o resfriamento sub-Doppler.

5.5.2 Acurácia do Padrão Compacto de Átomos frios

Os deslocamentos de frequência foram calculados (11) e seus resultados encontram-se na tabela 5.2. As contas que levam a estes valores são explicadas em detalhes (e também com mais referências) na referência (11).

Tabela 5.2 – Acurácia do Chafariz Atômico.

Efeito Físico	Correção ($\times 10^{-12}$)	Incerteza ($\times 10^{-12}$)
Gravitacional	$-1,0 \times 10^{-2}$	$-1,0 \times 10^{-3}$
Doppler de segunda ordem	$-2,08 \times 10^{-3}$	-----
Zeeman de segunda ordem	2,97	0,41
Radiação de corpo negro	$-2,05 \times 10^{-2}$	$-2,636 \times 10^{-5}$

5.5.3 Estabilidade de Frequência do Padrão Compacto de Átomos frios

Para um chafariz atômico a variância de Allan pode ser escrita como (11):

$$\sigma_y(\tau) = \frac{2\sigma_{\delta P}}{\pi Q_{at}} \sqrt{\frac{T_C}{\tau}}, \quad (5.1)$$

onde Q_{at} é o fator de qualidade atômico, $\sigma_{\delta P}$ é a flutuação de probabilidade de transição entre dois ciclos consecutivos (ou seja, é proporcional ao inverso da relação sinal ruído da franja de Ramsey), τ é o tempo dos pulsos de Ramsey, e T_c é o tempo que o chafariz demora para realizar um ciclo completo.

Atualmente o tempo de ciclo do nosso sistema é muito longo (atualmente $T_c = 5,2 \text{ ms}$, mas deveria ser da ordem de $1,5 \text{ ms}$), o que no futuro, se este problema não for resolvido, será um limite para a variância de Allan.

A estabilidade do sistema foi medida (11), e o resultado, que pode ser observado na figura 5.22, foi de $\sigma_y(\tau) = 5,18 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$.

Figura 5.22 – Gráfico da variância de Allan medida.

5.6 Novos resultados

Após o aperfeiçoamento do sistema óptico, a implementação de algumas medidas para aumentar a estabilidade do sistema em longos períodos, conseguimos aumentar consideravelmente a razão sinal ruído do sistema, que passou de 4 para $S/N \approx 20$. Na figura 5.23 podemos observar uma das últimas franjas obtidas com o chafariz atômico. A largura central foi medida com uma resolução maior e apresentou uma largura a meia altura de aproximadamente 3 Hz.

Figura 5.23 – Gráfico de uma franja de Ramsey obtida com o chafariz atômico.

Na figura 5.24 podemos observar algumas franjas de Ramsey obtidas para diferentes alturas de lançamento.

Figura 5.24 – Gráfico da variância de Allan medida.

Com as melhorias do sistema também foi possível observar as transições laterais (ver figura 5.25). Isto irá permitir uma avaliação melhor dos desvios de frequência causados pelo campo magnético presente no sistema.

Figura 5.25 – Gráfico das franjas de Ramsey laterais.

A falta de resolução nas franjas laterais provavelmente se deve a uma falta de blindagem em algum sinal alternado perto da região de interrogação. Este foi um dos motivos pelo qual essas franjas laterais não eram observadas anteriormente.

6 APLICAÇÃO DA SIMULAÇÃO DE FRANJAS NO RELÓGIO COMPACTO

Embora não tenha sido aplicado para o caso do chafariz atômico, o modelo computacional desenvolvido para simular as franjas, discutido no capítulo 3, foi utilizado para explicar o sinal observado em outro padrão de frequência do nosso laboratório, servindo para validar o modelo.

