

## Introdução

Em 1997, um conjunto de técnicas óticas para resfriamento e aprisionamento de átomos, cujo desenvolvimento ocorreu durante a década de 80 e início da década de 90, rendeu o Prêmio Nobel de Física a Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji e William D. Phillips [1-3]. Em poucos anos, as técnicas experimentais e teóricas foram amplamente estudadas, e os limites de resfriamento foram ultrapassados diversas vezes. Considerando os últimos avanços, quase seis ordens de grandeza foram vencidas na corrida em direção ao zero absoluto de temperatura de amostras gasosas resfriadas a laser, em menos de duas décadas. Além disso, essas técnicas renderam e rendem até hoje uma vasta gama de publicações que se estende desde a pesquisa básica até aplicações tecnológicas de grande interesse comercial. Com o propósito de iniciar um ramo de pesquisa com amostras resfriadas a laser dentro do IFUSP, construímos uma armadilha magneto-ótica (MOT) à célula de vapor utilizando um sistema de lasers de diodo de largura de linha estreita e alta potência.

Os estudos da interação da luz com a matéria já demonstravam, desde o início do século, a possibilidade de se manipular pequenas partículas massivas com a ajuda de feixes luminosos intensos. Contudo, foi somente na segunda metade da década de 70 que a teoria quântica começou a ser aplicada ao tratamento desta interação para investigar os diversos mecanismos óticos de resfriamento e aprisionamento de átomos livres. As aplicações práticas desses processos vieram apenas na década seguinte e, em 1985, através do confinamento viscoso conhecido como *melaço ótico*, estimava-se que as temperaturas atingidas seriam da ordem de algumas centenas de  $\mu\text{K}$  [4]. Dois anos mais tarde foi produzida [5] a primeira amostra gasosa aprisionada numa armadilha magneto-ótica como aquela que construímos em nosso laboratório. Nesta época, medições mais precisas revelaram que as temperaturas atingidas nestas experiências poderiam ser na verdade muito mais baixas que o previsto, da ordem de poucos  $\mu\text{K}$ , devido a mecanismos de resfriamento por gradiente de polarização que não foram originalmente previstos na elaboração do melaço ótico. Estes resultados demonstraram a necessidade de uma investigação teórica mais aprofundada dos mecanismos de resfriamento em questão, que veio a surgir em 1989. Os artigos [1-3] e as referências neles citadas investigam e revisam amplamente essas descobertas. Poucos anos depois, uma amostra resfriada e aprisionada no MOT foi utilizada no carregamento de uma armadilha magnética e, através do processo conhecido como *resfriamento evaporativo*, essa amostra foi levada à condensação de Bose-Einstein [6-8], abaixando sua temperatura efetiva para poucas centenas de nK. Recentemente, esse resfriamento foi atingido através de métodos puramente

óticos [9], em um arranjo no qual a diminuição da intensidade de dois feixes altamente focalizados sobre a amostra aprisionada promove o efeito de resfriamento evaporativo.

As aplicações das amostras resfriadas através destas técnicas são vastas [1-3]. As baixíssimas temperaturas atingidas implicam que a dispersão de velocidades dos átomos no gás é muito pequena, o que torna possível estudar com mais clareza as propriedades intrínsecas destes átomos, já que a largura de suas transições está praticamente livre de efeitos dispersivos como o alargamento Doppler e outros. Neste sentido, as amostras resfriadas são bastante úteis nos estudos de física fundamental, como por exemplo na espectroscopia de altíssima resolução. Tal precisão torna estas amostras muito importantes para diversas áreas, desde a metrologia, por exemplo, na construção de relógios atômicos [1,2] dos quais depende hoje o funcionamento do GPS (*Global Positioning System*), vital para os sistemas de telecomunicações e navegações mundiais, até o estudo de aspectos cosmológicos, como a medição de ondas gravitacionais e a determinação da possível evolução temporal das constantes fundamentais da física, como proposto por Dirac [2]. Hoje em dia, um relógio atômico utilizando um *chafariz de átomos* carregado a partir de uma armadilha magneto-ótica em ambiente de baixa gravidade pode fornecer um padrão de frequência com uma precisão relativa de uma parte em  $10^{16}$ , o que equivale a um atraso de um segundo em três bilhões de anos. Por outro lado, as amostras resfriadas também têm aplicação no estudo das propriedades radiativas e químicas de átomos e moléculas, como nos experimentos de colisões ultrafrias e controle coerente de reações químicas. Além disso, as técnicas desenvolvidas para manipulação e aprisionamento de átomos e moléculas estão sendo aplicadas em larga escala no estudo da biologia celular e das propriedades de proteínas complexas como o DNA [1].

No primeiro capítulo desta dissertação, apresentamos os princípios gerais do aprisionamento magneto-ótico em um gás de Rubídio. Uma derivação semiclássica da força que uma onda monocromática exerce sobre um átomo de dois níveis é apresentada com fins ilustrativos. São diversas as aproximações utilizadas nesta derivação, o que pode dar ao leitor uma breve idéia da complexidade que tal teoria apresenta, e a proliferação de fenômenos que pode surgir mesmo em uma abordagem aparentemente simples. Após uma breve síntese dos mecanismos de resfriamento e aprisionamento de interesse, apresentamos a estrutura hiperfina do Rubídio, cuja descrição é essencial para que se compreenda o arranjo necessário para um aprisionamento eficiente. O capítulo termina com uma descrição mais detalhada do arranjo da armadilha, e dos tópicos envolvidos em sua caracterização.

No segundo e terceiro capítulos, é apresentada a descrição do arranjo experimental que produz a luz laser necessária para o aprisionamento. Em *Instrumentação de Lasers de Diodo*,

apresentamos a construção dos lasers de diodo estabilizados com rede de difração, cuja largura de linha é inferior à largura natural das transições atômicas envolvidas. Também são apresentados os resultados da espectroscopia de absorção saturada em vapor atômico de Rubídio, técnica necessária para a observação das transições hiperfinas dos átomos em temperatura ambiente. Já em *Amplificação Coerente*, é discutido o arranjo de amplificação da luz produzida pelos lasers de largura de linha reduzida discutidos no segundo capítulo. Essa foi a alternativa que encontramos para, com os recursos disponíveis em nosso laboratório, obter a potência necessária para o aprisionamento de átomos nas três dimensões espaciais. A técnica aplicada consiste em incidir a luz de baixa largura espectral em um diodo de alta potência para que esta luz seja amplificada através de emissões estimuladas no meio de ganho. Os resultados experimentais mostram que a luz original é amplificada quase duas ordens de grandeza em potência e são mantidas suas características espectrais. Além disso, para simplificar nosso arranjo experimental, empregamos também a técnica de amplificação multicanal que consiste em amplificar duas frequências simultaneamente no meio de ganho amplificador. A caracterização deste sistema laser evidenciou as peculiaridades de uma amplificação multicanal, efeitos não-lineares produzidos no meio de ganho, tais como a saturação cruzada e a mistura de quatro ondas. Demonstramos que esses efeitos não prejudicam significativamente o funcionamento da armadilha magneto-ótica e também que este arranjo apresenta uma maior facilidade de montagem e operação em relação a outros esquemas tradicionais.

No quarto capítulo apresentamos o arranjo, montagem e caracterização da armadilha magneto-ótica. As medidas de número e densidade de átomos aprisionados são obtidas através de medições com câmara digital e uma fotomultiplicadora. A armadilha se apresenta de maneira relativamente robusta, uma nuvem brilhante de átomos de poucos milímetros de diâmetro que pode ser vista a olho nu mesmo na presença de luz ambiente. Por fim, o último capítulo contém as conclusões principais sobre as experiências desenvolvidas nos capítulos 2, 3 e 4, assim como as nossas principais perspectivas em relação à armadilha magneto-ótica.

# Capítulo 1

## Princípios do Aprisionamento Magneto-Ótico

Os processos de resfriamento e aprisionamento na armadilha magneto-ótica utilizam a pressão da radiação de um feixe de luz coerente para manipular os graus de liberdade externos dos átomos, confinando-os a uma pequena região do espaço, em uma temperatura extremamente baixa. Neste capítulo descrevemos o resfriamento e aprisionamento de átomos neutros em um gás, e apresentamos o arranjo experimental da armadilha magneto-ótica utilizada em nosso laboratório com suas características mais importantes.

### A – Apresentação aos Efeitos Fundamentais

Nesta seção são fornecidas as noções teóricas principais dos mecanismos que levam ao resfriamento e ao aprisionamento de átomos, com algumas estimativas iniciais das grandezas que caracterizam a armadilha.

#### 1) Pressão de radiação e manipulação de átomos

A força que uma onda eletromagnética exerce sobre um átomo pode ser compreendida em termos da transferência de momento linear associada aos processos de emissão e absorção de fótons. No caso em que a onda é suficientemente intensa e de frequência relativamente próxima a uma das frequências de transição do átomo, as taxas de emissão e absorção podem ser significativas o bastante para desviar a trajetória atômica. Com o controle preciso das características da onda luminosa torna-se possível então manipular os graus de liberdade de átomos e de moléculas aproximadamente livres.

Um fóton incidente carrega um momento linear,  $\hbar\mathbf{k}$ , que será transferido para um átomo no processo de absorção, atuando como uma força sobre seu centro de massa. Essa absorção irá alterar a velocidade  $\mathbf{v}$  de um átomo de massa  $M$  de

$$\Delta\mathbf{v} = \hbar\mathbf{k}/M,$$

na direção da onda incidente. Por exemplo, um fóton com a energia correspondente à transição  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  do Rubídio ( $\lambda_{D_2} = 780 \text{ nm}$ ) tem um momento linear de  $\sim 8,5 \cdot 10^{-28} \text{ Kg m / s}$ , e pode modificar a velocidade de um átomo livre em até  $0,6 \text{ cm / s}$ .

Dois tipos de força podem ser exercidos sobre o átomo, dependendo do modo como este emitir o fóton absorvido ao decair para um nível de energia inferior. No caso do decaimento ocorrer de maneira espontânea, a emissão ocorre aleatoriamente com igual probabilidade em direções opostas, implicando que, ao longo de muitos ciclos de absorção e emissão espontânea, o átomo não perde em média o momento linear absorvido da luz. Esta força é conhecida como pressão de radiação e depende diretamente de  $\hbar\mathbf{k}$ , sendo nula no caso de uma onda estacionária. Por outro lado, o decaimento do átomo pode ser estimulado por um segundo fóton da onda incidente, caso em que a direção de emissão do fóton absorvido é igual à direção de propagação deste segundo fóton. Numa onda plana, o momento linear que o átomo ganha em um ciclo de absorção e emissão estimulada é nulo. Contudo, se o campo da onda é inhomogêneo, um átomo pode perceber um vetor de Poynting diferente no momento da emissão daquele percebido durante a absorção, resultando numa transferência de momento linear não-nula conhecida como força de dipolo. Para ilustrar estes mecanismos, são listados a seguir os passos principais na derivação de expressões semiclássicas para as forças que uma onda monocromática exerce sobre um átomo simplificado de dois níveis [10,11].

A teoria clássica da interação da luz com a matéria de H. A. Lorentz explora a idéia de que os fenômenos óticos em geral surgem do movimento de cargas elementares e dipolos que são até certo ponto livres para responderem aos campos eletromagnéticos de ondas luminosas [11,12]. Esta teoria proporciona uma visão simplificada de algumas das características da manipulação da matéria com a luz coerente, em particular de processos de resfriamento e aprisionamento de átomos, já que prevê o efeito de transferência dos momentos linear e angular do campo de radiação para o átomo e inclui fenomenologicamente a dissipação devida à reação da radiação. Contudo, sua validade é restrita somente às situações ordinárias onde o campo é pouco intenso e o átomo passa a maior parte do tempo em seu estado fundamental de energia. Para estudar o comportamento do átomo sob a influência do campo de maneira mais ampla e precisa é necessário utilizar a teoria quântica, na qual as variáveis dinâmicas de ambos o átomo e o campo são associadas a operadores no espaço de Hilbert.

Com o propósito de ilustrar as características mais importantes deste comportamento, é suficiente considerar a interação entre o átomo e o campo como sendo do tipo escalar. Para que esta seja uma aproximação válida, é necessário que três condições principais sejam satisfeitas. Primeiro, o átomo deve se comportar como uma entidade bem localizada, com um comprimento de onda de de Broglie,  $\lambda_A = 2\pi\hbar/Mv$ , muito menor que o comprimento de onda  $\lambda$  da radiação. Os átomos que possuem um momento linear  $Mv$  muito maior que  $\hbar k$  satisfazem essa condição. Em segundo lugar, a onda deve ser quase perfeitamente

monocromática, ou seja, o tempo de correlação do campo deve ser muito maior que o tempo de correlação do sistema atômico<sup>1</sup>. Por último, a frequência da radiação  $\omega$  deve ser quase igual a frequência  $\omega_0$  (ressonância) de uma das transições eletrônicas do átomo, de modo que  $|\omega - \omega_0| \ll \omega, \omega_0$ . Nessas condições, na grande maioria dos eventos apenas dois níveis atômicos participam da interação, e o átomo se acopla ao campo através de seu momento de dipolo. Para uma velocidade  $\mathbf{v}$  não relativística, a influência do campo magnético da onda pode ser desprezada e a interação é função do produto escalar entre o operador de dipolo elétrico  $\hat{\mathbf{d}}$  do átomo e o operador campo elétrico  $\hat{\mathbf{E}}$  da radiação<sup>2</sup>,

$$\hat{V} = -\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}. \quad (1.1)$$

Sendo satisfeita a condição  $\lambda \gg \lambda_A$ , torna-se possível substituir o operador posição do átomo por seu valor esperado,  $\hat{\mathbf{r}} \rightarrow \mathbf{r} = \langle \hat{\mathbf{r}} \rangle$ , na expressão para o campo elétrico,  $\hat{\mathbf{E}} = \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t)$ , onde  $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$ . Por exemplo, para  $\lambda = 780$  nm do Rubídio, a condição  $\lambda > 2\pi\lambda_A$  implica que essa aproximação será aplicável para átomos no espaço livre com velocidade  $v$  maior que  $\sim 4$  cm / s. Alternativamente, se a posição está definida dentro de um comprimento de onda de de Broglie, o momento linear deve, pelo princípio de incerteza de Heisenberg, possuir uma incerteza mínima,  $\hbar/\lambda_A$ , da ordem do momento de um fóton. Esta aproximação deve então descrever corretamente os efeitos da interação apenas em média ao longo de diversos ciclos de absorção e emissão.

A estrutura interna do átomo será representada por dois níveis de energia,  $|e\rangle$  o excitado e  $|g\rangle$  o fundamental, que são os autoestados do Hamiltoniano  $\hat{H}_A$  referente aos graus de liberdade desse átomo na ausência do campo, e que formam um conjunto ortonormal completo,  $\langle i|j\rangle = \delta_{ij}$  e  $\sum_i |i\rangle\langle i| = 1$ , onde  $i, j = e, g$ . Na base  $\{|e\rangle, |g\rangle\}$ , uma forma conveniente para esse Hamiltoniano é

$$\hat{H}_A = \frac{\hat{\mathbf{P}}^2}{2M} + \hbar\omega_0 |e\rangle\langle e|, \quad (1.2)$$

onde  $\hbar\omega_0$  é a separação entre os autovalores de energia. Para átomos que possuem um momento linear muito maior que o momento dos fótons da radiação incidente, tal como

<sup>1</sup> Essa aproximação foi discutida em detalhes [10,11] e é justificada porque, em nossa experiência, a largura de linha dos lasers é sempre inferior à largura natural das transições atômicas envolvidas na interação, como veremos no capítulo seguinte.

<sup>2</sup> Um átomo de dois níveis nessa situação é conceitualmente o mesmo tipo de objeto que uma partícula de *spin* meio em um campo magnético, de modo que o formalismo de Bloch desenvolvido para a ressonância magnética é diretamente aplicável na ressonância ótica [13,14].

aqueles que satisfazem a  $\lambda \gg \lambda_A$ , processos individuais de absorção e emissão não alteram significativamente sua velocidade, e torna-se possível aplicar a aproximação de Raman-Nath que consiste em ignorar o termo cinético  $p^2/2M$  na energia total do átomo.

O operador dipolo atômico  $\hat{\mathbf{d}}$ , sendo um operador vetorial, é de paridade ímpar e portanto seus elementos diagonais, ou seja, seus valores esperados nos níveis fundamental e excitado, devem ser nulos [13]. Uma representação adequada para esse dipolo é dada por

$$\hat{\mathbf{d}} = \mathbf{d}_{ge} |g\rangle\langle e| + \mathbf{d}_{ge}^* |e\rangle\langle g|, \quad (1.3)$$

onde  $\mathbf{d}_{ge} = \langle g|\hat{\mathbf{d}}|e\rangle$ . Por outro lado, o operador campo elétrico pode ser escrito em termos de suas componentes de frequência positiva e negativa,

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathcal{E}}(\mathbf{r}, t)e^{-i\omega t} + \hat{\mathcal{E}}^\dagger(\mathbf{r}, t)e^{+i\omega t}, \quad (1.4)$$

onde  $\hat{\mathcal{E}}^\dagger$  e  $\hat{\mathcal{E}}$  são respectivamente os operadores de criação e aniquilação de energia do campo. É possível utilizar a aproximação RWA (*Rotating Wave Approximation*), para escrever a interação (1.1) com as definições (1.3) e (1.4),

$$\hat{V} = -\mathbf{d}_{ge} \cdot \hat{\mathcal{E}}^\dagger(\mathbf{r}, t)e^{+i\omega t} |g\rangle\langle e| - \mathbf{d}_{ge}^* \cdot \hat{\mathcal{E}}(\mathbf{r}, t)e^{-i\omega t} |e\rangle\langle g|, \quad (1.5)$$

onde os termos anti-ressonantes  $\hat{\mathcal{E}}^\dagger(\mathbf{r}, t)|e\rangle\langle g|$  e  $\hat{\mathcal{E}}(\mathbf{r}, t)|g\rangle\langle e|$  foram desprezados.

Para simplificar ainda mais a discussão, o campo de radiação será considerado como uma entidade puramente clássica,  $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \rightarrow \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \langle \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \rangle$ . Tal aproximação implica em ignorar as correlações quânticas entre o átomo e o campo, de modo que os produtos entre os operadores destas duas entidades podem ser fatorados em todos os valores esperados,

$$\langle \hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \rangle = \langle \hat{\mathbf{d}} \rangle \cdot \langle \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) \rangle, \quad (1.6)$$

e suas implicações são discutidas mais adiante. A aplicação dessa fatoração no tratamento da interação define o escopo da teoria semiclássica da radiação de átomos de dois níveis. O campo elétrico da radiação pode então ser re-escrito como

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \boldsymbol{\varepsilon} \mathcal{E}(\mathbf{r}, t)e^{-i\omega t} + \boldsymbol{\varepsilon}^* \mathcal{E}^*(\mathbf{r}, t)e^{+i\omega t}, \quad (1.7)$$

onde  $\boldsymbol{\varepsilon}$  é um vetor de polarização unitário e  $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = |\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)|e^{-i\phi(\mathbf{r}, t)}$  é uma amplitude complexa de variação temporal muito mais lenta que as oscilações de frequência  $\omega$ .

Essas aproximações facilitam o cálculo da força que o campo exerce sobre o átomo, sem ocultar os fenômenos de interesse na presente discussão. A expressão para esta força pode ser obtida, por exemplo, da equação de Heisenberg para a evolução temporal do operador momento do átomo,

$$\hat{\mathbf{f}} = \hat{\mathbf{p}} = \frac{1}{i\hbar}[\hat{\mathbf{p}}, \hat{H}], \quad (1.8)$$

onde  $[A, B] = AB - BA$  e  $\hat{H}$ , a Hamiltoniana total do sistema, é a soma do potencial de interação com as Hamiltonianas do átomo e do campo. Destes, apenas o potencial  $\hat{V}$  depende explicitamente da posição do átomo, de modo que, expressando o operador momento atômico na forma diferencial,  $\hat{\mathbf{p}} \rightarrow -i\hbar\nabla$ , o valor esperado da força,  $\mathbf{f} = \langle \hat{\mathbf{f}} \rangle$ , é escrito em função do gradiente de  $\hat{V}$ ,

$$\mathbf{f} = -\nabla \langle \hat{V} \rangle = \nabla \langle \hat{\mathbf{d}} \rangle \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (1.9)$$

Utilizando a expressão (1.5) temos

$$\mathbf{f} = \text{Re} \left\{ \sigma_{ge} \hbar \Omega e^{-i(\omega t + \phi)} \left[ \frac{\nabla \Omega}{\Omega} - i \nabla \phi \right] \right\}, \quad (1.10)$$

onde

$$\hbar \Omega \equiv -2 \mathbf{d}_{ge} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}^* |\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)| \quad (1.11)$$

é a frequência de Rabi, que caracteriza a intensidade do acoplamento entre o átomo e o campo, e  $\sigma_{ge}$  é o valor médio de  $|e\rangle\langle g|$ . Utilizando a mudança de variáveis

$$s_1 = \text{Re} \sigma_{ge} e^{-i(\omega t + \phi)}, \quad (1.12)$$

$$s_2 = \text{Im} \sigma_{ge} e^{-i(\omega t + \phi)}, \quad (1.13)$$

a expressão (1.10) toma a forma

$$\mathbf{f} = -\hbar \Omega \left[ s_1 \frac{\nabla \Omega}{\Omega} + s_2 \nabla \phi \right]. \quad (1.14)$$

O valor médio  $\sigma_{ge}$  é um dos coeficientes do operador densidade  $\hat{\sigma}$  que, no caso mais geral, descreve o estado interno do átomo,

$$\hat{\sigma} = \sum_{ij} \sigma_{ij} |i\rangle\langle j|, \quad (1.15)$$

onde  $i, j = e, g$ . Introduzindo mais uma variável,

$$s_3 = \frac{1}{2}(\sigma_{ee} - \sigma_{gg}), \quad (1.16)$$

é possível obter-se uma representação geométrica simples do estado atômico, chamada de *representação de Bloch*, em termos de um vetor tridimensional real  $\mathbf{s} = (s_1, s_2, s_3)$  conhecido como vetor de Bloch. É possível mostrar que [10,11,14] as componentes  $s_1$  e  $s_2$  deste vetor estão relacionadas respectivamente com as componentes em fase e em quadratura do dipolo, enquanto que  $s_3$  é uma medida do grau de excitação do átomo.



A evolução temporal do operador densidade  $\hat{\sigma}$  é obtida da equação de Heisenberg,

$$i\hbar\dot{\hat{\sigma}} = [\hat{\sigma}, \hat{H}], \quad (1.17)$$

que, com a ajuda da aproximação RWA, leva ao seguinte conjunto de equações acopladas para a evolução atômica interna

$$\dot{s}_1 = \delta s_2, \quad (1.18a)$$

$$\dot{s}_2 = -\delta s_1 - \Omega s_3, \quad (1.18b)$$

$$\dot{s}_3 = \Omega s_2, \quad (1.18c)$$

onde  $\delta = \omega - \omega_0$  é a dessintonia do laser com a transição.

Até o momento, o dipolo atômico tem sido considerado como um oscilador perfeitamente monocromático, que não apresenta amortecimento mesmo na ausência de campos externos. Aqui vale mencionar que uma das restrições mais importantes impostas pela aproximação semiclássica (1.6) é a necessidade de se introduzir uma constante de decaimento fenomenológica do dipolo atômico de maneira *ad hoc*. De maneira análoga ao tratamento da eletrodinâmica clássica, a taxa de amortecimento do dipolo atômico pode ser introduzida na teoria semiclássica através de argumentos de conservação de energia. Para um dipolo clássico, composto por duas cargas elementares opostas em movimento harmônico levemente amortecido, a energia é irradiada a uma taxa,  $\Gamma = 2e^2\omega_0^2/3mc^3$ , proporcional à própria energia do dipolo [11,12]. Como a amplitude do dipolo decai a uma taxa  $\Gamma/2$ , a derivada temporal das componentes do vetor de Bloch deve ser modificada para

$$\dot{s}_1 = \delta s_2 - \frac{\Gamma}{2} s_1, \quad (1.19a)$$

$$\dot{s}_2 = -\delta s_1 - \Omega s_3 - \frac{\Gamma}{2} s_2, \quad (1.19b)$$

$$\dot{s}_3 = \Omega s_2 - \Gamma s_3 - \frac{\Gamma}{2}. \quad (1.19c)$$

O dipolo atômico apresenta então um tempo característico de decaimento espontâneo associado à sua largura de linha  $\Gamma$ . Na eletrodinâmica quântica [10] as variáveis dinâmicas do campo são tratadas como operadores no espaço de Hilbert, e essa taxa é obtida *ab initio*, surgindo como o efeito em primeira ordem do acoplamento entre o dipolo e os modos do vácuo eletromagnético<sup>3</sup>.

---

<sup>3</sup> Em segunda ordem esse acoplamento produz um deslocamento na energia dos níveis atômicos conhecido como deslocamento de Lamb [10].

No estado estacionário,  $\dot{\mathbf{s}} = 0$ , as equações (1.19) fornecem a seguinte solução para o vetor de Bloch,

$$\mathbf{s} = \frac{\Omega/2}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \left( \delta, \frac{\Gamma}{2}, \frac{\Omega}{2} \right). \quad (1.20)$$

Aplicando-se as duas primeiras componentes deste vetor na expressão (1.14) é possível obter a expressão para a média temporal da força do campo de radiação sobre o átomo,

$$\mathbf{f} = \frac{\hbar\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \nabla\phi - \frac{\hbar\delta}{2} \frac{\Omega}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} \nabla\Omega. \quad (1.21)$$

Os dois termos da equação (1.21) correspondem aos dois tipos principais de forças que a luz exerce sobre um átomo de dois níveis: a força da pressão da radiação, que é resultado de um efeito espontâneo e está relacionada com o gradiente da fase do campo, e a força de dipolo elétrico, resultado de um efeito coerente e que está relacionada ao gradiente da intensidade do campo. Nas situações em que as aproximações semiclassicas descritas acima não são aplicáveis, a interação se torna muito mais complexa e revela interessantes efeitos de emaranhamento dos estados do átomo e do campo como, por exemplo, efeitos de refração e difração do pacote de onda atômico [15].

Na armadilha magneto-ótica, a força de interesse é a pressão da radiação, pois os feixes utilizados são todos colimados e com perfil de intensidade homogêneo, tal que  $\phi(\mathbf{r}) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$  e  $\nabla\Omega(\mathbf{r}) = 0$ . Desse modo, o segundo termo em (1.21) pode ser desprezado<sup>4</sup> e a força sobre o átomo pode ser escrita como

$$\mathbf{f}_{\text{esp}} = \hbar\mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4}, \quad (1.22)$$

que é simplesmente o momento de um fóton  $\hbar\mathbf{k}$  multiplicado pelo número médio de fótons absorvidos pelo átomo por unidade de tempo. Na eletrodinâmica clássica, é possível obter uma expressão semelhante a esta, considerando o efeito da reação da radiação sobre o dipolo atômico, mas que tem alguma aplicabilidade apenas nas situações onde o campo elétrico é de intensidade muito baixa e não satura a transição atômica,  $\Omega \ll \Gamma$ . Dessa maneira, uma versão rudimentar dos mecanismos de resfriamento e aprisionamento de átomos apresentados mais adiante pode ser prevista ainda na teoria clássica.

Na realidade, a força que o campo exerce sobre um átomo em movimento é um pouco mais complexa que (1.21), visto que a frequência da radiação no referencial deste átomo será deslocada pelo efeito Doppler de acordo com a magnitude da componente de sua velocidade  $\mathbf{v}$

---

<sup>4</sup> A força de dipolo elétrico foi extensivamente aplicada à manipulação coerente de átomos e sua aplicação será brevemente discutida mais adiante neste capítulo.

ao longo de  $\mathbf{k}$ . A transformação de Lorentz do quadrivetor de propagação da onda para o referencial do átomo fornece em primeira ordem,

$$\omega \rightarrow \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}, \quad (1.23)$$

de modo que, nesse referencial, a força espontânea (1.22) se torna

$$\mathbf{f}_{\text{esp}} = \hbar \mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{(\delta - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v})^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4}. \quad (1.24)$$

Essa força tem uma dependência Lorentziana com a frequência  $\omega$  da luz que incide sobre o átomo, como mostra a figura 1.1, e sua intensidade máxima ocorre na ressonância  $\omega_0 = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ . No caso mais geral, a largura característica desta Lorentziana é determinada pela taxa  $\Gamma$  de decaimento espontâneo da transição atômica, pela intensidade do feixe, por processos colisionais, alargamento Doppler e outros fatores de alargamento inhomogêneo.

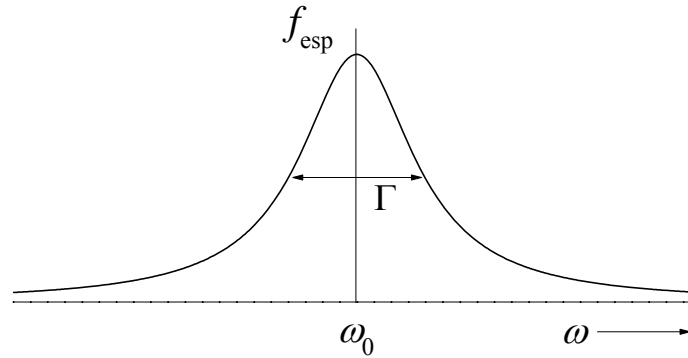


Figura 1.1 – A intensidade da pressão da radiação  $f_{\text{esp}}$  em função da frequência da luz  $\omega$ , no caso em que  $v = 0$  e somente a emissão espontânea é responsável pelo alargamento de linha.

O processo de transferência de momento pode ser utilizado para diminuir a velocidade de um átomo que se propaga contra um feixe de luz ressonante. Para um átomo de Rubídio que se move com a velocidade característica das partículas de um gás à temperatura ambiente  $T = 300 \text{ K}$ ,  $v = (3k_B T/M)^{1/2} \sim 300 \text{ m/s}$ , onde  $k_B$  é a constante de Boltzmann, devem ser necessários por volta de  $v/\Delta v = 50000$  ciclos de absorção e emissão para que sua velocidade seja reduzida próxima ao zero. Podemos estimar o tempo que se gasta neste resfriamento, levando em conta o tempo de decaimento do átomo  $\tau = 1/\Gamma$ . Se a transição  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  está unicamente sob a influência do processo dissipativo da emissão espontânea, sua largura característica é função somente da largura natural  $\Gamma \sim 39 \text{ MHz}$ , que corresponde a um tempo

de vida do estado excitado de  $\tau \sim 25,5$  ns. Na presença do número suficiente de fótons, a transição será saturada e o átomo irá constantemente absorver e emitir o mais rápido que pode, passando em média metade do seu tempo no estado fundamental e metade no estado excitado. Nessa situação, o número de ciclos de fluorescência, ou seja, ciclos de absorção e emissão espontânea, por segundo pode chegar a  $\Gamma/2$  e, desse modo, deve ser necessário um tempo mínimo de  $2v/(\Gamma\Delta v) \sim 2,5$  ms para trazer o átomo ao repouso quase absoluto. Quando o feixe é intenso o suficiente para manter o átomo ocupado o tempo todo, a pressão da radiação é máxima,  $f_{\text{sat}} = \hbar k\Gamma/2$ , e pode comunicar a este átomo uma aceleração  $f_{\text{sat}}/M$  de até  $\sim 10^5$  m/s<sup>2</sup>. Assim, um átomo que se propaga contra o feixe de luz a  $\sim 300$  m/s deve percorrer uma distância de  $\frac{1}{2}(f_{\text{sat}}/M)(2v/\Gamma\Delta v)^2 \sim 0,5$  m antes que sua velocidade seja reduzida próxima ao zero.

## 2) Resfriamento

No processo de resfriamento unidimensional, um átomo livre (como o de um gás rarefeito) é iluminado por duas ondas planas e monocromáticas que se propagam em sentidos contrários,  $+\mathbf{k}$  e  $-\mathbf{k}$ , de intensidades e frequências iguais, e sintonizadas abaixo da frequência natural da transição ( $\omega < \omega_0$ ), de modo que  $\delta$  é da ordem de  $-\Gamma$ . Se a emissão estimulada é desprezível, a força total sobre o átomo  $\mathbf{f}_{\text{res}}$  é da soma das pressões das radiações (1.24) exercidas pelas duas ondas luminosas,

$$\mathbf{f}_{\text{res}} = \hbar\mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{(\delta - kv)^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4} - \hbar\mathbf{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{(\delta + kv)^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4}. \quad (1.25)$$

Para um átomo em repouso, as duas pressões de radiação têm intensidades iguais e se compensam, de modo que  $\mathbf{f}_{\text{res}}$  é nula. Entretanto, para um átomo em movimento ao longo da direção  $\mathbf{k}$ , as frequências aparentes das ondas serão deslocadas pelo efeito Doppler conforme o sentido de sua velocidade  $\mathbf{v}$ , desigualando as pressões das radiações. Um átomo com uma pequena velocidade  $v > 0$  irá absorver mais energia da onda  $-\mathbf{k}$  oposta à sua velocidade, pois o efeito Doppler aumenta a frequência aparente desta onda, tornando-a mais próxima da ressonância, enquanto que a frequência aparente da onda  $+\mathbf{k}$  diminui e se afasta da ressonância, conforme mostra a figura 1.2. Nesse caso, a pressão de radiação da onda  $-\mathbf{k}$  é maior que a pressão da onda  $+\mathbf{k}$ . Se por outro lado  $v < 0$ , a mesma discussão mostra que a pressão da onda  $+\mathbf{k}$  é maior que a pressão da onda  $-\mathbf{k}$ , de modo que o átomo sente uma força

que é sempre oposta à sua velocidade. É óbvio que no caso dessa velocidade ser muito grande, o átomo não sofrerá força alguma pois o efeito Doppler será suficiente para afastar ambas as ondas da ressonância.

Supondo que a condição  $|kv| \ll |\delta|$  seja satisfeita, torna-se possível aproximar a força de resfriamento pela primeira ordem na expansão de (1.25) em  $kv$ ,

$$\mathbf{f}_{\text{res}} = -\alpha_D \mathbf{v}, \quad (1.26)$$

onde

$$\alpha_D = \hbar k^2 \frac{-\Omega^2 \delta \Gamma}{(\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4)^2}, \quad (1.27)$$

o coeficiente de fricção da força de resfriamento, depende do perfil de absorção do átomo e das características espectrais da luz. É importante notar que a força  $\mathbf{f}_{\text{res}}$  será uma força de resfriamento somente quando  $\alpha_D > 0$ , ou seja,  $\delta < 0$ . A semelhança da expressão (1.26) com uma força de atrito viscoso levou seus descobridores a denominarem a região aonde esta se aplica, a intersecção dos feixes  $+\mathbf{k}$  e  $-\mathbf{k}$ , de *melaço óptico*. Para compor um melaço óptico em três dimensões, basta aplicar o arranjo de resfriamento unidimensional a cada um dos eixos coordenados, de modo que um átomo localizado próximo à origem destes eixos irá experimentar uma força (1.26) oposta à sua velocidade, qualquer que seja a direção desta.

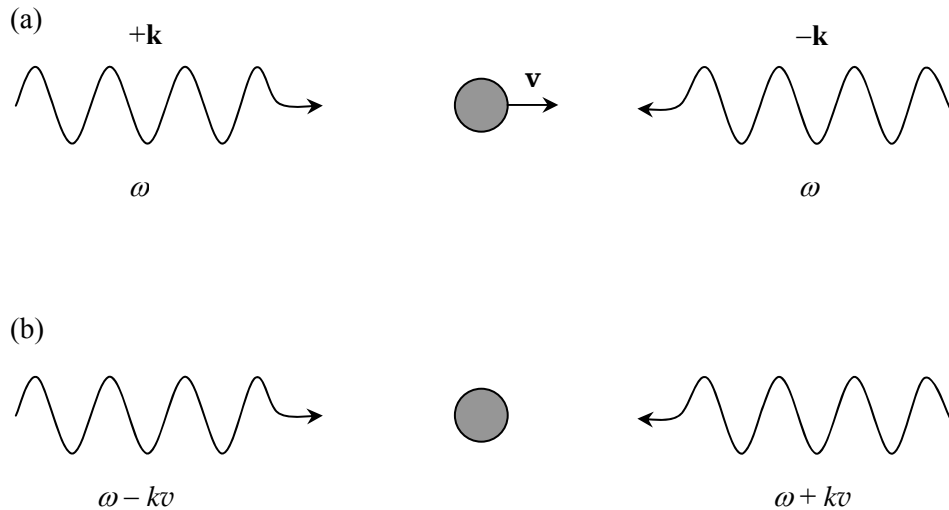


Figura 1.2 – O processo de resfriamento Doppler visto (a) do referencial do laboratório e (b) no referencial próprio de um átomo com velocidade  $\mathbf{v}$ .

O resfriamento proporcionado pela força (1.26) tem seus limites impostos pelo aquecimento ligado ao caráter aleatório das emissões espontâneas. Apesar do momento linear

perdido neste tipo de emissão ser em média nulo, sua variância é estritamente positiva. Este é um processo de difusão no movimento atômico cuja descrição é matematicamente idêntica àquela do movimento Browniano [10]. No arranjo tridimensional, a temperatura mais baixa produzida por esse processo será de

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}, \quad (1.28)$$

que vale  $T_D \sim 139 \mu\text{K}$  no caso da transição  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  do Rubídio<sup>5</sup>, e a dessintonia na qual será atingido esse efeito de máximo resfriamento é de  $\delta \sim -\Gamma/2$ .

Cada um dos feixes deve então possuir duas características espectrais essenciais: intensidade suficiente para saturar a transição atômica, que para  $\lambda_{D_2} = 780 \text{ nm}$  do Rubídio é de  $\sim 1,6 \text{ mW/cm}^2$  [14], e uma largura espectral bem menor que a largura da transição atômica ( $\Gamma \sim 39 \text{ MHz}$ ) para que seja possível a sintonia em  $\delta \sim \Gamma$ . Um laser que possua tal largura espectral, por outro lado, justifica a aproximação monocromática utilizada na derivação da força de resfriamento.

Um fato importante a ser considerado nas possíveis aplicações da amostra resfriada é que nessa temperatura os átomos estão lentos o suficiente ( $v \sim 20 \text{ cm/s}$ ,  $kv \sim 2 \text{ MHz}$ ) para que se possa desprezar o efeito do alargamento Doppler no perfil da transição atômica ( $\Gamma > kv$ ) sem perda de generalidade. Esses átomos serão muito mais seletivos no que diz respeito à absorção e à emissão de luz com largura espectral baixa do que os átomos de um gás em temperatura ambiente.

### 3) Aprisionamento

No processo de aprisionamento unidimensional é o momento angular da luz circularmente polarizada que é utilizado para manipular os graus de liberdade externos do átomo e confiná-lo a uma determinada região do espaço. O nível excitado deve apresentar uma certa estrutura magnética, como o  $5P_{3/2}$  por exemplo, para que um campo magnético externo  $\mathbf{B}$  e não-homogêneo possa, através do efeito Zeeman, produzir uma quebra de degenerescência neste nível, deslocando a energia de seus sub-níveis e criando uma regra de seleção para a transição que depende da posição do átomo. À configuração de resfriamento unidimensional apresentada na seção anterior adicionamos um campo magnético estático

---

<sup>5</sup> Na verdade, medidas precisas indicam que as temperaturas atingidas são muito mais baixas que esse limite devido a mecanismos de resfriamento sub-Doppler, que não foram previstos na elaboração original da armadilha [1-3].

proporcional à coordenada  $z$ ,  $B(z) = B_0 z$ , na direção de  $+\mathbf{k}$ , e dotamos os feixes  $+\mathbf{k}$  e  $-\mathbf{k}$  de polarizações circulares  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  respectivamente, como mostra a figura 1.3.