Além do chafariz atômico, nosso laboratório desenvolveu um padrão de frequência compacto também baseado em átomos frios de ^{133}Cs (12,41-42). Este sistema opera de forma semelhante ao chafariz atômico (pelo método de Ramsey), entretanto não existe torre de lançamento. O aprisionamento dos átomos é realizado dentro da cavidade de interrogação. Os pulsos de Ramsey são aplicados durante a expansão dos átomos em queda livre dentro da cavidade. Esta arquitetura limita a largura de linha da transição de travamento do oscilador, entretanto o tamanho do sistema é reduzido consideravelmente.

Este sistema compacto apresentou franjas de Ramsey que diferem levemente na sua forma, se comparadas às franjas do chafariz atômico. Podemos ver na figura 6.1 que o contraste da franja central é um pouco comprometido.

Figura 6.1 – Ressonância observada no relógio compacto. Pulsos de Ramsey de 1 ms separados por um tempo livre de 8 ms. A largura a meia altura do sinal é de 47Hz.

Utilizamos então o programa de simulação de franjas desenvolvido para verificar qual o comportamento esperado, considerando as características particulares do padrão compacto. Neste sistema podemos esperar que a amplitude de campo experimentada na primeira interação e na segunda varie devido aos átomos não estarem na mesma região de cavidade no momento do primeiro e do segundo pulso de microondas.

Este aspecto foi levado em conta na simulação e produziu resultados muito satisfatórios para explicar os dados experimentais do padrão compacto. Basta observar o resultado da simulação da figura 6.2, e comparar com o resultado experimental da figura 6.1. Esta análise foi publicada na referência (43).

Figura 6.2 – Simulação da franja esperada considerando o movimento relativo dos átomos no perfil de distribuição de campo de micro-ondas dentro da cavidade.

A definição de um método de simulação é muito importante para a caracterização dos padrões de nossos laboratórios. O conhecimento mais profundo de como se dão as interações de grupos de átomos na nuvem nos ajudarão a determinar com mais acurácia deslocamentos de frequência ligados a colisões. Outro fator muito importante é a interação dos átomos com diferentes regiões de campo nas cavidades de microondas. Estas interações fazem parte de discussões bastante em evidência e ligadas à distribuição de fase que os átomos experimentam ao cruzar ou se mover dentro da cavidade, determinando um deslocamento de frequência importante. Combinados, o conhecimento desses efeitos causa incertezas da ordem de 10^{-16} , mas com um melhor mapeamento de suas características haverá a possibilidade de aumentar ainda mais a acurácia dos padrões de frequência atuais.

7 CONCLUSÃO E PRÓXIMOS OBJETIVOS

Este trabalho apresentou os recentes desenvolvimentos do laboratório do Chafariz Atômico. Foram apontadas algumas limitações do atual sistema, onde a solução provavelmente só será possível com o investimento em uma nova geração do experimento. Entretanto no atual laboratório o trabalho de caracterização e otimização precisa continuar para que este chafariz atômico possa contribuir para as coordenadas de tempo TAI e UTC.

A nova geração do experimento deverá ser mais robusta com relação a manter o alinhamento do sistema óptico. Um fator que ajudará muito é a construção de um sistema com alinhamento por construção mecânico das fibras que chegam ao sistema de vácuo. A região de detecção ficará acima da região de MOT e as cavidades ficarão mais perto do lançamento dos átomos para melhorar a relação sinal ruído.

Outro fator muito importante para o novo sistema é a implementação da fase de preparação dos átomos. Com a construção de novas cavidades de microondas, e com elas possuindo sintonias independentes, acreditamos que esta melhoria poderá ser possível de ser realizada.

A cavidade de micro-ondas do novo sistema será cilíndrica e terá múltiplas alimentações para minimizar deslocamento de fase distribuída.

Também se espera o contínuo desenvolvimento dos modelos numéricos relacionados com os padrões de frequência. Desta forma o grupo terá mais condições para analisar e definir os deslocamentos de frequência em patamares equivalentes ao estado da arte de padrões de laboratório.

REFERÊNCIAS

- 1 FLAMBAUM, V.V. Variation of fundamental constants. Disponível em: <arXiv:0705.3704v1 [physics.atom-ph]>. Acesso em: 25 May 2007.