O deslocamento Zeeman na energia de um nível que tem momento magnético  $\boldsymbol{\mu}$  é dado pelo termo de interação escalar  $\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(z)$ , que também pode ser escrito em termos do momento angular total  $\mathbf{F}$  deste estado através da razão giromagnética,

$$\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(z) = \mu_B g \mathbf{F} \cdot \mathbf{B}(z), \quad (1.29)$$

onde  $\mu_B = e/2mc$  é o magneton de Bohr e  $g$  é o fator de Landé, que caracteriza a estrutura magnética do estado excitado<sup>6</sup>. Como a projeção do momento  $\mathbf{F}$  ao longo do eixo de quantização só pode assumir valores discretos  $m_F \hbar$ , onde  $m_F$  é um número inteiro entre  $+F$  e  $-F$ , uma transição que parte de um nível com momento angular nulo para o nível com momento  $\boldsymbol{\mu}$  terá sua frequência de ressonância alterada da seguinte forma:

$$\omega_0 \rightarrow \omega_0 + m_F \mu_B g B_0 z. \quad (1.30)$$

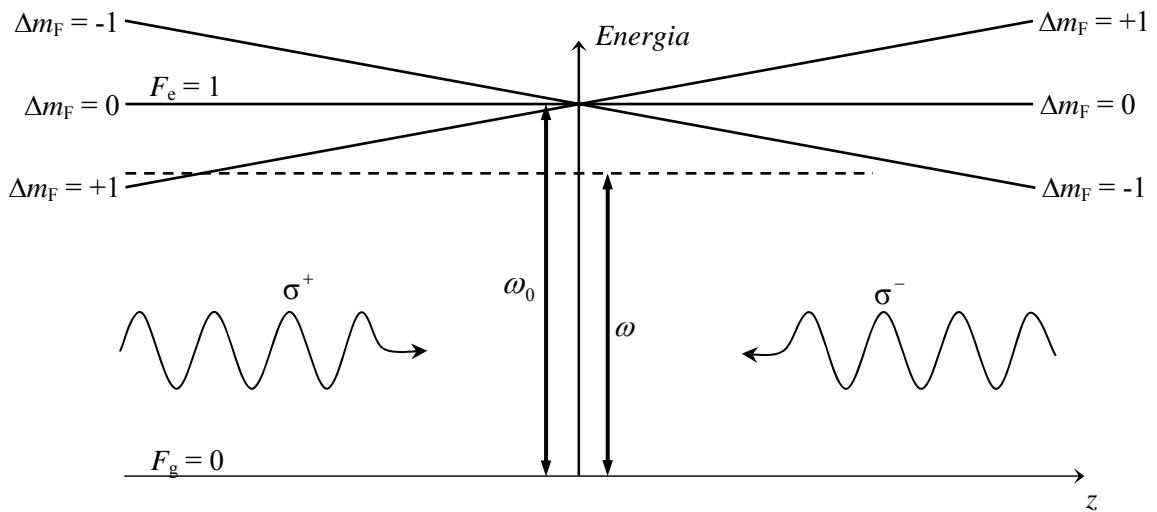


Figura 1.3 – Esquema do processo de aprisionamento sobre a transição de frequência  $\omega_0$ . Os feixes de resfriamento  $+\mathbf{k}$  e  $-\mathbf{k}$  são circularmente polarizados,  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ , de modo que exercem também uma força de aprisionamento. O campo magnético é de gradiente  $B_0$  constante e orientado na direção  $z$ .

Consideremos, por simplicidade, o caso em que o estado fundamental do átomo é desprovido de momento angular e o estado excitado é composto por três sub-níveis magnéticos, ou seja, que a transição tem uma variação de momento angular total do tipo

<sup>6</sup> O fator  $g$  indica quanto da estrutura magnética do átomo é gerado pelo momento orbital e quanto é gerado pelo momento intrínseco *spin* [13].

$F_g = 0 \rightarrow F_e = 1$ . Dessa maneira, as frequências das transições  $\Delta m_F = +1$  e  $-1$  serão deslocadas em função da posição  $z$  do átomo de  $\omega_0$  para  $\omega_0 + \mu_B g B_0 z$  e  $\omega_0 - \mu_B g B_0 z$ , respectivamente<sup>7</sup>. Para um átomo localizado no centro da armadilha  $z = 0$ ,  $B = 0$ , a absorção de um fóton independe do momento angular intrínseco que este carrega,  $+\hbar$  ou  $-\hbar$ , e a força total é simplesmente a força de resfriamento. Entretanto, no caso de um átomo em  $z \neq 0$  a absorção da luz obedece a uma regra de seleção que depende de  $z$ . Um fóton de momento angular  $+\hbar$  apenas pode promover transições com variação do número magnético  $\Delta m_F = +1$ , e um fóton de momento  $-\hbar$  pode apenas promover transições com  $\Delta m_F = -1$ . Assim, um átomo localizado em  $z > 0$  irá absorver mais fótons da onda  $-\mathbf{k}$  (momento intrínseco  $-\hbar$ ) do que da onda  $+\mathbf{k}$  (momento intrínseco  $+\hbar$ ), pois o efeito Zeeman provocado pelo campo  $\mathbf{B}$  nesta região diminui a frequência da transição  $\Delta m_F = -1$  aproximando-a da ressonância com a luz, enquanto que a transição  $\Delta m_F = +1$  tem sua frequência aumentada e é afastada da ressonância. Nesse caso, a pressão de radiação da onda  $-\mathbf{k}$  é maior que a da onda  $+\mathbf{k}$ . Se por outro lado  $z < 0$ , os mesmos argumentos mostram que a pressão de radiação da onda  $+\mathbf{k}$  é maior que a da onda  $-\mathbf{k}$ , de modo que o átomo sente uma força restauradora sempre em direção à origem. É claro que no caso do átomo se afastar muito do centro do melaço ótico, ele não estará sujeito a força alguma de aprisionamento, já que o campo magnético será intenso o suficiente para afastar ambas as transições  $\Delta m_F = \pm 1$  da ressonância com a luz.

Para obter a expressão exata da força de aprisionamento é necessário considerar a princípio o termo de interação do campo magnético com o dipolo atômico na Hamiltoniana  $\hat{H}_A$ . Contudo, com o objetivo de ilustrar os mecanismos de interesse, podemos obter essa expressão aplicando a transformação (1.30) à equação (1.24), e desprezando os termos das forças que agem sobre as transições mais distantes da frequência do laser, ou seja, desprezando  $\Delta m_F = +1$  para  $z > 0$  e  $\Delta m_F = -1$  para  $z < 0$ . Analogamente ao desenvolvimento da expressão (1.26), podemos nos limitar à primeira ordem de uma expansão com  $|\mu_B g B_0 z| \ll |\delta|$ , e escrever a força total na forma de uma força harmônica,

$$\mathbf{f}_{\text{MOT}} = -\alpha_D \mathbf{v} - K_D \mathbf{z}, \quad (1.31)$$

onde

---

<sup>7</sup> Apesar da presença de mais de dois níveis atômicos na interação, a equação (1.21) ainda é uma boa aproximação para a força que age sobre cada uma das transições.



$$K_D = \alpha_D \frac{\mu_B g B_0}{k}, \quad (1.32)$$

a constante de mola, depende do coeficiente de fricção  $\alpha_D$ , do momento de dipolo do estado excitado e do gradiente do campo externo  $\mathbf{B}$ . Essa configuração é conhecida como armadilha magneto-ótica (em uma dimensão).

A relação entre a força viscosa e a força restauradora indica o tipo de movimento a que o átomo estará sujeito dentro da região da armadilha. Para otimizar o processo de aprisionamento, a equação de movimento do átomo obtida de (1.31) deve ter solução criticamente amortecida, de modo que o gradiente de intensidade do campo magnético ao longo do eixo  $z$  deve satisfazer a  $\alpha_D^2/M^2 = 4K_D/M$ . Para as condições  $\Omega \sim \Gamma$ ,  $\delta \sim \Gamma$ , e utilizando  $\mu_B g = 1,41 \text{ MHz/G}$  [16], esse gradiente deve ser  $|B_0| \sim 22 \text{ G/cm}$ .

## **B – A Estrutura Hiperfina do Átomo de Rubídio**

Para aplicar o processo de aprisionamento ao átomo de Rubídio de maneira eficiente é necessário um estudo mais aprimorado da estrutura de níveis deste átomo, de modo que nesta seção apresentamos uma breve análise dos termos espectroscópicos e regras de seleção da transição  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ , também conhecida como linha  $D_2$  [17]. O principal motivo de estarmos interessados no espectro hiperfino é que a condição monocromática do feixe requisitada para o aprisionamento permite que o laser resolva essa estrutura. Os resultados da observação experimental do espectro hiperfino do Rubídio através da técnica de *absorção saturada* são apresentados no capítulo seguinte.

### 1) Adição de momento angular e regras de seleção

A teoria quântica de adição de momento angular fornece tanto a estrutura dos níveis hiperfinos como as transições permitidas entre dois estados. No caso do Rubídio, devemos considerar a existência de dois isótopos que tem momento de *spin* nuclear  $I = 5/2$  ( $^{85}\text{Rb}$ ) e  $I = 3/2$  ( $^{87}\text{Rb}$ ), e cujas abundâncias naturais são respectivamente 72% e 28%. Para o estado fundamental da transição ( $5S_{1/2}$ ) temos  $L_g = 0$  e  $S_g = 1/2$ , e as possibilidades de adição para o momento total ( $F = J + I$ ) são  $F_g = 2$  ou 3 para o isótopo  $^{85}\text{Rb}$  e  $F_g = 1$  ou 2 para o isótopo  $^{87}\text{Rb}$ . O estado excitado ( $5P_{3/2}$ ) possui mais possibilidades de soma, pois  $L_e = 1$  e

$S_e = 1/2$ , o que implica em  $F_e = 1, 2, 3$  ou 4 para o isótopo  $^{85}\text{Rb}$  e  $F_e = 0, 1, 2$  ou 3 para o isótopo  $^{87}\text{Rb}$ . A estrutura desses níveis e sua separação em frequência (Hz) estão representadas na figura 1.4 para os dois isótopos do Rubídio [18].

De acordo com as regras de transição para o elemento de dipolo elétrico do átomo [13], as únicas transições permitidas são aquelas que satisfazem condições  $\Delta F = 0, \pm 1$  e  $\Delta m_F = 0, \pm 1$ . Apesar da estrutura de níveis magnéticos do Rubídio ser na realidade mais complexa do que aquela utilizada como exemplo para descrever o efeito de aprisionamento, esse efeito ainda é aplicável para uma determinada classe de átomos no gás [5].

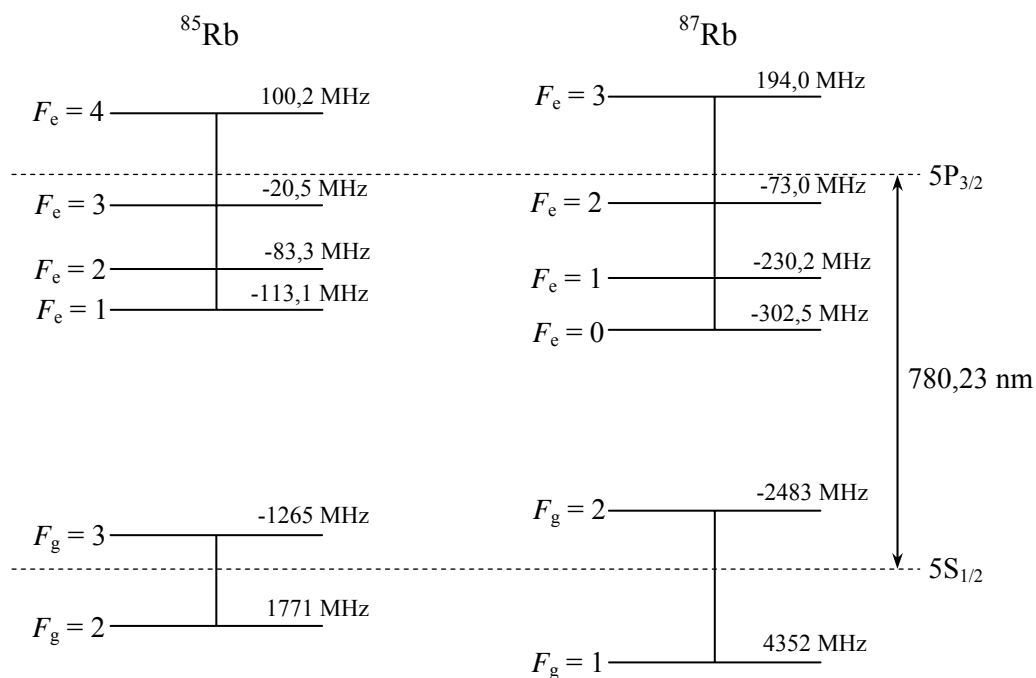


Figura 1.4 – Os níveis hiperfinos da linha  $D_2$  do Rubídio (*fora de escala*).

## 2) Análise do perfil da linha $D_2$

Verifica-se pela figura 1.4 que a largura das transições atômicas em frequência,  $\Gamma/2\pi \sim 6$  MHz, é sempre menor que os espaçamentos entre os sub-níveis que compõem o estado excitado, de modo que a sobreposição entre essas transições é mínima e cada uma delas pode estar independentemente dentro ou fora de ressonância com o laser aplicado, desde que este laser possua uma largura de linha inferior a  $\Gamma/2\pi$ .

A espectroscopia dessa transição em um gás atômico de baixa temperatura e baixa densidade que contenha ambas as espécies atômicas deve permitir então resolver todos os

níveis magnéticos que compõem os estados excitados. Outra característica a ser notada é que as distâncias entre os estados fundamentais envolvidos são bem maiores que as distâncias entre os sub-níveis dos estados excitados. O perfil de absorção da amostra atômica de baixa temperatura apresenta portanto linhas agrupadas em quatro conjuntos distintos de transições, em ordem de frequência: transições que partem do nível  $F_g = 2$  do  $^{87}\text{Rb}$ , transições que partem de  $F_g = 3$  e de  $F_g = 2$  do  $^{85}\text{Rb}$  e as que partem de  $F_g = 1$  do  $^{87}\text{Rb}$ , todos estes separados de pelo menos 1 GHz em frequência e compostos pelas linhas correspondentes às três possibilidades impostas pela regra de seleção  $\Delta F = 0, \pm 1$ .

Se, por outro lado, a amostra gasosa sob estudo está em temperatura ambiente, o espectro de absorção de cada átomo será significativamente deslocado pelo efeito Doppler de acordo com a sua velocidade. O efeito global sobre o perfil de absorção da amostra, que é a composição dos perfis individuais de cada átomo, é o alargamento inhomogêneo de cada uma das transições. Para o vapor de Rubídio a uma temperatura de  $\sim 25^\circ\text{C}$ , a largura Doppler das transições em 780 nm é de  $\sim 500$  MHz (FWHM) [19]. Nesse regime um feixe simples, mesmo monocromático, não pode distinguir entre duas transições distintas que partem do mesmo nível fundamental e, portanto, o perfil de absorção da amostra revela apenas quatro linhas de largura  $\sim 0,5$  GHz e separadas de pelo menos 1 GHz. Para observar o espectro hiperfino completo de uma amostra em temperatura ambiente é necessário utilizar a técnica conhecida como *absorção saturada*, como veremos no próximo capítulo.

## C – A Armadilha Magneto-Ótica

Esta seção discute as principais características do MOT e fornece uma noção básica sobre a caracterização de sua performance. Os detalhes dos arranjos dos lasers de aprisionamento são apresentados nos Capítulos 2 e 3, e os detalhes da construção do MOT juntamente com sua caracterização são apresentados no Capítulo 4.

### 1) Características principais dos lasers e do campo magnético estático

Para compor um MOT nas três dimensões basta aplicar o arranjo unidimensional a cada um dos eixos coordenados de modo que os feixes de luz se encontrem no centro da armadilha. Temos então três pares de feixes contrapropagantes dois a dois e um campo magnético estático que deve sempre crescer em módulo ao sair-se do centro da armadilha. Lembrando que  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ , uma maneira simples de se conseguir um campo deste tipo é

através de um sistema de bobinas na configuração anti-Helmholtz: duas bobinas elétricas paralelas, de mesmo raio e separadas por uma distância igual a este raio, sendo percorridas por correntes estáticas que circulam em sentido contrário. A figura 1.5 mostra o arranjo do MOT. O campo magnético gerado pelas bobinas é nulo no centro e tende a crescer linearmente para fora deste, apontando para dentro da armadilha ao longo dos eixos  $x$  e  $y$  e para fora ao longo do eixo  $z$ . Assim, para gerar o efeito de aprisionamento, os feixes  $+\mathbf{k}_x$ ,  $+\mathbf{k}_y$  e  $-\mathbf{k}_z$  devem ser  $\sigma^-$  polarizados e os feixes  $-\mathbf{k}_x$ ,  $-\mathbf{k}_y$  e  $+\mathbf{k}_z$  devem ser polarizados  $\sigma^+$ .

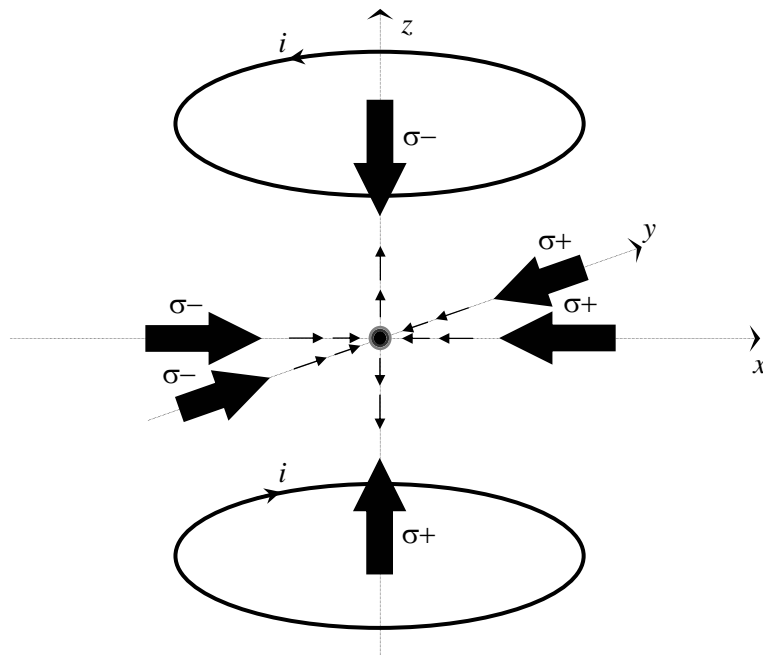


Figura 1.5 – O MOT é composto por seis feixes laser, contrapropagantes dois a dois nos eixos coordenados, que se encontram no ponto nulo de um campo magnético estático produzido por duas bobinas na configuração anti-Helmholtz, exercendo sobre os átomos do gás uma força de aprisionamento do tipo (1.31) nas três dimensões.

Como mencionado anteriormente, cada um dos seis feixes deve possuir ao menos  $\sim 1,6 \text{ mW/cm}^2$  de intensidade, largura de linha inferior a 6 MHz e estar sintonizado em uma transição atômica que satisfaça  $\Delta F = 0, \pm 1$ . O aprisionamento nessas condições acontece de maneira breve e precária devido ao efeito de *bombeamento ótico*, e deve ser aperfeiçoado como discutido a seguir.

## 2) Bombeamento ótico

Ao ser excitado para um dos sub-níveis do estado excitado, um átomo de Rubídio no melaço ótico também tem suas possibilidades de decaimento ditadas pela regra  $\Delta F = 0, \pm 1$ . Uma dessas possibilidades irá retornar o átomo ao estado inicial e disponibilizá-lo para mais um ciclo de absorção e emissão. Contudo, as duas outras possibilidades, se existentes, podem levar o átomo para um estado fundamental que esteja distante da ressonância com o feixe laser. Neste caso, a força de aprisionamento pode em pouco tempo se tornar desprezível, promovendo a libertação do átomo. Por exemplo, se a transição escolhida para aprisionamento é a  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$  do  $^{85}\text{Rb}$ , o átomo pode decair para o estado fundamental  $F_g = 2$  e o laser não poderá excitá-lo novamente ( $\sim 80$  larguras de linha de distância).

Se, por outro lado, a transição escolhida é a  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  do  $^{85}\text{Rb}$ , a regra de seleção somente irá permitir que o átomo decaia para o estado fundamental  $F_g = 3$ , e o ciclo de absorção e emissão pode ser re-iniciado. Isso aumenta o tempo de interação entre o átomo e o campo de radiação, mas ainda não resolve o problema de escape por bombeamento ótico já que o nível  $F_e = 3$  está a apenas 120 MHz do nível  $F_e = 4$  e ainda mais próximo da frequência do laser. Dadas a dessintonia  $\delta$  de resfriamento ótimo e as larguras de linha do laser e das transições envolvidas, em algumas centenas de transições para o nível  $F_e = 4$  espera-se pelo menos uma excitação para o nível  $F_e = 3$ , de onde o átomo pode decair para  $F_g = 2$ , impossibilitando o processo de re-absorção. Neste caso, a força de aprisionamento perderia sua eficiência em poucos microssegundos.

Para resolver esta situação, basta aplicar na amostra atômica um segundo laser sintonizado sobre a transição  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  do  $^{85}\text{Rb}$  com a finalidade de re-bombear os átomos de volta para o nível fundamental de interesse. Este segundo laser será convenientemente denominado por *rebombeio* e suas características espectrais não estão sujeitas a requerimentos tão especiais como as do laser de aprisionamento, ou seja, este deve simplesmente incidir sobre a transição  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  com intensidade suficiente para saturá-la.

### 3) A armadilha com célula de vapor (VCMOT)

O processo de resfriamento só é efetivo para átomos com baixas velocidades localizados dentro da armadilha, já que as pressões luminosas das ondas  $+\mathbf{k}$  e  $-\mathbf{k}$  praticamente se cancelam quando  $|kv| \gg |\delta|$  e, por isso, a armadilha precisa ser carregada com uma amostra de átomos bastante lentos. Uma maneira simples<sup>8</sup> de obter essa amostra é aplicar a força de aprisionamento sobre um gás em temperatura ambiente e baixíssima pressão, contendo apenas a espécie atômica a ser aprisionada, e deixar que a própria luz *selecione* os átomos mais lentos deste gás que atravessarem a região da armadilha, resfriando-os [20,21]. Esta configuração é conhecida como *armadilha magneto-ótica em célula de vapor* (em inglês VCMOT).

Os átomos do gás realizam um passeio aleatório através do recipiente e eventualmente irão atravessar a região da armadilha, podendo estar sujeitos à força de resfriamento se sua velocidade for pequena, digamos, menor que uma determinada velocidade de captura  $v_c$ . O número de átomos por segundo  $R$  que entram no volume da armadilha  $V$  com velocidades mais baixas que  $v_c$  pode ser estimado considerando-se a contribuição de cada elemento infinitesimal de volume do gás externo  $d\Phi$  a cada elemento infinitesimal de superfície da armadilha  $dA$ . Em um intervalo de tempo infinitesimal  $dt$ , somente as partículas que se encontram dentro de uma determinada região infinitesimal do gás vizinha à superfície  $dA$  podem atingi-la. Como  $v_c$  é certamente muito menor que a velocidade média dos átomos do gás em temperatura  $T$  ambiente, é possível supor que esta região infinitesimal é uma semiesfera de raio  $dt v_c/2$ , montada sobre a superfície  $dA$ , na qual os átomos com velocidades  $0 < v < v_c$  podem ser considerados como possuindo todos a mesma velocidade  $v_c/2$ . Assim, um elemento de volume  $d\Phi$  dentro desta semiesfera contém aproximadamente  $n d\Phi g(v_c) v_c/2$  átomos com velocidade menor que  $v_c$ , onde  $n$  é a densidade do gás e  $g(v)dv$  é a quantidade de átomos com velocidades entre  $v$  e  $v + dv$ . Se o elemento  $d\Phi$  está localizado a uma distância  $r$  da superfície  $dA$ , fazendo um ângulo  $\theta$  com a sua normal, apenas uma parcela dos átomos de  $d\Phi$  chegará a  $dA$ , que é aproximadamente igual a

$$n d\Phi \frac{g(v_c) v_c}{2} \frac{dA \cos \theta}{4\pi r^2}.$$

---

<sup>8</sup> Os primeiros experimentos com o MOT se valiam de um feixe atômico desacelerado a laser para carregar a armadilha [5].

Escrevendo  $d\Phi$  em coordenadas esféricas, utilizando a definição da distribuição de Maxwell [22] e integrando esta fração sobre o volume da semiesfera e sobre a superfície da armadilha, temos que a taxa de captura vale

$$R \cong \frac{2}{3} n V^{2/3} v_c^4 \left( \frac{M}{2k_B T} \right)^{3/2}. \quad (1.33)$$

Por outro lado, um átomo aprisionado pode ser libertado quando envolvido em uma colisão que promova sua velocidade acima de  $v_c$ . A taxa de perda da armadilha  $1/\tau_{\text{MOT}}$  (onde  $\tau_{\text{MOT}}$  é o tempo de vida da armadilha) é determinada principalmente pelas colisões com átomos do gás à temperatura ambiente<sup>9</sup> e pode ser estimada em

$$1/\tau_{\text{MOT}} = n \sigma \left( \frac{2k_B T}{M} \right)^{1/2}, \quad (1.34)$$

onde  $\sigma$  é a seção de choque para um átomo do vapor libertar um átomo aprisionado, e  $(2k_B T/M)^{1/2}$  é a velocidade mais provável no gás em temperatura ambiente. Assim, o número de átomos aprisionados  $N(t)$  é dado pela solução da equação de taxa

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - N(t) \frac{1}{\tau_{\text{MOT}}}. \quad (1.35)$$

Para o carregamento, se os feixes são ligados no instante zero então  $N(t=0) = 0$  e a solução desta equação é

$$N(t) = N_e \left( 1 - e^{-t/\tau_{\text{MOT}}} \right), \quad (1.36)$$

onde o número de átomos aprisionados no estado estacionário  $N_e$  é dado por

$$N_e = R \tau_{\text{MOT}} = \frac{2}{3} \frac{V^{2/3}}{\sigma} v_c^4 \left( \frac{M}{2k_B T} \right)^2. \quad (1.37)$$

É interessante notar que  $N_e$  não depende da densidade do gás em temperatura ambiente, apesar do tempo de vida  $\tau_{\text{MOT}}$ , que também é o tempo de carregamento, ser inversamente proporcional a  $n$ . Como veremos no último capítulo, os tempos de carregamento observados em nossa armadilha são da ordem de 1 segundo, para pressões do gás da célula da ordem de  $10^{-8}$  Torr, sendo que o número total de átomos aprisionados pode passar de  $10^8$  numa nuvem de  $\sim 5$  mm de diâmetro, atingindo desse modo densidades da ordem de  $10^9$  átomos /  $\text{cm}^3$ .

---

<sup>9</sup> Outras contribuições importantes para as perdas na armadilha são as forças repulsivas geradas pela re-absorção de fótons espalhados e os processos colisionais envolvendo átomos frios no estado excitado.

#### 4) Caracterização do MOT

A medida mais direta do efeito de aprisionamento é através da observação da intensidade da luz emitida pelos átomos do gás. Na ausência do efeito, os átomos que atravessam os feixes laser absorvem uma parcela muito pequena da luz, re-emitindo-a na forma de uma leve fluorescência. No caso dos átomos resfriados e aprisionados em  $\Omega \sim \Gamma$ , a luz é constantemente absorvida e emitida num ciclo cujo período é  $2/\Gamma$ , produzindo uma luminosidade que chega a ser dezenas de vezes maior que a luminosidade da fluorescência dos átomos do vapor. A medição do número de fótons espalhados pela nuvem do MOT deve então prover uma medida direta do número de átomos aprisionados que, juntamente com a medida do volume da nuvem, provê uma estimativa da densidade desta amostra.

Informações mais precisas sobre os processos colisionais dos átomos aprisionados podem ser obtidas observando-se a intensidade luminosa da amostra em função dos diversos parâmetros da armadilha. Em especial uma medida simples é a do tempo de carga da armadilha. A evolução da intensidade luminosa da amostra durante o processo de carregamento permite que se determine a constante  $\tau_{\text{MOT}}$  e, dessa maneira, a taxa de captura  $R$  e a seção de choque  $\sigma$  de perda de átomos frios por colisões com átomos do vapor.

#### **D – A Armadilha Fora de Ressonância**

Nesta seção apresentamos brevemente os princípios de funcionamento da armadilha fora da ressonância FORT (*Far Off-Resonance Trap*) que, como será discutido no último capítulo, deve ser empregada em conjunto com o MOT para que este possa ser utilizado nos estudos que temos em perspectiva.

A amostra de átomos aprisionada no MOT apresenta uma característica inconveniente para algumas aplicações nas quais estamos interessados. Como os lasers são ressonantes à transição atômica, o grau de excitação dos átomos é muito elevado para que se realize, por exemplo, uma espectroscopia de boa resolução. Para contornar este problema e facilitar os estudos previstos, é possível utilizar um outro tipo de armadilha, baseada na força de dipolo e que opera longe da ressonância atômica. A armadilha FORT carregada a partir do MOT pode fornecer uma amostra aprisionada em baixa temperatura, onde a grande maioria dos átomos se encontra no estado fundamental.

Como discutido acima, o segundo termo da equação (1.21) representa a componente coerente da força que a luz exerce sobre o átomo de dois níveis, a força de dipolo. Essa força



é nula na ressonância com o átomo, e tem sua intensidade máxima a uma dessintonia de alguns nm no comprimento de onda, para o caso da transição  $D_2$  do Rubídio. Como pode ser observado da equação (1.21), um átomo que se localize, por exemplo, sobre um feixe altamente focalizado e sintonizado bem abaixo da transição  $\delta < 0$ , sofre uma força atrativa em direção ao foco do laser, enquanto que para  $\delta > 0$ , o átomo deve sentir uma força repulsiva levando-o para longe deste foco.

A armadilha FORT utiliza um feixe laser intenso altamente divergente e sintonizado alguns poucos nm abaixo da transição para aprisionar os átomos na região próxima ao seu foco [23]. Os átomos no FORT permanecem a maior parte do tempo em seu estado fundamental já que o laser não pode excita-los devido à grande dessintonia. Um feixe de prova ressonante que investigue a amostra aprisionada deve então contar com uma resolução melhor do que no caso dos átomos aprisionados pelo MOT. Além disso, é possível também utilizar um feixe laser para polarizar a amostra através de bombeamento ótico. As amostras com um alto grau de polarização são muito importantes nos estudos de eletrodinâmica de cavidades, visto que o alinhamento do dipolo atômico com a polarização do modo da cavidade resulta em um acoplamento mais forte entre o átomo e o campo.

Esta armadilha não proporciona também o efeito de resfriamento, como acontece no caso do MOT, de modo que, para implementar um esquema de aprisionamento conjunto, irá se fazer necessário sobrepor as duas armadilhas espacialmente e alterna-las rapidamente no tempo. O MOT deve operar apenas o tempo suficiente para que o número de átomos aprisionados entre em estado estável e, em seguida, através de comando eletrônico, seus feixes devem ser desligados ao mesmo tempo em que se liga o feixe do FORT. A presença deste feixe deve promover um rápido aquecimento na amostra, de modo que em pouco tempo, será necessário desligar o FORT e religar novamente o MOT. Nos intervalos em que os feixes do MOT estão desligados, se torna possível estudar os átomos frios em um grau muito baixo de excitação.

## Capítulo 2

### Instrumentação de Lasers de Diodo

Neste capítulo são discutidas em detalhes as características dos lasers de largura de linha reduzida a serem utilizados no processo de resfriamento, como especificado no capítulo anterior. É também discutido o método para a sintonia fina deste laser na linha atômica e a técnica de espectroscopia por absorção saturada que permite resolver com precisão o espectro de absorção do átomo de Rubídio. Os lasers apresentados aqui devem ser utilizados em um arranjo de amplificação ótica, como descrito no próximo capítulo, para que sejam atendidos os requerimentos de potência para o MOT.

A luz laser utilizada no aprisionamento magneto-ótico deve possuir características espectrais muito bem definidas, em frequência e largura de linha, que são especificadas pelo átomo a ser aprisionado. Como descrito no capítulo anterior, estamos interessados em sintonizar (e resolver) a transição  $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$  em 780 nm do Rubídio, com um laser de largura de linha inferior à largura natural ( $\Gamma \sim 39$  MHz) do estado excitado. Mais precisamente, devemos ser capazes de estabelecer a pequena *dessintonia*  $\delta \sim \Gamma$ , entre a frequência do laser e a transição atômica, que será responsável pelos efeitos de resfriamento e de aprisionamento.

As seções deste capítulo contêm, nesta ordem, a construção de um laser de diodo de condições ambientais controladas, sua estabilização através da técnica de cavidade externa, sua utilização na espectroscopia de absorção saturada em vapor de Rubídio e a aplicação da técnica de travamento ativo da frequência deste laser por dicroísmo circular magnético em vapor atômico.

#### A – Laser de Diodo em Operação Livre

O uso de lasers de diodo em armadilhas MOT já é tradicional, pois seu arranjo experimental é simples e de baixo custo. Devido ao desenvolvimento da tecnologia de semicondutores, esses lasers vieram substituir os lasers de corante e de Ti:Safira que, por serem estáveis e largamente sintonizáveis (além de potentes), são utilizados tanto em armadilhas magneto-óticas como também para investigar e manipular estruturas atômicas em geral. Lasers de diodo têm a capacidade de produzir tipicamente algumas dezenas de mW de potência com correntes de injeção da ordem de centenas de mA, sua montagem experimental

é relativamente simples e técnicas precisas de dopagem do semicondutor permitem que este seja fabricado para operar sobre a frequência de uma determinada transição.

A estabilização dos lasers de diodo de baixa potência na transição atômica correta é sem dúvida a tarefa mais delicada envolvida em nossa experiência. Quando em operação, os lasers devem estar protegidos contra vibrações mecânicas na mesa, a temperatura no laboratório deve ser estável e ruídos sonoros devem ser evitados. As dificuldades nesta etapa variam desde a obtenção do dispositivo semicondutor (dopado para emitir luz no intervalo de frequências desejado), ao ajuste fino da cavidade externa. Além disso, os diodos são extremamente frágeis no que diz respeito a correntes altas, variações abruptas de corrente, temperaturas excessivas e realimentação ótica por reflexão nos diversos elementos da experiência.

Esta seção revisa o funcionamento de um laser de semicondutor, fornece detalhes técnicos da construção de uma montagem experimental de condições ambientais controladas e discute os resultados de uma primeira espectroscopia em célula de vapor de Rubídio, cuja resolução é suficiente para distinguir algumas linhas de absorção, mas não duas transições que partam do mesmo nível fundamental (como descrito no capítulo anterior). Na seção seguinte será apresentado o arranjo com a cavidade externa que leva a uma redução da largura de linha da luz emitida e à resolução completa do espectro hiperfino do Rubídio.

### 1) Funcionamento do laser de semicondutor

O laser de semicondutor é constituído basicamente de um diodo (ou junção p-n) que se localiza no interior de uma cavidade ressonante e emite luz coerente quando atravessado por uma corrente elétrica, produzindo a inversão da população dos portadores de carga responsável pela amplificação [24,25,26]. Esse dispositivo difere de outros lasers pois as transições quânticas ocorrem entre as bandas de valência e de condução e não entre dois níveis discretos. Apresenta também dimensão extremamente pequena (alguns microns), alta eficiência e a possibilidade de modular o feixe de saída controlando-se a corrente na junção. Por outro lado, as características espectrais são altamente sensíveis às condições ambientais e a flutuações na corrente de injeção, sendo assim necessária uma estabilização ativa de sua temperatura.

A cavidade ressonante do laser de semicondutor [24] é constituída pelas próprias paredes da região da junção, que são produzidas pela clivagem<sup>1</sup> do material nos planos perpendiculares à propagação da luz. Como essa clivagem produz faces perfeitamente lisas e, uma vez que o material é de alto índice de refração ( $n \sim 3$  ou  $4$ ), essas paredes se comportam como espelhos. Essa é a região ativa do dispositivo e, como está situada entre os materiais p-dopado (com excesso de buracos na banda de valência) e n-dopado (com excesso de elétrons na banda de condução), apresenta elétrons e buracos interfundidos devido ao ajuste que sofrem as bandas para igualar os níveis de Fermi dos dois materiais. Na ausência de uma tensão externa aplicada ao dispositivo essa é uma região de depleção, ou seja, onde as cargas são imóveis e formam uma barreira de potencial para os portadores de carga livres (de fora da junção). Quando uma tensão externa direta é aplicada - negativo no lado n e positiva no lado p - para diminuir a barreira de potencial, a concentração dos portadores na região de depleção aumenta, o que provoca uma difusão de elétrons do lado n para o lado p, assim como uma difusão de buracos do lado p para o lado n, ou seja, faz fluir uma corrente elétrica através da junção. Um semicondutor nessas condições está fora de equilíbrio térmico, e tende a recuperar esse equilíbrio através da recombinação entre elétron e buraco, o que significa que um elétron da banda de condução desce para um estado vazio da banda de valência. A diferença de energia entre os estados final e inicial do elétron é liberada na emissão de um fóton (esses semicondutores são em geral de banda proibida direta, onde não há troca de momento na transição). Essa energia de *gap* depende criticamente da dopagem do semicondutor: o dispositivo laser utilizado deve então ter sido dopado para possuir uma capacidade de sintonia, através da variação da temperatura e da corrente, que o permita operar no comprimento de onda da transição de interesse.

De modo semelhante ao modelo atômico de dois níveis, o decaimento (recombinação) pode se dar de maneira espontânea ou estimulada. Se um fóton no interior da região ativa - de energia próxima ao *gap* da banda - encontrar um elétron no nível inferior há a possibilidade de absorção e, no caso de encontrar um elétron excitado, ele pode estimular a recombinação com emissão de radiação no mesmo modo do campo. Se a corrente de injeção é inferior àquela correspondente ao limiar de oscilação laser, a maioria da população dos elétrons estará no nível inferior e a radiação será emitida principalmente de maneira espontânea (nessas condições o dispositivo funciona como um LED comum). Por outro lado, se a corrente é maior que a do limiar de oscilação, o número de níveis excitados é maior do que o número de

---

<sup>1</sup> Processo de quebra da estrutura no plano definido pelo arranjo ordenado de átomos do sólido devido a uma pequena tensão mecânica aplicada nesse plano.

níveis não excitados e, como a amplificação da emissão estimulada cresce com o número de fótons (devido ao seu caráter bosônico), a emissão espontânea se torna desprezível; esta é a inversão de população que, neste caso, é responsável pela produção da luz laser.

O modo longitudinal do laser é confinado pelas faces clivadas nas extremidades de um estreito canal na região ativa, sendo que a onda emitida de maneira estimulada deve possuir um número inteiro de semicomprimentos de onda dentro da cavidade. Da infinidade de modos possíveis, apenas naqueles em que há mais ganho do que perdas óticas alcançam a condição de limiar, sendo que a potência da radiação num determinado modo estimula a emissão, e a emissão estimulada por sua vez alimenta a intensidade nesse modo. O confinamento transversal é obtido com a variação espacial do índice de refração devido à utilização de diferentes materiais na construção do semicondutor (conhecido como diodo de confinamento guiado pelo índice).

A potência e o comprimento de onda de um laser de diodo são ambas funções da corrente de injeção, da temperatura, da pressão e de campos magnéticos externos - mas o comportamento geral é influenciado mais intensamente pela temperatura. A potência da luz emitida cresce linearmente com o aumento da corrente de injeção (sendo a inclinação muito mais abrupta acima do limiar de oscilação laser) até o ponto de saturação do meio de ganho. Como em todos os lasers de diodo, alargamentos espectrais e instabilidade de modos podem ocorrer devido à realimentação ótica indesejada e a pequenas mudanças na corrente ou temperatura da junção.

A frequência da onda emitida varia com a temperatura porque esta influencia ambos o comprimento ótico da cavidade e a curva de ganho. Essas dependências são diferentes e quando combinadas resultam num comportamento da frequência com a temperatura que apresenta patamares (regiões de pequena inclinação) sucessivamente mais altos e separados por saltos (descontinuidades). Os patamares correspondem à variação da sintonia dentro de um determinado modo da cavidade, enquanto que os saltos correspondem às transições entre dois modos longitudinais vizinhos provocadas pelo deslocamento da curva de ganho.

Em adição à drástica variação com a temperatura, o comprimento de onda varia mais suavemente com a corrente de injeção. A variação da corrente afeta ambas a temperatura do diodo e a densidade de portadores na região ativa (mudança no índice de refração) que, por sua vez, afetam o comprimento de onda. Como a corrente aquece a junção por efeito Joule, o comportamento do comprimento de onda com a corrente - para uma dada temperatura - é semelhante ao comportamento do comprimento de onda com a temperatura - para uma dada corrente - composto de patamares e descontinuidades.

## 2) Construção do laser de diodo operando livremente

Para a montagem do laser de diodo são fundamentais duas considerações: realimentação ótica e controle de temperatura. A disposição geral dos elementos do laser é tal que minimiza a realimentação indesejada, e os detalhes da montagem são ditados pela estabilidade que proporcionam à temperatura: quanto mais compacto for o arranjo, mais estável será o comprimento de onda emitido. A montagem experimental do laser de diodo operando livremente é mostrada na figura 2.1.

Uma objetiva plano-convexa (que é na realidade um dubleto de lentes tratadas com filme anti-refletor) de distância focal 8 mm é usada para corrigir a divergência natural do feixe de saída e colimá-lo. Para proteger o diodo laser contra transientes de corrente indesejados, seus terminais são conectados a um circuito com diodo rápido e sua alimentação é provida por uma fonte de corrente de baixo ruído, ligada a uma bateria comum de 12 V. A orientação do dispositivo semiconductor é tal que a luz produzida possui polarização horizontal e o padrão de feixe é elíptico com eixo maior na vertical (razão de aspecto vertical por horizontal 3:1). A temperatura é ativamente estabilizada através da injeção de um sinal de erro, obtido de um termistor montado junto ao diodo, na corrente de alimentação de um elemento peltier (fixo à base da montagem). Por último, o arranjo é protegido de correntes de ar e poeira por uma caixa de acrílico com um furo para permitir a passagem do feixe.