- 2 FORTIER, T. M. et al. Precision atomic spectroscopy for improved limits on variation of the fine structure constant and local position invariance. *Physical Review Letters*, v. 98, n. 7, p. 070801-1- 070801-4, 2007.

- 3 BUREAU INTERNACIONAL DES POIDS ET MESURES (BIPM). *Le système international d'unités*. Disponível em: <<http://www.bipm.org/en/si>>. Acesso em: 01 fevereiro 2012.

- 4 TELES, F. et al. Evaluation of the first brazilian atomic clock. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, v. 47, p. 1111–1114, 2000.

- 5 TELES, F. et al. Analysis of the signal obtained with the cs-brazilian atomic clock. In: EUROPEAN FREQUENCY AND TIME FORUM,14, April 2000,Torino,Italia. *Proceedings...* Torino: EFTF,2000.

- 6 TELES, F. et al. Characterization of the brazilian cs atomic-frequency standard: valuation of major shifts. *Metrologia*, v. 39, p. 135–141, 2002.

- 7 BEBEACHIBULI, A. et al. Characterization of the main frequency shifts for the brazilian 133cs atomic frequency standard. *Brazilian Journal of Physics*, v. 35, n. 4A, p. 1010, 2005.

- 8 MAGALHÃES, D. et al. Progress towards a 133cs fountain as frequency standard in Brazil. *Laser Physics*, v. 14, n. 1, p. 1–4, 2004.

- 9 BEBEACHIBULI, A. et al. The brazilian atomic fountain primary frequency standard. In: IEEE INTERNATIONAL FREQUENCY CONTROL SYMPOSIUM,2006, Miami,Florida. *Proceedings...* Miami: 2006.p.291-294.

- 10 MAGALHÃES, D. V. *Desenvolvimento de uma fountain atômica para utilização como padrão primário de tempo*. 2004.178p.Tese (Doutorado) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2004.

11 BEBEACHIBULI, A. *Espectroscopia Ramsey em um chafariz atômico*. 2007.126p.Tese (Doutorado) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2007.

12 MÜLLER, S. *Padrão de frequência compacto*. 2010.124p.Tese (Doutorado) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2010.

13 RAMSEY, N. F. *Molecular beams*. Oxford: Oxford University Press, 1985.

14 CHU, S. et al. Precision measurements using laser cooled atoms. In: CONFERENCE ON PRECISION ELECTROMAGNETIC MEASUREMENTS, CPEM'90 DIGEST, 1990, Ottawa. *Proceedings...* Ottawa:CPEM,1990.p5-6.

15 CLAIRON, A. et al. Ramsey resonance in a zacharias fountain. *Europhysics Letters*, v.16, 165, n.2, p.165-170, 1991.

16 WYNANDS, R.; WEYERS, S. Atomic fountain clocks. *Metrologia*, v. 42, n. 3, p. 64-79, 2005.

17 MARION, H. et al. Search for variations of fundamental constants using atomic fountain clocks. *Physical Review Letters*, v. 90, n. 15, p. 150801-1- 150801-4, 2003.

18 CHEINET, P. et al. Gravimètre à atomes froids.*Journal de Physique IV, France*, v. 119, p. 153, 2004.

19 RAMSEY, N. F. Experiments with separated oscillatory fields and hydrogen masers. *Review Modern Physics*, v. 62, p. 541, 1990.

20 VANIER, J.; AUDOIN, C. *The quantum physics of atomic frequency standards*. Bristol: Adam Hilger, 1989. v. 1.

21 VANIER, J.; AUDOIN, C. *The quantum physics of atomic frequency standards*. Bristol: Adam Hilger, 1989. v. 2.

22 SORTAIS, Y. *Construction d'une fontaine double à atomes froids de ^{87}Rb et ^{133}Cs : etude des effets dépendants du nombre d'atomes dans une fontaine*.2001. Thèse (Doctorat) – Université Pierre et Marie Curie, Paris France, 2001.