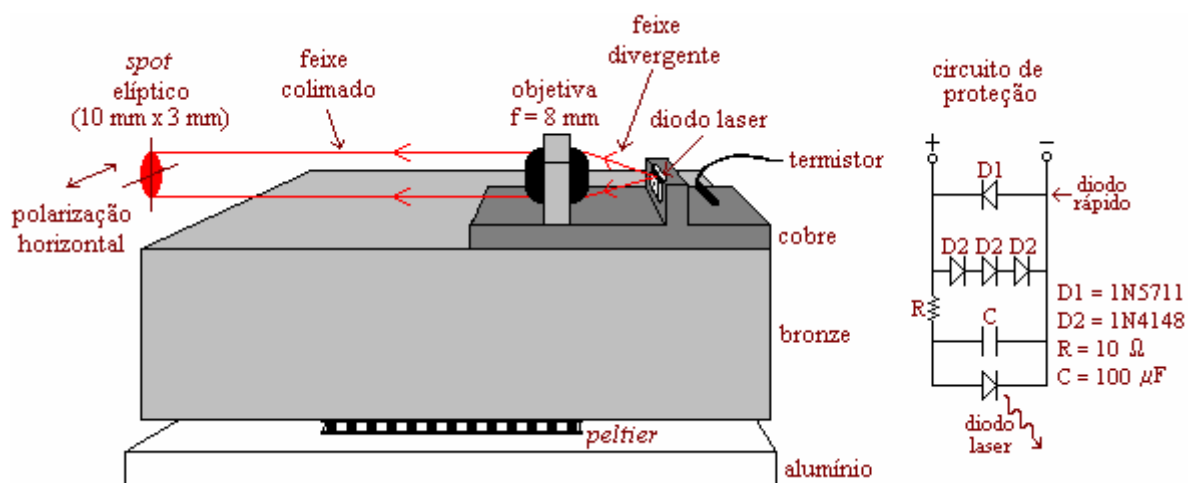


Figura 2.1 – Vista lateral do arranjo experimental do diodo livre. O feixe de saída, amplamente divergente e de largura de linha  $> 30$  MHz, é colimado por uma objetiva de 8 mm; a polarização produzida é horizontal e o perfil de feixe é elíptico. Estão representados também o conjunto peltier-termistor de estabilização ativa da temperatura e o circuito de proteção elétrica do diodo.

O diodo semiconductor utilizado é uma heteroestrutura do tipo AlGaAs (modelo SDL5400c), e possui a face traseira tratada com uma superfície de camadas dielétricas (*coating*) que torna sua refletividade quase total. Algumas características básicas são [27]: potência gerada de 50 mW emitindo entre 770 nm e 780 nm conforme as condições de temperatura e corrente (776 nm a 25 °C) e largura espectral da ordem de 30 MHz. A dimensão da região emissora é extremamente pequena (3  $\mu\text{m}$  por 1  $\mu\text{m}$ ), o que faz com que o feixe seja amplamente divergente (de 9° na horizontal e 30° na vertical). O limiar de oscilação laser em corrente é próximo de 35 mA, e o limite de operação é de 100 mA. Quando em funcionamento, a temperatura do laser pode variar entre -20 °C e 50 °C, sendo que cada grau centígrado de variação induz [25] ambos um deslocamento de  $\sim 0,25$  nm da curva de ganho e uma variação de  $\sim 0,06$  nm do comprimento ótico da cavidade; essas variações em conjunto produzem saltos entre modos longitudinais espaçados de  $\sim 0,35$  nm (173 GHz). Observamos uma dependência global do comprimento de onda com a temperatura de  $\sim 0,2$  nm / °C, aproximadamente linear até a saturação pouco acima dos 50 °C. Como veremos adiante, não fomos capazes de medir a dependência com a corrente, pois não dispúnhamos de uma referência em frequência suficientemente precisa.

Como o comprimento de onda emitido por esse diodo à temperatura ambiente está 6 nm abaixo do comprimento de onda da linha D<sub>2</sub> do Rubídio (780 nm), é necessário aquecer o laser diversos graus centígrados (ao limite de 50 °C). Para estabilizar ativamente o diodo nesta temperatura, um elemento *peltier* é mantido em contato térmico com a base da montagem e compensa as variações ambientais eletronicamente. O peltier é uma pastilha que gera um gradiente de temperatura entre suas faces quando sujeito a uma corrente elétrica. Essa corrente é controlada ativamente por um circuito com ponte de diodos que compara o sinal da temperatura do diodo, obtido do termistor, com a temperatura estipulada pelo usuário. Quando essas temperaturas são diferentes, a fonte muda o processo de alimentação do peltier de modo a igualá-las, alternando períodos de aquecimento e resfriamento cada vez mais curtos, num comportamento idealizado semelhante ao amortecimento de um oscilador harmônico. As constantes desse amortecimento podem ser alteradas com ajustes na fonte, tipo diferenciador e integrador, de modo a permitir que a temperatura seja estabilizada de forma mais suave e rápida. Esses ajustes podem ser otimizados, de uma maneira primária, observando o comportamento das oscilações na alimentação do peltier em um osciloscópio ou, de maneira mais sutil, observando a estabilidade da linha de absorção do feixe laser numa célula de vapor atômico de Rubídio.

De modo a garantir o gradiente de temperatura, o peltier é preso entre a base da montagem (de bronze) e uma peça de alumínio, que são aparafusadas entre si e aterradas eletricamente. A face de maior temperatura do peltier fica em contato com a base da montagem para aquecê-la, ao custo do resfriamento da peça de alumínio pela face fria do dispositivo. Ambas as peças são reservatórios de calor, cujas dimensões e características térmicas influenciam a estabilidade da temperatura. Para estabelecer um bom contato térmico entre o diodo laser e o termistor que vai medir sua temperatura, ambos são afixados numa pequena peça de cobre presa à base da montagem.

A objetiva para colimação do feixe é fixa no cobre junto à saída do diodo, com sua face plana virada para ele. Sua posição final é tal que o foco coincida com a posição do diodo, e o feixe que a atravessa se propague paralelamente ao plano da mesa. A colimação mais precisa do laser é obtida com ajuda de um estágio de translação de três graus de liberdade (*XYZ*) com parafusos micrométricos diferenciais, no qual é afixada provisoriamente a objetiva. Com a corrente de injeção ligada e acima do limiar de oscilação laser, o feixe pode ser facilmente observado com ajuda de um cartão fosforescente ou de um visor de infravermelho. O ajuste fino é feito então transladando micrometricamente a objetiva nas três direções espaciais com o ajuste dos parafusos do *XYZ*, de modo a levar o foco do laser ao infinito. Com o parafuso que regula a distância da objetiva ao diodo ajusta-se o foco, e com os outros dois controla-se a inclinação do feixe (efeitos de aberração podem ser observados movendo a lente de um lado para o outro ou inclinando seu plano em relação à incidência normal). Uma posição boa para a objetiva se apresenta quando o feixe, além de não inclinar e não focalizar numa distância apreciável dentro do laboratório, possuir o perfil mais simétrico e regular possível. A posição transversal da lente em relação ao diodo é de certo modo importante, mas seu posicionamento longitudinal é crítico pois o feixe focaliza para deslocamentos mínimos da objetiva em torno do ponto ideal.

Depois que o laser foi alinhado e colimado, as placas de acrílico restantes são aparafusadas entre si e a montagem é fechada; o local no acrílico em torno de onde atinge o *spot* do laser é marcado e furado, constituindo a janela do laser (na situação ideal usa-se uma janela de vidro com filme anti-refletor, isolando completamente a montagem mesmo durante a operação). O comportamento do laser será em geral determinado tanto pela estabilidade da montagem em temperatura quanto por variações ambientais térmicas e de correntes de ar no laboratório.

Após a montagem, deve-se estabelecer um procedimento seguro de operação do diodo laser, levando em conta que sua maior fraqueza está num fluxo muito grande de corrente



através da junção, devido a um breve transiente, que pode danificar o dispositivo chegando a queimá-lo. Todo o cuidado deve ser mantido durante a operação do laser, considerando possíveis desconexões acidentais e contato intermitente nos cabos de alimentação. Após alguns anos de operação, os diodos podem apresentar envelhecimento e seu perfil de absorção pode ser deslocado devido a falhas em sua estrutura, causando em geral um aumento no comprimento de onda emitido.

### 3) Absorção linear em vapor atômico de Rubídio

Para sintonizar o laser no comprimento de onda da transição atômica de interesse, é necessário ajustar a temperatura da montagem e a corrente de injeção de maneira precisa. Uma regulação primária da temperatura pode ser obtida fixando a corrente acima do limiar de oscilação e observando o comprimento de onda emitido com um monocromador<sup>2</sup>. A transição atômica pode então ser encontrada variando sutilmente a corrente e a temperatura enquanto observa-se com um visor de infravermelho o efeito do feixe incidindo em uma célula de vapor de Rubídio. Quando o laser atinge essa transição, uma linha de intensa fluorescência (causada pela emissão espontânea decorrente do processo de absorção) deve aparecer no exato lugar onde o feixe atravessa a célula. A célula de Rubídio é um pequeno reservatório de vidro fechado a vácuo, com  $\sim 0,1$  g do material em estado sólido (pressão de vapor do Rubídio:  $\sim 10^{-8}$  Torr, à temperatura ambiente).

Se a luz do diodo incide diretamente sobre as partes metálicas do monocromador, esta será refletida e pode servir de realimentação no laser. Essa luz realimentada causa um aumento de portadores na junção, o que por sua vez altera o comprimento de onda emitido e torna a medida no monocromador inútil. Para bloquear as reflexões que causam realimentação indesejada no laser, o feixe de saída passa por um isolador ótico<sup>3</sup> antes de atingir os outros elementos da experiência.

A largura espectral da linha de absorção  $D_2$  do Rubídio e as características do diodo laser são tais que se torna possível, para uma temperatura ajustada de modo conveniente, variar a frequência sobre a maior parte da estrutura desta linha variando a corrente de injeção algumas dezenas de mA (isto se não há um salto de modo longitudinal nesta região da curva de sintonia). Se a frequência do laser é varrida lentamente através do perfil de absorção, é

---

<sup>2</sup> No monocromador, o comprimento da onda é medido através da seleção espacial de uma estreita faixa de frequências da luz difratada por uma rede (menor divisão:  $\Delta\lambda = 2 \text{ nm} \rightarrow \Delta\nu \sim 1 \text{ THz}$ ).

<sup>3</sup> Esse isolador utiliza a rotação de Faraday produzida por um cristal com dicroísmo magnético para bloquear (com dois cubos de polarização) a luz que tenta voltar ao diodo. Atenuação  $\sim 35 \text{ dB}$ .

possível notar que a linha  $D_2$  é na verdade constituída por 4 picos de absorção. Essa estrutura interna, como discutido no capítulo anterior, é o resultado da quebra da degenerescência dos níveis atômicos de ambos os isótopos do Rubídio,  $^{85}\text{Rb}$  e  $^{87}\text{Rb}$ , pelo acoplamento do momento angular do elétron com o spin nuclear (devido ao efeito Doppler, não é possível distinguir duas transições que partem do mesmo estado fundamental).

Em princípio, deveria ser possível observar essas 4 ressonâncias no osciloscópio medindo com um fotodiodo a absorção linear do feixe na célula de vapor e variando a frequência do laser através de uma modulação aplicada à corrente de injeção. No entanto, essa configuração não nos permitiu observar variação alguma na intensidade do feixe coletado no fotodiodo além daquela produzida diretamente pela variação da corrente, mesmo na situação em que a célula de vapor apresenta uma intensa fluorescência. Os motivos pelos quais não temos acesso ao espectro de absorção atômica durante a varredura em corrente ainda não estão perfeitamente claros para nós, mas os fatores mais prováveis são as características do laser livre (linha natural muito larga, alargamento por potência) e a baixa sensibilidade da espectroscopia aos índices de modulação envolvidos.

Sem esse sinal de absorção, que é uma referência precisa em frequência, nós não fomos capazes de sintonizar corretamente o laser de diodo descrito nesta seção sobre uma determinada transição atômica  $F_g \rightarrow F_e$ . Como discutido no capítulo anterior, a experiência de átomos frios necessita de um feixe auxiliar de rebombeio cujas características, em princípio, seriam satisfeitas por este diodo mas que, diante de suas condições precárias de sintonia, teve de ser estabilizado com rede de difração assim como o diodo de aprisionamento. A estabilização com rede de difração, para ambos os lasers de aprisionamento e de rebombeio, é apresentada a seguir.

## **B – Laser de Diodo Estabilizado com Rede de Difração**

As características de sintonia em frequência de um diodo laser livre são distantes das ideais para o aprisionamento magneto-ótico de átomos. A saída do laser tem largura espectral maior que 30 MHz, banda extremamente larga em relação à largura natural do átomo, e só pode ser sintonizada sobre certas regiões limitadas em frequência. Para implementar o uso desse laser no MOT utilizamos uma técnica de realimentação ótica por cavidade externa que reduz a largura de linha e fornece um controle mais acurado sobre a frequência emitida. Seguimos os estudos feitos por C. Weiman das características do diodo estabilizado com rede de difração [25,26]. Convenientemente, o desenho desse laser é relativamente barato e de

construção simples. Seu arranjo produz alguns mW de potência com uma largura de banda de  $\sim 1$  MHz e pode ser sintonizado com relativa facilidade na transição atômica.

### 1) A rede de difração como cavidade externa

Uma das características marcantes dos lasers de diodo em relação a outros lasers é que sua performance tem grande sensibilidade à realimentação ótica. Quando utilizada da maneira correta, esta realimentação é capaz de sintonizar o laser com facilidade através mesmo dos *gaps* em corrente e em temperatura que são uma limitação para um diodo operando livremente. A sensibilidade do diodo laser à realimentação ótica é basicamente uma combinação de três fatores: a cavidade formada pelas faces do diodo é extremamente pequena, de *finesse* muito baixa, e a variação da curva de ganho com o comprimento de onda é suave. Assim, o ganho total desse sistema depende muito pouco do comprimento de onda e o espectro emitido pode ser facilmente perturbado pela realimentação.

A cavidade externa diminui a largura espectral porque aumenta o fator de qualidade do ressonador laser, prolongando o “tempo de vôo” do fóton no meio de ganho. O efeito da emissão espontânea no meio de ganho se torna muito menor com a cavidade externa, já que a quantidade de fótons nesta cavidade é muito maior do que na cavidade interna. Dessa maneira, na competição pelos portadores presentes no meio de ganho, será privilegiada a estimulação dos modos selecionados pela cavidade externa, em detrimento dos outros. O meio de ganho percebe a estrutura do ressonador como um sistema complexo onde participam as faces do diodo e os elementos óticos externos.

A realimentação ótica seletiva, provida pela cavidade externa, é controlada através de uma rede de difração que força o laser a oscilar nos comprimentos de onda desejados (ver o esquema na figura 2.2). Neste arranjo, um dos espelhos do ressonador é a própria face do dispositivo semiconductor (tratada com filme refletor). O outro espelho é a rede, posicionada de modo a retornar ao diodo uma parcela do feixe difratado em primeira ordem ( $m = -1$ ) e emitir para fora da cavidade a ordem zero. A frequência emitida pelo laser pode ser controlada com o ajuste do ângulo do plano da rede em relação ao feixe do diodo. Isto seleciona uma estreita faixa de frequências que, retornando à diminuta região emissora, será realimentada e estimulada.

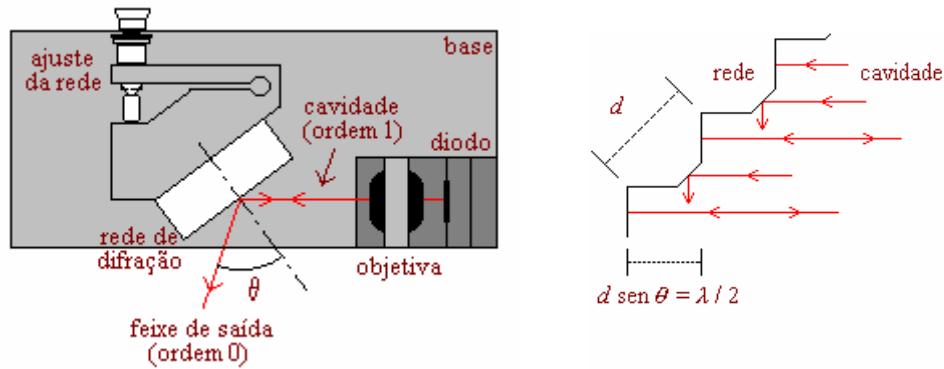


Figura 2.2 – A rede de difração (1800 linhas / mm) como cavidade externa (2,5 cm) retorna ao diodo laser apenas uma estreita faixa de frequências (*vista de cima*). No detalhe ao lado, a diferença de percurso de dois feixes da cavidade que atingem fendas adjacentes na rede.

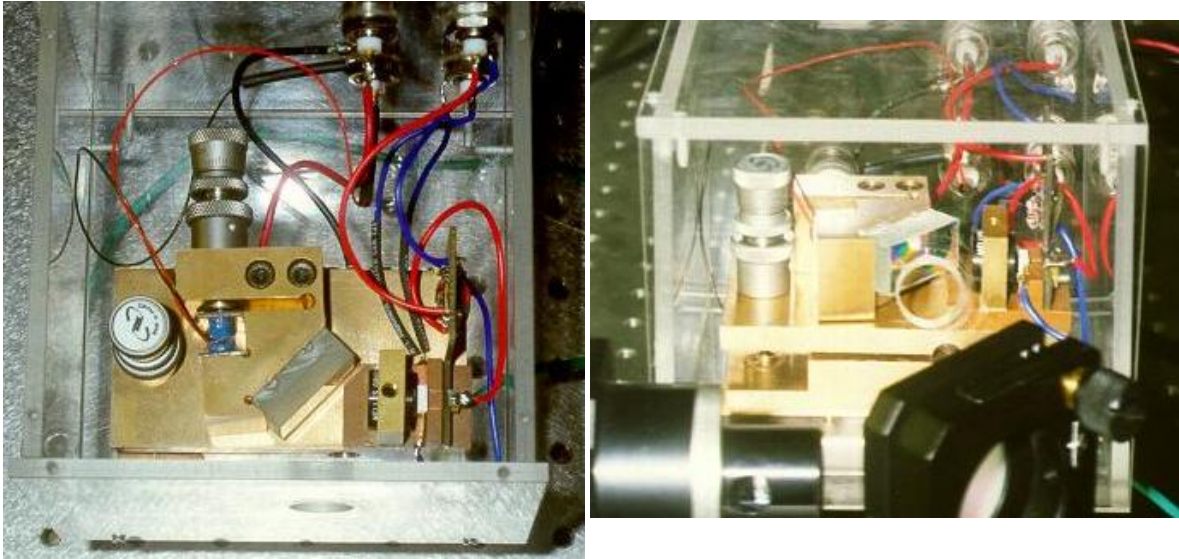
A condição de interferência construtiva da luz que retorna na ordem  $-1$  sobre a região do diodo implica que a diferença de caminho óptico entre duas fendas adjacentes na rede como percebida pelo feixe deve ser um múltiplo do comprimento de onda  $\lambda \sim 780 \text{ nm}$  da luz, ou seja,  $\lambda = 2d \sin \theta$  onde  $d = (1,8 \cdot 10^6)^{-1} \text{ m} \approx 550 \text{ nm}$ . Desse modo, a rede deve ser tal que otimize a reflexão nas ordens 0 e  $-1$  para  $\theta \sim 45^\circ$ . A largura de linha emitida na ordem 0 depende da largura de linha do diodo livre, do número de linhas iluminadas na rede, da divergência do diodo em cada ponto de sua superfície emissora e do intervalo em torno de  $\theta \sim 45^\circ$  dentro do qual um feixe pode retornar ao diodo e ainda ser significativamente amplificado.

Neste arranjo persistem as discontinuidades do comprimento de onda e da intensidade do feixe com ambas a corrente e a temperatura, correspondente aos saltos entre modos vizinhos da cavidade externa. Para a espectroscopia, o comprimento dessa cavidade ( $l = 2,5 \text{ cm}$ ) é tal que, em condições ótimas de acoplamento, deve permitir a sintonia do laser sem salto de modo num intervalo de frequência de  $c/2l \sim 6 \text{ GHz}$ , ou seja, muito maior que a largura das transições de interesse.