23 SORTAIS, Y. et al. Cold collision frequency shifts in a 87rb atomic fountain. *Physical Review Letters*, v. 85, n. 15, p. 3117 - 3120, 2000.

24 ALLAN, D. W. Time and frequency (time domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, UFFC-34, n. 6, p. 647–654, Nov. 1987.

25 ALLAN, D. Statistics of atomic frequency standard. *Proceedings of the IEEE*, v. 54, n. 2, p. 221–231, 1966.

26 CHU, S.; HOLLBERG, L.; BJORKHOLM, J. E.; CABLE, A.; ASHKIN, A. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Physical Review Letters*, v. 55, n. 1, p. 48-51, 1985.

27 CASTIN, Y.; WALLIS, H.; DALIBARD, J. Limit of doppler cooling. *Journal of Optical Society of America B*, v. 6, n. 11, p. 2046–2057, Nov. 1989.

28 DALIBARD, J.; COHEN-TANNOUDJI, C. Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models. *Journal of Optical Society of America B*, v. 6, n. 11, p. 2023–2045, Nov. 1989.

29 SISYPHUS. Disponível em: < <http://en.wikipedia.org/wiki/Sisyphus>>. Acesso em: 05 Fevereiro 2012.

30 METCALF, H.; STRATEN, P. van der. Laser cooling and trapping of atoms. *Journal of Optical Society of America B*, v. 20, n. 5, p. 887-908, 2003.

31 RAAB, E. L.; PRENTISS, M.; CABLE, A.; CHU, S.; PRITCHARD, D. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters*, v. 59, n. 23, p. 2631-2634, 1987.

32 RABI, I. I.; ZACHARIAS, J. R.; MILLMAN, S.; KUSCH, P. A new method of measuring nuclear magnetic moment. *Physical Review*, v. 53, n. 4, p. 318, 1938.

33 RAMSEY, N. F. A molecular beam resonance method with separated oscillating fields. *Physical Review*, v. 78, n. 6, p. 695–699, June 1950.

- 34 MAKDISSI, A.; CLERQ, E. Evaluation of the accuracy of the optically pumped caesium beam primary frequency standard of the BNM-LPTF. *Metrologia*, v. 38, n. 5, p. 409–425, 2001.

- 35 KAJFEZ, D.; GUILLON, P. *Dielectric resonators*. Norwood: Artech House, 1986.

- 36 TUBOY, A. Preparação de laser de diodo e sua utilização no aprisionamento e estudo de átomos frios. 1996. 121 f. Tese (Doutorado) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 1996.

- 37 HARVEY, K. C.; MYATT, C. J. External-cavity diode laser using a grazing-incidence diffraction grating. *Optics Letters*, v. 16, n. 12, p. 910-912, 1991.

- 38 LABACHELERIE, M. DE; LATRASSE, C.; KEMSSU, P.; CEREZ, P. The frequency control of laser diodes. *Journal de Physique III - France*, v. 2, n. 9, p. 1557-1589, 1992.

- 39 GARCIA NAVA, J. F.; WALLS, F. L.; SHIRLEY, J. H.; LEE, W. D.; DELGADO ARAMBURO, M. C. Environmental effects in frequency synthesizers for passive frequency standards. In: INTERNATIONAL FREQUENCY CONTROL SYMPOSIUM. 1996, Honolulu. *Proceedings...* Honolulu: IEEE, 1996. p. 973-979.

- 40 SANTARELLI, G.; AUDOIN, C.; MAKDISSI, A.; LAURENT, P.; DICK, G. J.; CLAIRON, A. Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, v. 45, n. 4, p. 887–894, July 1998.

- 43 MÜLLER, S. T.; MAGALHÃES, D. V.; ALVES, R. F.; BAGNATO, V. S. . Compact frequency standard based on an intracavity sample of cold cesium atoms. *Journal of the Optical Society of America. B, Optical physics*, v. 28, n.11, p. 2592, 2011.