## 2) Montagem e ajuste da rede de difração

O sistema opera com largura de linha reduzida apenas quando a realimentação da cavidade externa é suficiente para superar o efeito da cavidade interna. Para que se possa sintonizar o laser na transição atômica é necessário que a montagem proporcione um controle preciso do alinhamento da cavidade externa através do ajuste fino da inclinação do plano da

rede de difração em relação ao feixe do diodo. As fotos da figura 2.3 exibem o arranjo experimental do laser com cavidade externa representado na figura 2.2.



Figuras 2.3 (a e b) – Montagem experimental do laser de diodo com rede de difração, vista de cima (à esquerda) e da lateral de saída do feixe (à direita). A inclinação da rede de difração é ajustada com parafusos diferenciais, na horizontal e na vertical. O laser pode ser sintonizado eletronicamente com o PZT situado na ponta do parafuso diferencial horizontal.

O ajuste preciso desta inclinação é realizado através de dois parafusos diferenciais<sup>4</sup> que exercem tensões mecânicas muito pequenas sobre o suporte de bronze no qual é colada a rede. Para aumentar  $\lambda$  é necessário soltar o parafuso diferencial horizontal, e para diminuir  $\lambda$  é necessário apertá-lo. O parafuso diferencial vertical é utilizado para compensar um possível desalinhamento da cavidade causado pelo ajuste com o parafuso horizontal.

O ajuste horizontal da rede é o mais importante porque também seleciona a estreita faixa de comprimentos de onda que serão realimentados na cavidade e, portanto, requer uma precisão maior do que aquela proporcionada apenas pelo parafuso diferencial. Na montagem, esse ajuste é refinado através de um elemento PZT<sup>5</sup> situado entre a ponta do parafuso diferencial horizontal e o suporte de bronze (ver figura 2.3a). O ângulo da rede pode então ser eletronicamente controlado, de modo a permitir a sintonia fina do laser e a resolução das transições atômicas.

<sup>4</sup> Esses parafusos são compostos de duas roscas muito finas, uma interna à outra, que giram em sentidos opostos de modo a produzir um deslocamento total muito pequeno (menor que 1  $\mu\text{m}$ ).

<sup>5</sup> O PZT (piezo-elétrico) é um transdutor eletro-mecânico que, sujeito a uma diferença de potencial, sofre uma dilatação extremamente pequena (de  $\sim 10$  nm para 1 V).

Eventualmente, o alinhamento preliminar da objetiva realizado na montagem do diodo livre (seção anterior) não será suficientemente preciso para proporcionar um alinhamento ótimo da cavidade externa do laser. Nessa situação, é necessário rever o posicionamento da objetiva com a ajuda do estágio de translação *XYZ*. Temos então inicialmente 3 grupos principais de ajustes do laser com cavidade externa: os controles das condições na junção do diodo (corrente e temperatura), os ajustes da rede de difração (parafusos diferenciais e o PZT) e o posicionamento da objetiva (parafusos diferenciais do *XYZ*). Posteriormente, o acoplamento entre as cavidades externa e interna será otimizado e a objetiva será afixada permanentemente à montagem do laser, reduzindo assim o ruído espectral proveniente das vibrações mecânicas.

Quando devidamente alinhada, a cavidade externa deve produzir um aumento significativo da intensidade da luz emitida e deve também permitir o controle parcial do seu comprimento de onda. O aumento da intensidade é constatado em primeira instância observando a montagem com o visor de infravermelho. Na situação em que proporciona realimentação, os elementos desta cavidade apresentam um aumento significativo na intensidade da luz espalhada. Outra consequência importante é que a corrente no limiar de oscilação laser deve ser bem mais baixa do que no caso do diodo livre. A verificação mais precisa da amplificação proporcionada pela cavidade externa deve ser feita através da medição da potência do feixe do laser por um fotodiodo, como veremos adiante<sup>6</sup>.

Os ajustes dos parafusos diferenciais devem ser otimizados inicialmente de modo que a condição de oscilação laser da cavidade externa (que pode ser constatada através da luminosidade da montagem) seja atingida para a menor corrente de injeção possível ( $\sim 25$  mA) e, em seguida, o comprimento de onda deve ser monitorado no monocromador e através da intensidade da absorção em célula de Rubídio na situação de corrente máxima. Estando o diodo em temperatura ambiente, a cavidade externa pode forçá-lo a oscilar  $\sim 2$  nm acima de seu comprimento de onda livre, de modo que, para que a luz seja produzida em torno de 780 nm, é necessário regular o sistema peltier-termistor de modo a estabilizar a temperatura da montagem em  $\sim 39$  °C.

Mesmo que a medida no monocromador indique 780 nm, esta medida não tem precisão suficiente para garantir que o laser esteja sintonizado na transição e que, portanto, a

---

<sup>6</sup> A potência absoluta do feixe, medida com um fotodiodo calibrado na saída do laser, varia em torno de  $\sim 4$  mW na situação em que a cavidade está devidamente alinhada. Este valor é menor do que o esperado de  $\sim 10$  mW [26] porque, em nossa montagem, as linhas da rede estão dispostas de modo perpendicular à polarização do feixe produzido pelo diodo laser, e também porque o circuito de proteção exibido na figura 2.1 introduz uma redução imprevista na corrente de alimentação do diodo.

célula de vapor apresenta fluorescência. A resolução do monocromador é muito menor que as larguras de linha do laser e do átomo, além da possibilidade do perfil de ganho da cavidade externa apresentar um salto de modo sobre o comprimento de onda da transição atômica. Nesta fase da montagem é necessário utilizar todas as formas de ajuste da cavidade do laser disponíveis, desde um pequeno toque em um dos parafusos diferenciais até o reajuste de toda a configuração da temperatura e corrente da junção. Na situação ideal, a célula apresenta uma fluorescência intensa e estável mesmo sob pequenas vibrações mecânicas e uma grande parte do perfil de absorção do átomo pode ser percorrida sem saltos de modo através da variação da corrente na junção ou da tensão no PZT.

Para otimizar o alinhamento da cavidade de maneira mais precisa é necessário observar a intensidade do laser com um fotodiodo que recebe uma parcela deste feixe através de uma lâmina de vidro. A intensidade deve ser maior quando a cavidade externa produz o efeito de realimentação. É interessante então aplicar uma modulação triangular de alguns mA de amplitude à corrente da junção, enquanto se monitora no osciloscópio a tensão do fotodiodo no período da modulação, para que se possa determinar com maior precisão a estabilidade do alinhamento da cavidade externa. O perfil de ganho da cavidade se desloca em resposta a essa modulação, sucessivamente entrando e saindo do acoplamento com a cavidade externa. Neste caso, a tensão observada no fotodiodo em função da corrente na junção apresenta “degraus” superpostos à modulação triangular que correspondem às regiões de sintonia contínua em corrente onde o laser oscila num modo da cavidade externa intercaladas pelos saltos entre modos vizinhos. A figura 2.4 mostra o comportamento da intensidade do feixe coletado no fotodiodo em função de uma modulação de  $\sim 10$  Hz e  $\sim 30$  mA de amplitude na corrente da junção na situação em que a cavidade externa está devidamente ajustada.

Na situação em que o feixe laser apresenta esse comportamento de degraus em intensidade e a célula de vapor exhibe uma fluorescência intensa, o alinhamento da cavidade deve ser suficientemente bom para as aplicações em que estamos interessados<sup>7</sup>. Neste momento, a posição da objetiva é ideal e esta pode ser definitivamente afixada à base da montagem visando reduzir o ruído em frequência causado pelas vibrações mecânicas. As condições ótimas dos ajustes restantes, da rede (parafusos e PZT) e da junção (temperatura e corrente), podem variar de um momento para o outro segundo as condições ambientais do

---

<sup>7</sup> Quando o ajuste da cavidade é tal que um salto de modo se encontra sobre o perfil de absorção da amostra, o brilho da fluorescência na célula se apresenta intermitentemente em  $\sim 10$  Hz e será necessário reajustar levemente a temperatura e a corrente da junção com o alinhamento da cavidade.

laboratório e devem ser estabelecidas através da observação da estabilidade do espectro hiperfino do Rubídio, como veremos a seguir.

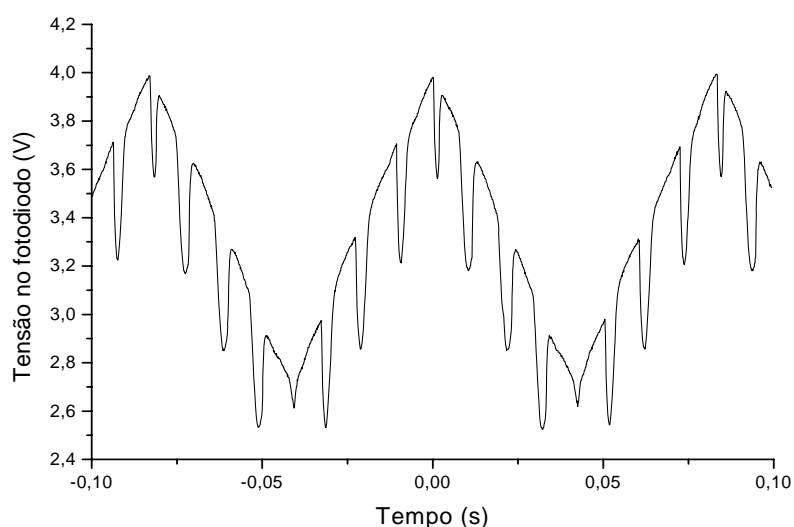


Figura 2.4 – Os "degraus" que surgem sobre a intensidade do feixe quando a corrente é modulada com uma onda triangular e a rede proporciona boa realimentação ao diodo.

A largura de linha fundamental produzida por este arranjo é da ordem de centenas de kHz ou menos, mas sua largura real é dominada por instabilidades térmicas e mecânicas na extensão da cavidade laser. A largura espectral estreita ( $\sim 1$  MHz) é comprovada através da técnica de espectroscopia de absorção saturada, que permite a resolução das transições hiperfinas do Rubídio (de largura natural  $\sim 6$  MHz) em célula de vapor. As larguras características desse espectro de absorção são essencialmente as larguras naturais das transições atômicas envolvidas. Deste modo, o campo de radiação pode ser considerado praticamente monocromático em nossas aplicações, e os padrões obtidos da absorção saturada devem possuir informação precisa o suficiente para se tornarem referências na sintonia do laser sobre a transição desejada.

### C – Espectroscopia de Absorção Saturada

A absorção saturada é um dos muitos tipos de espectroscopia laser não-linear de alta resolução utilizada na investigação de estruturas espectrais sem o alargamento Doppler. Sua aplicação num gás atômico de Rubídio em temperatura ambiente permite a observação das estruturas hiperfinas da linha  $D_2$  que seriam ofuscadas pelo efeito Doppler numa



espectroscopia linear, como discutido no capítulo anterior. A seguir, são apresentadas a teoria e a montagem da espectroscopia de absorção saturada em uma célula de vapor. São também apresentados e discutidos os resultados experimentais desta espectroscopia sobre as transições hiperfinas do Rubídio.

### 1) Alargamento Doppler e seleção de átomos por saturação da transição

Nosso conhecimento básico da estrutura de átomos e moléculas tem sido obtido pela investigação da matéria por técnicas espectroscópicas. À medida que nos aprofundamos nos detalhes das estruturas atômicas, se torna necessário avançar os limites da resolução espectroscópica, que é condicionada pelos diversos tipos de alargamentos de linha no espectro de emissão e absorção da substância estudada. O efeito mais fundamental que provoca alargamento das linhas espectrais é aquele relacionado com a emissão espontânea do estado excitado, intrínseco a qualquer átomo<sup>8</sup>. Outros efeitos incluem colisões entre as partículas (onde o alargamento é inversamente proporcional ao tempo médio entre as colisões), tempo de trânsito finito (inversamente proporcional ao tempo de trânsito da partícula no feixe), colisões com as paredes do recipiente (inversamente proporcional ao tamanho do recipiente), curvatura da frente de onda e o alargamento por potência (que ocorre em intensidades altas).

Em muitos casos é suficiente baixar a pressão do gás estudado para diminuir o alargamento de linha produzido por colisões e outros processos mas, no caso do Rubídio à temperatura ambiente, as mais sérias restrições à resolução são dadas pelo efeito Doppler. Como discutido no capítulo anterior, o efeito Doppler fixa um limite de resolução da espectroscopia linear num gás a uma dada temperatura pois a dispersão em velocidades das partículas implica numa dispersão dos comprimentos de onda absorvidos e emitidos. Para o Rubídio em temperatura ambiente ( $\sim 25\text{ }^{\circ}\text{C}$ ), o alargamento inhomogêneo das linhas  $D_2$  promovido pelo efeito Doppler é de 512 MHz (FWHM) [19].

Quando um feixe do laser de largura de linha reduzida incide sobre o gás atômico e sua frequência coincide exatamente com a frequência de uma das transições do Rubídio, os únicos átomos que absorvem a radiação são aqueles com um desvio Doppler muito pequeno, ou por se deslocarem perpendicularmente a esse feixe ou por serem muito lentos. Todos os outros átomos percebem o feixe fora de sintonia e não absorvem a radiação. Em geral, se a frequência do laser está sintonizada num ponto qualquer sobre o perfil Doppler da transição,

---

<sup>8</sup> Na verdade, a presença de cavidades óticas modifica as constantes de amortecimento das transições do átomo, já que este é forçado a emitir num modo desta cavidade. O estudo das propriedades atômicas nesta situação é um dos objetivos da eletrodinâmica quântica de cavidades (CQED) [28].

apenas átomos que possuem uma determinada componente de velocidade ao longo do eixo  $\mathbf{k}$  do feixe estarão ressonantes com o campo, mais especificamente, aqueles pertencentes à estreita classe de velocidades  $v$  para a qual o efeito Doppler compensa exatamente a dessintonia  $\delta = \omega - \omega_0$  entre o laser e a transição atômica. Dependendo dessa dessintonia ser positiva ou negativa, a luz irá interagir com átomos que tem projeção de velocidade positiva ou negativa no eixo do feixe, respectivamente. Essa condição de ressonância se expressa por  $|\omega - \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}| \leq \Gamma$ .

Torna-se possível, através do ajuste fino da frequência do laser  $\omega$ , selecionar uma parcela de átomos da amostra de acordo com sua velocidade, mudando seu estado interno e discriminando-os claramente dos átomos cujas velocidades não satisfazem essa condição de ressonância. Se a intensidade do laser é suficiente para saturar a transição, os átomos da classe em ressonância estarão ocupados absorvendo e emitindo o mais rápido que podem e, em consequência, o perfil de absorção da amostra, assim como percebido por um segundo feixe, de prova, será significativamente atenuado num intervalo  $\Gamma$  em torno de  $\omega$ .

## 2) Experimento

A espectroscopia de absorção saturada consiste em saturar a amostra atômica com um feixe intenso de bombeio e então medir a absorção desta amostra com um feixe de prova, de intensidade menor, contrapropagante ao primeiro e de mesma frequência  $\omega$  [29]. A intensidade do feixe de prova medida em função de  $\delta$  revela o perfil do espectro de absorção saturada na amostra. Este processo seleciona os átomos que satisfazem  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \sim 0$  quando  $\delta = 0$ , saturando sua transição e gerando no centro do perfil Doppler de absorção um vale estreito, com largura igual à largura natural  $\Gamma$  e de profundidade determinada pelo parâmetro de saturação.

A figura 2.5 mostra a disposição dos elementos óticos necessários para a espectroscopia de absorção saturada. Na configuração escolhida, o feixe de prova é produzido por uma reflexão do próprio feixe de bombeio, em um espelho dielétrico situado após a célula de vapor. O feixe é injetado nesta célula por reflexão na lâmina de vidro, e atenuado por uma roda de filtro de densidade neutra, de modo a reduzir o alargamento por potência no espectro de absorção saturada. A intensidade do feixe de prova é detectada por um fotodiodo localizado na porta de saída da lâmina de vidro e monitorada no osciloscópio em função do tempo enquanto uma modulação triangular é aplicada na tensão do PZT da rede de difração para modular a frequência do laser através do perfil Doppler da transição. Assim, os ajustes de

amplitude, frequência e *offset* desta modulação servem como um controle de “zoom” sobre uma região particular do espectro de absorção.

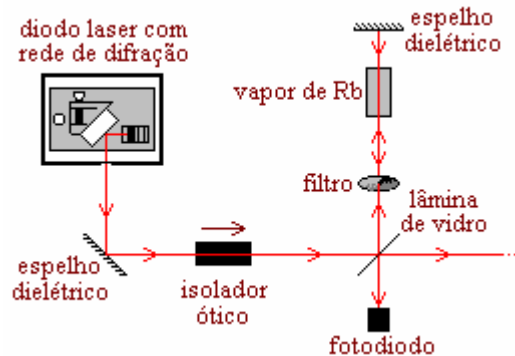


Figura 2.5 – Arranjo experimental da absorção saturada.

Os feixes de bombeio e prova devem estar sobrepostos de modo a poderem interagir com os mesmos átomos em cada instante. Esse alinhamento é realizado com os ajustes micrométricos do suporte do espelho dielétrico situado após a célula de modo a maximizar as ressonâncias de absorção saturada monitoradas no osciloscópio. As alturas e larguras dessas ressonâncias podem ser otimizadas, reduzindo-se o ângulo de intersecção entre os feixes e atenuando-se suas intensidades.

Tais ressonâncias também são referência para a otimização dos ajustes do laser, ou seja, da rede de difração e das condições na junção do diodo. Nas condições ótimas de alinhamento da cavidade laser, e numa situação suficientemente estável do ambiente de laboratório, os padrões de absorção saturada podem permanecer estáticos na tela do osciloscópio por horas sem apresentar derivação aparente ou saltos de modo esporádicos.

### 3) Os espectros de absorção saturada

Supondo que uma amostra hipotética composta por átomos de apenas dois níveis estivesse sujeita a este arranjo, os únicos átomos que perceberiam os feixes de bombeio e de prova com a mesma frequência seriam aqueles para os quais  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \sim 0$ . Todos os outros perceberiam uma diferença entre as frequências dos feixes  $2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$  que depende de sua velocidade  $v$ . Nessa hipótese, a única situação em que ambos os feixes estariam interagindo com os mesmo átomos seria aquela em que a frequência  $\omega$  está sintonizada no centro do perfil Doppler associado à transição entre os dois níveis,  $\delta = 0$ . Quando isso acontece, o feixe de prova atravessa a amostra praticamente sem sofrer atenuação alguma pois os átomos já

estarão oscilando entre os dois estados o mais rápido possível devido ao feixe de bombeio. Nas demais situações,  $\delta \neq 0$ , o feixe de prova encontra no estado fundamental todos os átomos com os quais interage, já que pelo efeito Doppler estes estão fora da ressonância com o feixe de bombeio, e a atenuação em sua intensidade irá apresentar um perfil Doppler comum.

Nessa experiência hipotética, se a intensidade do feixe de prova fosse medida em função da dessintonia  $\delta$ , ou seja, em função da tensão aplicada ao PZT em meio período da modulação, deveria ser possível observar um mínimo ressonante de absorção centrado no perfil Doppler com largura igual à largura natural da transição entre os dois níveis do átomo. A figura 2.6 mostra uma simulação de como seria o perfil de intensidade do feixe de prova coletado no fotodiodo em função da dessintonia  $\delta$  caso uma amostra de dois níveis fosse investigada com a espectroscopia de absorção saturada.

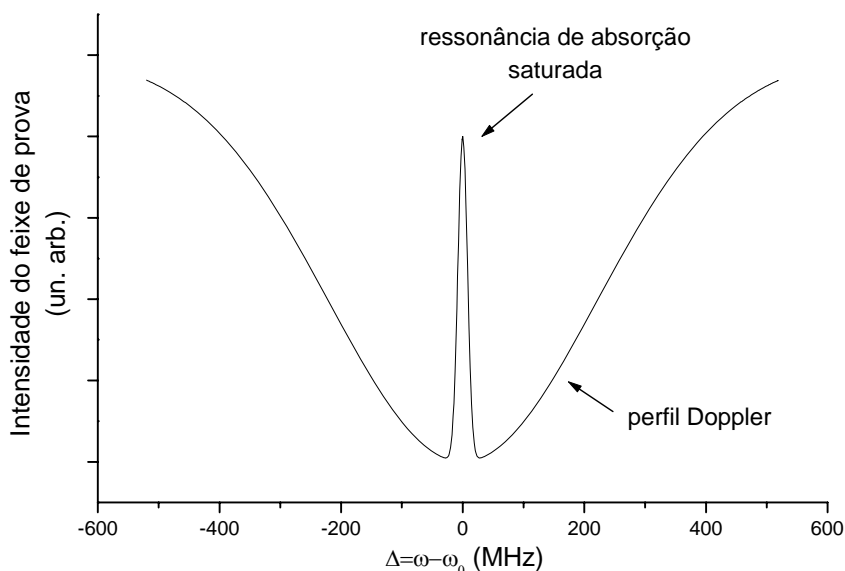


Figura 2.6 – Simulação do resultado de uma espectroscopia de absorção saturada em um gás hipotético de átomos de dois níveis. O laser de bombeio satura a transição dos átomos para os quais o efeito Doppler é desprezível quando  $\delta = 0$  de modo que o feixe de prova não sofre atenuação em torno desta ressonância.

Na prática, o átomo é composto por diversos níveis e a amostra gasosa terá em geral mais de uma transição excitada pelos feixes, de modo que o perfil de absorção se torna um pouco mais complexo que no caso de átomos de dois níveis. Quando duas transições do átomo estão suficientemente próximas em energia, o perfil de absorção será a composição dos perfis Doppler de cada transição, resultando em um único perfil ligeiramente mais largo.

Nesta situação, uma linha de absorção saturada conhecida como linha de *cross-over*, que não corresponde a uma transição atômica real, surge sobre o perfil Doppler resultante, em adição às linhas diretas das transições reais. Esta ressonância de *cross-over* aparece na situação em que uma classe de velocidades do gás é ressonante com o feixe de bombeio para uma dada transição ( $\omega_0$ ) e, ao mesmo tempo, ressonante com o feixe de prova para uma outra transição ( $\omega'_0$ ), como mostra o diagrama da figura 2.7. O feixe de prova será então muito pouco absorvido em  $\omega'_0$  pois os átomos desta classe de velocidades estarão muito ocupados absorvendo e emitindo em  $\omega_0$ .

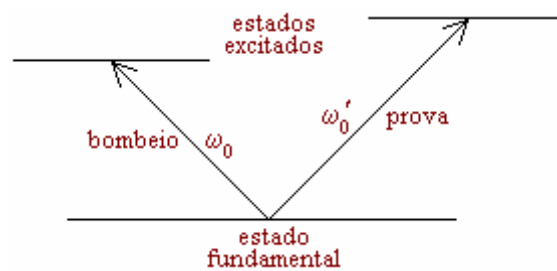


Figura 2.7 – Diagrama para a ressonância de *cross-over*. Os feixes de bombeio e de prova são ressonantes com diferentes transições da mesma classe de velocidades do gás.

Segundo a condição  $|\omega - \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}| \leq \Gamma$ , a condição de ressonância de *cross-over* para uma classe de átomos com velocidades próximas de  $v$  (com  $v \neq 0$ ) implica que  $\omega = \omega'_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ , ou seja, que a diferença de frequência entre os feixes de bombeio e prova (como percebida por um átomo desta classe) deve ser igual à diferença de frequência entre as duas transições atômicas,  $\omega'_0 - \omega_0 = 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ , e implica também que a frequência do laser (no referencial do laboratório) deve coincidir com a média simples das frequências das transições,  $\omega = (\omega'_0 + \omega_0)/2$ . Como veremos mais adiante, diversos processos contribuem para a intensidade das ressonâncias de absorção saturada, como o bombeamento ótico e o bombeamento hiperfino, em adição às próprias probabilidades de transições entre os estados. De modo geral, as linhas de *cross-over* são em geral mais intensas do que as linhas diretas, já que mais de uma transição atômica é envolvida no processo.

A espectroscopia de absorção saturada em vapor atômico de Rubídio deve então revelar as ressonâncias diretas e de *cross-over* referentes às transições hiperfinas entre os níveis representados na figura 1.4 que satisfazem a regra de seleção  $\Delta F = F_e - F_g = 0, \pm 1$ , como discutido no capítulo anterior. A linha D<sub>2</sub> do Rubídio se apresenta como sendo

composta por quatro perfis Doppler distintos em frequência, de largura  $\sim 0,5$  GHz e separados por no mínimo 1 GHz, cada um contendo as três linhas diretas de absorção saturada permitidas por  $\Delta F = 0, \pm 1$  mais as três linhas de cross-over correspondentes às combinações duas a duas entre as linhas diretas. A tabela 2.1 apresenta as frequências das ressonâncias que devem ser observadas no espectro de absorção saturada (ver figura 1.4).

<i>Estado fundamental da ressonância</i>	<i>Do <math>5S_{1/2}</math> ao estado fundamental (MHz)</i>	<i>Estado (s) excitado (s) da ressonância</i>	<i>Do <math>5P_{3/2}</math> à ressonância (MHz)</i>	<i>De <math>\lambda = 780,23</math> nm à ressonância (MHz)</i>
$F_g = 2, {}^{87}\text{Rb}$	-2483	$F_e = 1$	-230,2	-2713
		$F_e = 1 / F_e = 2$	-151,6	-2635
		$F_e = 2$	-73,0	-2556
		$F_e = 1 / F_e = 3$	-18,1	-2501
		$F_e = 2 / F_e = 3$	60,5	-2422
		$F_e = 3$	194,0	-2289
$F_g = 3, {}^{85}\text{Rb}$	-1265	$F_e = 2$	-83,3	-1348
		$F_e = 2 / F_e = 3$	-51,9	-1317
		$F_e = 3$	-20,5	-1285
		$F_e = 2 / F_e = 4$	8,4	-1257
		$F_e = 3 / F_e = 4$	39,8	-1225
$F_g = 2, {}^{85}\text{Rb}$	1771	$F_e = 4$	100,2	-1165
		$F_e = 1$	-113,1	1658
		$F_e = 1 / F_e = 2$	-98,2	1673
		$F_e = 2$	-83,3	1689
		$F_e = 1 / F_e = 3$	-66,8	1704
$F_g = 1, {}^{87}\text{Rb}$	4352	$F_e = 2 / F_e = 3$	-51,9	1719
		$F_e = 3$	-20,5	1750
		$F_e = 0$	-302,5	4049
		$F_e = 0 / F_e = 1$	-266,3	4086
		$F_e = 1$	-230,2	4122
		$F_e = 0 / F_e = 2$	-187,7	4164
$F_g = 1, {}^{87}\text{Rb}$	4352	$F_e = 1 / F_e = 2$	-151,6	4200
		$F_e = 2$	-73,0	4279

Tabela 2.1 – As posições em frequência (MHz) das ressonâncias que devem ser observadas com a espectroscopia de absorção saturada em vapor de Rubídio. As medidas em frequência são relativas aos níveis  $5S_{1/2}$  e  $5P_{1/2}$  representados na figura 1.4.

#### 4) Resultados experimentais

As figuras 2.9 mostram os resultados experimentais obtidos com a espectroscopia de absorção saturada em vapor de Rubídio. Os espectros dos 4 conjuntos de transições que partem de cada um dos níveis fundamentais envolvidos são exibidos em ordem de frequência,

$F = 2$  do  $^{87}\text{Rb}$  (2.9a),  $F = 3$  do  $^{85}\text{Rb}$  (2.9b),  $F = 2$  do  $^{85}\text{Rb}$  (2.9c) e  $F = 1$  do  $^{87}\text{Rb}$  (2.9d). Esses padrões são comparáveis aos padrões relatados na literatura [19,26].

O sinal de absorção saturada é o próprio sinal de tensão no fotodiodo do arranjo da figura 2.5, representado em unidades arbitrárias, e foi medido no osciloscópio em função do tempo enquanto a tensão no PZT era modulada com uma onda triangular de amplitude  $\sim 10$  V a uma frequência de  $\sim 10$  Hz. A escala de tempo de cada espectro foi então convertida para uma escala de frequência utilizando a informação da tabela 2.1<sup>9</sup>. Em cada perfil, as posições de duas das seis ressonâncias de absorção saturada foram ajustadas utilizando o nível  $5P_{3/2}$  da figura 1.4 como referência, para fornecer os dois parâmetros requeridos na transformação linear da tabela (1000 pontos) de tensão por tempo numa tabela de tensão por frequência. Em todos os 4 perfis, as duas ressonâncias mais proeminentes, e que foram utilizadas na calibração de escala, são as ressonâncias de cross-over de frequência mais alta, ou seja, aquelas que envolvem a transição  $\Delta F = +1$  com as transições  $\Delta F = 0$  e  $\Delta F = -1$ , mais explicitamente,  $F_e = 1$  cross-over com  $F_e = 3$  ( $F_e = 1 / F_e = 3$ ) e  $F_e = 2$  cross-over com  $F_e = 3$  ( $F_e = 2 / F_e = 3$ ) para  $F_g = 2$  do  $^{87}\text{Rb}$ ,  $F_e = 2 / F_e = 4$  e  $F_e = 3 / F_e = 4$  para  $F_g = 3$  do  $^{85}\text{Rb}$ ,  $F_e = 1 / F_e = 3$  e  $F_e = 2 / F_e = 3$  para  $F_g = 2$  do  $^{85}\text{Rb}$  e, finalmente,  $F_e = 0 / F_e = 2$  e  $F_e = 1 / F_e = 2$  para  $F_g = 1$  do  $^{87}\text{Rb}$ .

As marcas em vermelho sobre os picos das figuras 2.9 representam as ressonâncias listadas na tabela 2.1, diretas e de cross-over. As posições de duas destas marcas (a 4<sup>a</sup> e a 5<sup>a</sup> em frequência) em cada espectro foram ajustadas com os centros dos dois picos de ressonância mais intensos (da linha em preto). As posições das outras 4 marcas resultam da transformação de escala e podem ser comparadas às posições dos centros dos picos de ressonância correspondentes para validar a identificação das transições.

---

<sup>9</sup> Após esta calibração constatamos que a taxa efetiva de variação da frequência do laser em função da tensão aplicada ao PZT está entre 40 MHz/V e 60 MHz/V nos espectros das figuras 2.9 e de 75 MHz/V nos espectros das figuras seguintes 2.10.

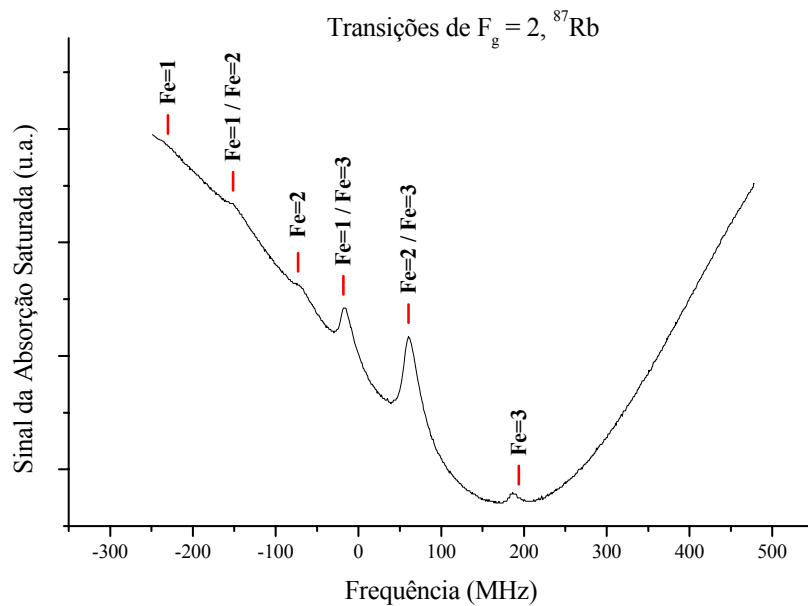


Figura 2.9a – As transições do  $^{87}\text{Rb}$  que partem do nível  $F_g = 2$  resolvidas com a espectroscopia de absorção saturada. As riscas vermelhas indicam a posição das ressonâncias diretas e de cross-over pelos dados da tabela 2.1. A escala em frequência foi calibrada pela posição das duas ressonâncias mais intensas (4<sup>a</sup> e 5<sup>a</sup>), em relação ao nível  $5P_{3/2}$  da figura 1.4.

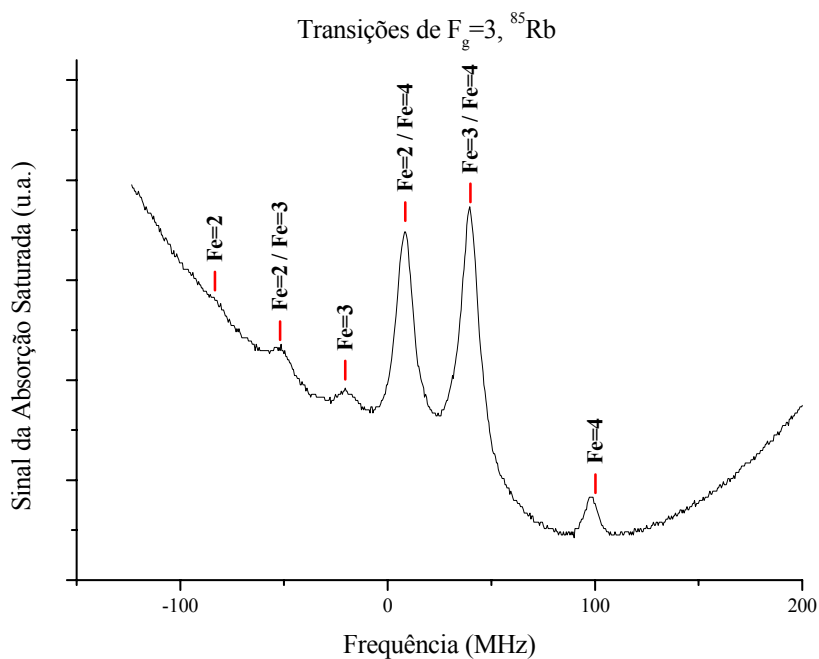


Figura 2.9b – As transições do  $^{85}\text{Rb}$  que partem do nível  $F_g = 3$ .



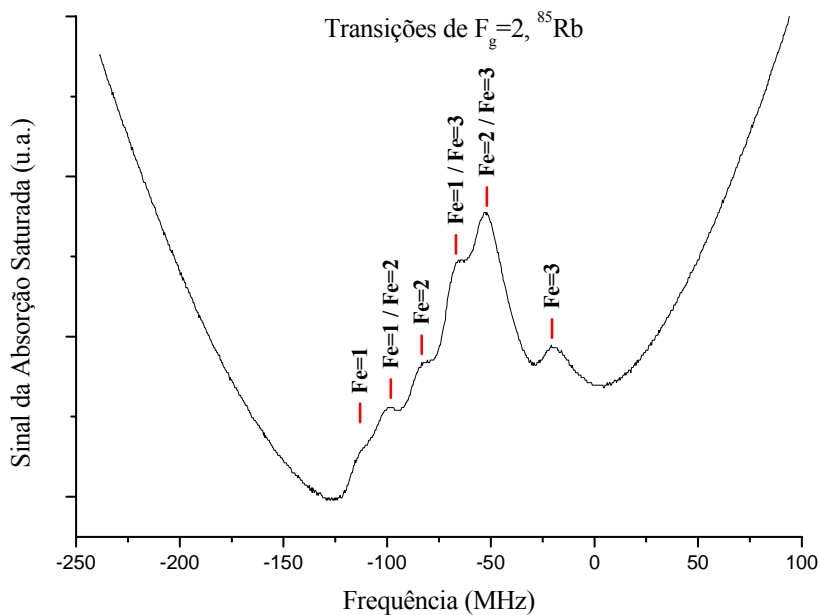


Figura 2.9c – As transições do  $^{85}\text{Rb}$  que partem do nível  $F_g = 2$ .

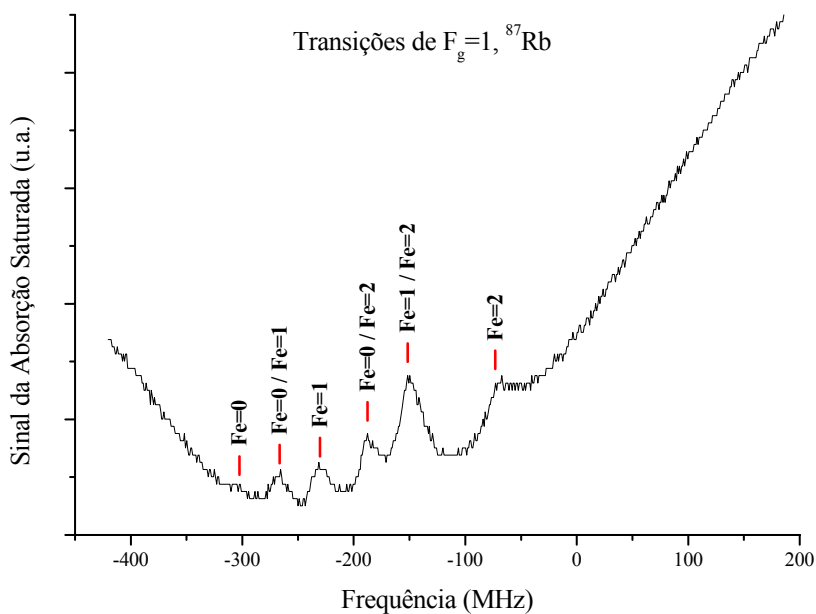


Figura 2.9d – As transições do  $^{87}\text{Rb}$  que partem do nível  $F_g = 1$ .

Para demonstrar a capacidade de sintonia contínua do laser (sem saltos entre modos longitudinais), registramos os espectros apresentados nas figuras 2.10. Na primeira figura (2.10a), a sintonia em frequência se estende sobre mais de 2 GHz ( $\sim 20$  V no PZT) na região do espectro onde estão situados os perfis das transições que partem de  $F_g = 2$  do  $^{87}\text{Rb}$  e de

$F_g = 3$  do  $^{85}\text{Rb}$ . Na segunda (2.10b), a sintonia se estende por 3,75 GHz ( $\sim 50$  V no PZT) sobre os perfis das transições que partem de  $F_g = 3$  e de  $F_g = 2$  do  $^{85}\text{Rb}$ , o que constitui o maior intervalo de sintonia continua de nossos lasers. Em ambas as figuras, a escala de frequência foi calibrada através do ajuste da posição da ressonância mais proeminente de cada perfil (marcadas com o traço vermelho), ou seja, as ressonâncias de cross-over entre as transições  $\Delta F = 0$  e  $\Delta F = +1$ , mais especificamente,  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2 / F_e = 3$  ( $^{87}\text{Rb}$ ) e  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3 / F_e = 4$  ( $^{85}\text{Rb}$ ) para a figura 2.10a,  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3 / F_e = 4$  e  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2 / F_e = 3$  ( $^{85}\text{Rb}$ ) para a figura 2.10b.

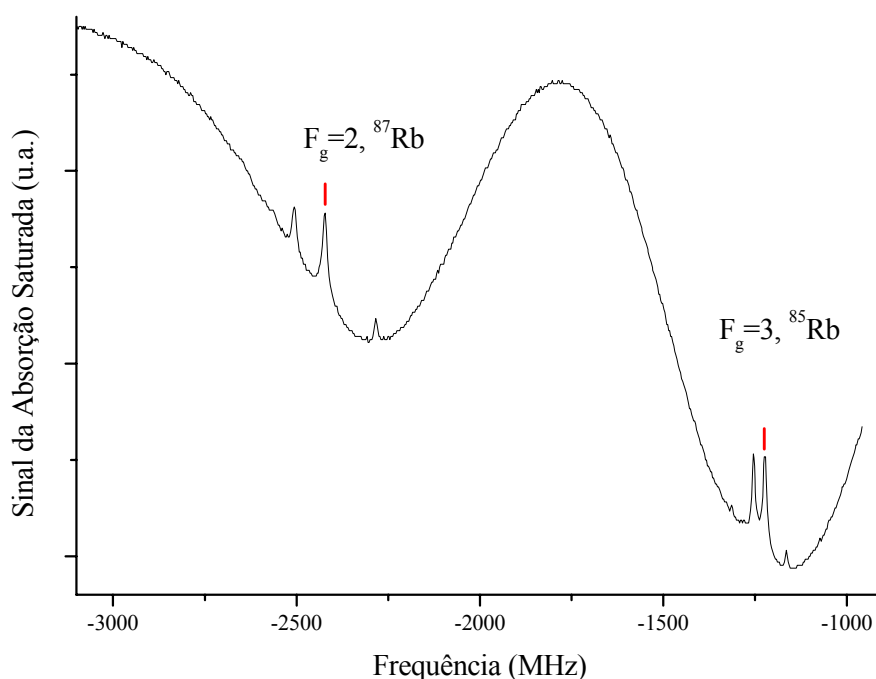


Figura 2.10a – As transições que partem dos níveis  $F_g = 2$  do  $^{87}\text{Rb}$  e  $F_g = 3$  do  $^{85}\text{Rb}$ , resolvidas em um só espectro de  $\sim 2$  GHz de largura. A escala em frequência foi calibrada pela posição da ressonância mais intensa em cada um dos dois perfis (marcada em vermelho) em relação à transição em 780,23 nm da figura 1.4.