- 44 AHMED, M.; MAGALHÃES, D. V.; BEBEACHIBULI, A.; MÜLLER, S. T.; ALVES, R. F.; ORTEGA, T. A. ; WEINER, J.; BAGNATO, V. S.. The Brazilian time and frequency atomic standards program. *Anais da Academia Brasileira de Ciências*, v. 80, n. 2, p. 217, 2008.

APÊNDICE A DIAGRAMA DE ENERGIA DO CS 133

APÊNDICE B CONSTANTES FUNDAMENTAIS UTILIZADAS

Tabela B.1 - Constantes Fundamentais da Física.

CONSTANTE	SÍMBOLO	VALOR
Magneton de Bohr	μ_B	$9,27400899(37) \times 10^{-24} \text{ J/T}$
Velocidade da luz no vácuo	c	299792458 m/s
Permeabilidade magnética do vácuo	μ_0	$4\pi 10^{-7} \text{ N/A}^2$
Permeabilidade elétrica do vácuo	ϵ_0	$8,85401870817 \dots 10^{-12} \text{ F/m}$
Constante de Planck	h	$6,62606876(52)10^{-34} \text{ J s}$
Constante de Boltzmann	k_B	$1,386503(24)10^{-23} \text{ J/K}$
Carga Elétrica	e	$1,602176462(63)10^{-19} \text{ C}$
Constante de Estrutura fina	α	$7,297352533(27)10^{-3}$
Aceleração da Gravidade	g	$9,80665 \text{ m/s}^2$

APÊNDICE C PROPRIEDADES DO ÁTOMO DE CÉSIO 133

Tabela C.1 – Parâmetros do Átomo de ^{133}Cs .

Número Atômico	55
Massa Atômica	$2,20694650(17) \times 10^{-25} \text{ Kg}$
Elétron de Valência	$6s^1$
Pressão de Vapor a 25°C	$1,3 \times 10^{-6} \text{ Torr}$
Abundância do ^{133}Cs	100%
Tempo de vida nuclear	Estável
Spin nuclear	$I = 7/2$
Fator de Landé nuclear	$g_I = -4,013 \times 10^{-4}$
Fator de Landé Eletrônico ($6^2S_{1/2}$)	$g_J = 2,00254032(20)$
Frequência de transição hiperfina	9192631770 Hz
Comprimento de onda da linha D_1 (no vácuo)	$\lambda_{D1} = 894,36 \text{ nm}$
Comprimento de onda da linha D_2 (no vácuo)	$\lambda_{D2} = 852,34727582(27) \text{ nm}$
Número de onda da linha D_2 ($2\pi/\lambda_{D2}$)	$k = 7,0235 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1}$
Frequência da linha D_2	$\nu_{D2} = 351,72571850(11) \text{ THz}$
Tempo de vida do estado excitado $6^2P_{3/2}$	$\tau = 30,473(39) \text{ ns}$
Largura de linha natural, $\text{linha } D_2 1/\tau$	$\Gamma = 2\pi \times 5,2152 \text{ MHz}$
Intensidade de Saturação da linha D_2 ($\pi\hbar c/3\lambda^3\tau$)	$I_s = 1,09 \text{ mW/cm}^2$
Seção de choque de absorção (D_2)	$\sigma_{ge} = 346,9 \times 10^{-15}$
Máxima aceleração da saturação da linha D_2	$a_{max} = 5,7 \times 10^4 \text{ m/s}^2$
Velocidade de recuo do fóton (D_2)	$v_r = 3,52 \text{ mm/s}$
Temperatura de recuo	$T_r = 0,198 \text{ } \mu\text{K}$
Velocidade de captura ($1/\tau k$)	$v_C = 4,42 \text{ mm/s}$
Temperatura Doppler	$T_D = 124 \text{ } \mu\text{K}$