Os padrões de absorção saturada também podem ser observados no osciloscópio se a modulação é aplicada na corrente do diodo, ao invés de ser aplicada na tensão do PZT. Neste caso, a tensão medida no fotodiodo do arranjo da figura 2.5 em função do tempo deve apresentar um padrão de degraus similar ao da figura 2.4, mas com a possibilidade de que uma parcela de um destes degraus apareça substituída por uma parcela do perfil de absorção saturada, no caso da cavidade do laser estar alinhada de maneira favorável. A espectroscopia

por modulação na corrente do diodo parece apresentar saltos de modo mais frequentes do que a espectroscopia por modulação na tensão do PZT.

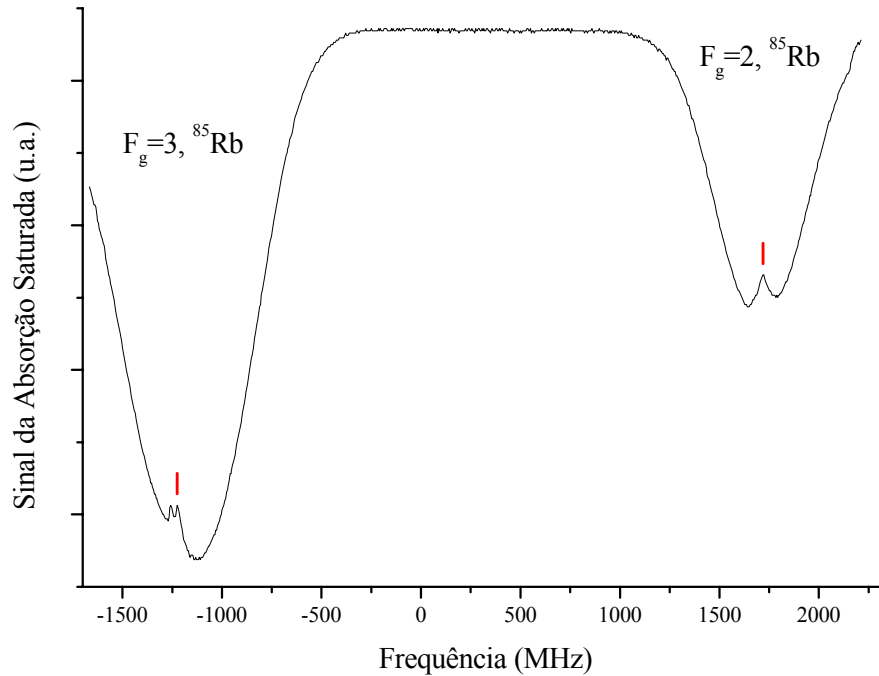


Figura 2.10b – As transições do  ${}^{85}\text{Rb}$  que partem dos níveis  $F_g = 2$  e  $F_g = 3$ , resolvidas num único espectro de  $\sim 3,75$  GHz. Este gráfico ilustra o maior intervalo de sintonia contínua do laser com rede de difração.

Vale mencionar também que uma implementação no arranjo da figura 2.5, visando melhorar a resolução dos espectros, pode ser obtida se o sinal de absorção saturada for subtraído do sinal de um segundo fotodiodo, que mede a absorção linear do feixe de bombeio, para cancelar o perfil Doppler, e exibir as transições atômicas sobre um fundo aproximadamente plano.

## 5) Análise

Com as ressonâncias de absorção saturada inequivocamente identificadas em frequência, torna-se possível analisar agora os mecanismos que determinam suas intensidades relativas. A tensão coletada no fotodiodo diminui com o aumento da absorção de ambos os feixes de prova e de bombeio na célula de vapor, já que no arranjo utilizado estes são um único feixe. A absorção de cada feixe depende, numa primeira aproximação, da fração de

átomos  $\xi_L$  do vapor que se encontram sobre o feixe, da fração de átomos  $\xi_g$  que se encontra no estado fundamental ressonante com o laser, da fração de átomos  $\xi_v$  cuja velocidade satisfaz a condição de ressonância  $|\omega - \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}| \leq \Gamma$  para cada uma das transições permitidas pela regra de seleção  $\Delta F = 0, \pm 1$ , e das probabilidades relativas destas transições.

A região espacial dos feixes que é efetiva para a espectroscopia, onde a intensidade é superior à intensidade de saturação da transição atômica e cujo trajeto conduz a uma coleta eficaz no fotodiodo, contém um número de átomos que é constante a todos os espectros obtidos e não influi nas intensidades relativas. A única condição a ser satisfeita para o número de átomos sobre o feixe é que haja quantidade suficiente deles para absorver uma fração apreciável dos feixes na situação de ressonância, como nos espectros acima.

A fração de átomos  $\xi_g$  que se encontra no estado fundamental ressonante com o laser, e que deve estar disponível para a espectroscopia, tem dependências mais complexas, visto que diversos processos no gás sob estudo influem no estado interno dos átomos. Inicialmente, pode-se verificar através dos espectros das figuras 2.9 e 2.10 que os espaçamentos entre os estados fundamentais são realmente sempre maiores que os alargamentos Doppler nessa temperatura, de modo que é possível considerar que cada um dos estados fundamentais pode estar independentemente dentro ou fora de ressonância com o laser aplicado para todos os efeitos na espectroscopia.

Uma característica importante a ser notada das transições hiperfinas [17] é que a probabilidade de uma destas transições ocorrer em geral aumenta com o aumento do momento angular total  $F_g$  e  $F_e$  dos níveis envolvidos. Os coeficientes das transições que partem do nível  $F_g = 3$  do  $^{85}\text{Rb}$  são em média os mais altos, seguidos pelos coeficientes das transições que partem de  $F_g = 2$  do  $^{87}\text{Rb}$  e de  $F_g = 2$  do  $^{85}\text{Rb}$ , sendo menos intensos os coeficientes das transições que partem de  $F_g = 1$  do  $^{87}\text{Rb}$ . Este fato se reflete diretamente na intensidade relativa dos perfis Doppler que, como pode ser constatado pelas figuras 2.10, se apresenta na mesma ordem,  $F_g = 3$  do  $^{85}\text{Rb}$ ,  $F_g = 2$  do  $^{87}\text{Rb}$ ,  $F_g = 2$  do  $^{85}\text{Rb}$  e  $F_g = 1$  do  $^{87}\text{Rb}$ <sup>10</sup>. Também o momento angular do estado excitado influi na probabilidade de transição de modo que são privilegiadas em geral as transições de maior  $F_e$ , em ordem decrescente de intensidade  $\Delta F = +1$ ,  $\Delta F = 0$  e  $\Delta F = -1$ , fato que se reflete nas intensidades dos picos de absorção saturada das figuras 2.9.

---

<sup>10</sup> A intensidade do perfil  $F_g = 1$  do  $^{87}\text{Rb}$  foi observada e comparada à intensidade dos outros perfis, mas não foi registrada aqui.

Além disso, fração  $\xi_g$  tem uma componente que depende da abundância natural da espécie atômica em ressonância (72% para o  $^{85}\text{Rb}$  e 28% para o  $^{87}\text{Rb}$ ), que deve diminuir a intensidade dos perfis  $F_g = 1$  e  $F_g = 2$  do  $^{87}\text{Rb}$  em relação aos perfis  $F_g = 2$  e  $F_g = 3$  do  $^{85}\text{Rb}$ , e uma outra componente  $\xi_{g\text{-res}}$  que depende da ocupação do estado fundamental ressonante com o laser. A ocupação deste nível é crítica para a absorção e compete com as ocupações do segundo estado fundamental (não ressonante) e com as ocupações dos níveis excitados, pelos átomos da espécie envolvida na transição.

Diversos processos modificam a ocupação  $\xi_{g\text{-res}}$  do estado fundamental ressonante, assim como o bombeamento ótico, a emissão espontânea e colisões entre os átomos do gás. Os efeitos mais importantes para a absorção saturada são a despovoação do nível fundamental em ressonância por bombeamento hiperfino e a repopulação deste nível por emissão espontânea do estado excitado.

O efeito de despovoação do nível fundamental por bombeamento tem, ao longo de diversos ciclos atômicos, duas conseqüências maiores: o escape de átomos para o estado fundamental não ressonante e a diminuição no tempo livre dos átomos restantes para a absorção. Quando a transição ressonante é tal que o átomo excitado pelo laser possa, pela regra  $\Delta F = 0, \pm 1$ , decair para o nível fundamental não ressonante, ao longo do tempo é estabelecido um fluxo de átomos através destes níveis que tende a esvaziar o nível fundamental ressonante  $\xi_{g\text{-res}}$  e, portanto, atenuar a absorção nesta transição, como deve ocorrer no caso das transições  $F_g \rightarrow F_e = 2, 3$  do  $^{85}\text{Rb}$  e das transições  $F_g \rightarrow F_e = 1, 2$  do  $^{87}\text{Rb}$ , que podem decair para qualquer um dos dois níveis fundamentais em cada caso. O outro efeito de despovoação de  $\xi_{g\text{-res}}$  é aquele que resulta do tempo  $2/\Gamma$  em que os átomos ficam ocupados no ciclo de emissão e absorção. Este é justamente o efeito que sob condições de saturação produz as ressonâncias diretas e de cross-over nos espectros de absorção saturada.

A repopulação do estado fundamental ressonante por emissão espontânea acontece para qualquer uma das transições  $\Delta F = 0, \pm 1$ , mas alguns casos são privilegiados. Alguns estados excitados,  $F_e = 1, 4$  do  $^{85}\text{Rb}$  e  $F_e = 0, 3$  do  $^{87}\text{Rb}$  possuem apenas uma possibilidade de decaimento,  $\Delta F = +1$  para  $F_e = 1$  do  $^{85}\text{Rb}$  e para  $F_e = 0$  do  $^{87}\text{Rb}$  e  $\Delta F = -1$  para o  $F_e = 4$  do  $^{85}\text{Rb}$  e  $F_e = 3$  do  $^{87}\text{Rb}$ . No caso de transições que promovam o átomo para estes níveis, a repopulação acontece apenas para o nível fundamental ressonante  $\xi_{g\text{-res}}$ , sem fluxo de átomos para o fundamental não ressonante, e a absorção deve aumentar nesta transição.

Em adição à dependência com a população do estado fundamental, a absorção depende também da fração de átomos do gás  $\xi_v$  que satisfazem as condições de ressonância  $|\omega - \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}| \leq \Gamma$  para cada transição permitida. Primeiro, é necessário considerar a distribuição de velocidades paralelas ao eixo dos feixes de prova e de bombeio. Esta distribuição é centrada em  $v = 0$ , tem uma largura de  $\sim 170$  m/s em temperatura ambiente e sua integral deve estar relacionada com a densidade de átomos na célula de vapor. Quando o laser está sintonizado próximo a um dos níveis fundamentais, cada um dos feixes fica ressonante com 3 classes de velocidades no gás, cada uma dessas classes de largura  $\Delta v \sim 2\Gamma/k$  e com velocidades médias dadas por  $v_{\Delta F=0,\pm 1}^b = (v_{\Delta F=0,\pm 1} - v)\lambda$  para o feixe de bombeio e por  $v_{\Delta F=0,\pm 1}^p = (v - v_{\Delta F=0,\pm 1})\lambda$  para o feixe de prova. Temos então no máximo seis faixas sobre a distribuição de velocidades que contribuem para a absorção, e cuja integração fornece o valor de  $\xi_v$ . A posição destas faixas sobre a distribuição de velocidades tem duas características importantes: as classes ressonantes com o bombeio são simétricas por reflexão ( $v^p = -v^b$ ) às classes ressonantes com o prova, e o fato da distância entre as classes  $v_{\Delta F=-1}$  e  $v_{\Delta F=0}$  ser sempre menor que a distância entre as classes  $v_{\Delta F=0}$  e  $v_{\Delta F=+1}$ , já que os espaçamentos entre os níveis excitados sempre crescem com o aumento do momento angular total  $F$  deste níveis.

Consideremos a situação em que a frequência do laser é variada através de um perfil Doppler de absorção, iniciando algumas centenas de MHz abaixo da ressonância. Três classes de velocidades que satisfazem a condição de ressonância vão se aproximando do centro da distribuição de velocidades de cada lado. Em ordem, temos as classes  $v_{\Delta F=+1}^p$ ,  $v_{\Delta F=0}^p$  e  $v_{\Delta F=-1}^p$  ressonantes ao feixe de prova de um lado, e as classes  $v_{\Delta F=-1}^b$ ,  $v_{\Delta F=0}^b$  e  $v_{\Delta F=+1}^b$  ressonantes ao feixe de bombeio do outro lado. A quantidade de átomos em ressonância  $\xi_v$  vai crescendo rapidamente, compondo o lado esquerdo do perfil Doppler de absorção, até que a classe  $v_{\Delta F=-1}^b$  encontra a classe  $v_{\Delta F=-1}^p$  em  $v_{\Delta F=-1}^{b,p} = 0$ , situação onde o perfil apresenta a primeira ressonância direta de absorção saturada. Esta ressonância ocorre porque os átomos estão saturados pelo feixe bombeio fazendo com que a fração  $\xi_g$  seja drasticamente atenuada para o feixe de prova.

Com o aumento de mais algumas dezenas de MHz na frequência do laser, que implica num deslocamento de algumas dezenas de metros por segundo na posição das classes em ressonância, a classe  $v_{\Delta F=-1}^b$  encontra a classe  $v_{\Delta F=0}^p$  ao mesmo tempo que a classe  $v_{\Delta F=-1}^p$

encontra a classe  $v_{\Delta F=0}^b$ , provocando uma ressonância de cross-over sobre o perfil de absorção saturada. Essas ressonâncias de cross-over são então mais intensas em média que as ressonâncias diretas correspondentes porque os átomos ficam saturados pelo feixe de bombeio nas duas classes de velocidades, que são simétricas em relação a  $v = 0$  e estão em geral dentro do intervalo  $\pm 170$  m / s, de modo que a fração  $\xi_g$  é ainda mais atenuada do que no caso em que apenas uma classe é saturada, e também porque essas duas classes coincidem com outras duas resultando numa atenuação maior de  $\xi_v$ .

Aumentando ainda mais a frequência do laser temos, na seqüência, o encontro da classe  $v_{\Delta F=0}^b$  com a classe  $v_{\Delta F=0}^p$ , o encontro da classe  $v_{\Delta F=-1}^b$  com a classe  $v_{\Delta F=+1}^p$  simultaneamente ao encontro da classe  $v_{\Delta F=+1}^b$  com a classe  $v_{\Delta F=-1}^p$ , o encontro da classe  $v_{\Delta F=0}^b$  com a classe  $v_{\Delta F=+1}^p$  simultaneamente ao encontro da classe  $v_{\Delta F=+1}^b$  com a classe  $v_{\Delta F=0}^p$  e, finalmente, o encontro da classe  $v_{\Delta F=+1}^b$  com a classe  $v_{\Delta F=+1}^p$ , correspondendo às ressonâncias diretas e de cross-over restantes. Além deste ponto, todas as classes em ressonância se afastam cada vez mais do centro da distribuição e  $\xi_v$  tende a zero, o que constitui o lado direito do perfil Doppler de absorção.

A largura de cada um dos perfis Doppler depende então da separação em velocidade entre as classes em ressonância  $v_{\Delta F=-1}^p$  e  $v_{\Delta F=+1}^p$  comparada à largura da distribuição de velocidades  $\sim 170$  m / s, e das probabilidades relativas de transição. O perfil Doppler das transições que partem de  $F_g = 2$  do  $^{85}\text{Rb}$ , por exemplo, é o mais estreito, de largura não muito superior a 500 MHz, visto que a separação entre as classes  $v_{\Delta F=-1}^p$  e  $v_{\Delta F=+1}^p$  é de  $\sim 70$  m / s (menos da metade da largura da distribuição de velocidades). Por outro lado, o perfil Doppler das transições com  $F_g = 2$  do  $^{87}\text{Rb}$  é o mais largo e assimétrico, com uma separação entre  $v_{\Delta F=-1}^p$  e  $v_{\Delta F=+1}^p$  de  $\sim 330$  m / s (quase o dobro da largura da distribuição de velocidades). Esta assimetria surge devido à combinação da larga separação em energia entre os sub-níveis do estado excitado com a predominância de absorção na ressonância mais distante  $\Delta F = +1$ .

Uma característica comum aos perfis de absorção saturada é que as duas ressonâncias de cross-over que envolvem a transição  $\Delta F = +1$  (4ª e 5ª ressonâncias nos espectros das figuras 2.9) são sempre as ressonâncias mais intensas. Isso ocorre porque as transições  $\Delta F = +1$  são as que envolvem os níveis  $F_e$  de momento angular mais alto em cada perfil e possuem maior probabilidade de transição, e também porque ressonâncias de cross-over são mais intensas que ressonâncias diretas, como discutido acima. Dos 4 perfis Doppler, as ressonâncias de cross-over devem ser ainda mais intensas nas transições que envolvem os

níveis  $F_g$  de momento angular mais alto, na seqüência,  $F_g = 3$  do  $^{85}\text{Rb}$  (2.9b),  $F_g = 2$  do  $^{87}\text{Rb}$  (2.9a),  $F_g = 2$  do  $^{85}\text{Rb}$  (2.9c) e, por último,  $F_g = 1$  do  $^{87}\text{Rb}$  (2.9d).

A 4ª e a 5ª ressonância dos espectros 2.9a e 2.9b têm ainda outro fator em favor de sua intensidade, a mencionar, a combinação dos efeitos de despopulação e de repopulação com o efeito de sobreposição das classes de velocidade em ressonância do tipo cross-over. Por um lado, a absorção é maior nas transições  $\Delta F = +1$ , por outro, a repopulação tende a privilegiar as transições que envolvem  $F_e = 1,4$  do  $^{85}\text{Rb}$  e  $F_e = 0,3$  do  $^{87}\text{Rb}$  enquanto a despopulação desfavorece as transições com  $F_e = 2,3$  do  $^{85}\text{Rb}$  e  $F_e = 1,2$  do  $^{87}\text{Rb}$ . Desse modo, os efeitos são combinados na transição  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  do  $^{85}\text{Rb}$  e na transição  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  do  $^{87}\text{Rb}$ , onde a fração de átomos que contribui para o perfil Doppler de absorção é a maior possível dentro do espectro e onde a regra de seleção determina que os átomos só podem decair para o nível fundamental ressonante ao laser. As ressonâncias de cross-over que envolvem estas transições são portanto as mais intensas de todas.

Apesar das ressonâncias de cross-over com  $\Delta F = +1$  serem as mais úteis na calibração da escala do espectro, já que são sempre as mais proeminentes<sup>11</sup>, seu uso na determinação das larguras naturais das transições não é o mais indicado, visto que a largura das ressonâncias de cross-over é em geral maior que a largura das ressonâncias diretas. Para obter uma medida da largura das transições, vamos tomar como exemplo a ressonância  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  do  $^{85}\text{Rb}$  (figura 2.9b). Esta é uma ressonância especial pois, possuindo os momentos angulares  $F_g$  e  $F_e$  mais altos de todas as transições e sendo uma ressonância  $\Delta F = +1$  mais distanciada das outras, tem a melhor resolução espectral das transições naturais. Como esta ressonância possui o coeficiente de absorção mais alto, ela se acomoda isolada no vale do perfil Doppler de absorção quase sem ser perturbada pelo efeito das outras ressonâncias. A figura 2.11 mostra o detalhe do espectro da figura 2.9b que contém os pontos amostrados da ressonância  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  do  $^{85}\text{Rb}$ .

A linha em vermelho da figura 2.11 representa um ajuste Gaussiano sobre os pontos experimentais capturados no osciloscópio (em preto). O resultado relevante deste ajuste é a largura da ressonância,  $\Gamma / 2\pi = (6,32 \pm 0,14)$  MHz, que teoricamente é a própria largura natural da transição. O valor obtido é compatível dentro da margem de erro com os dados de [19], ou seja, 6,2 MHz.

---

<sup>11</sup> Essas ressonâncias também podem ser utilizadas como referência em frequência para um sistema de estabilização ativa da frequência do laser, como nos primeiros experimentos com o MOT [5].



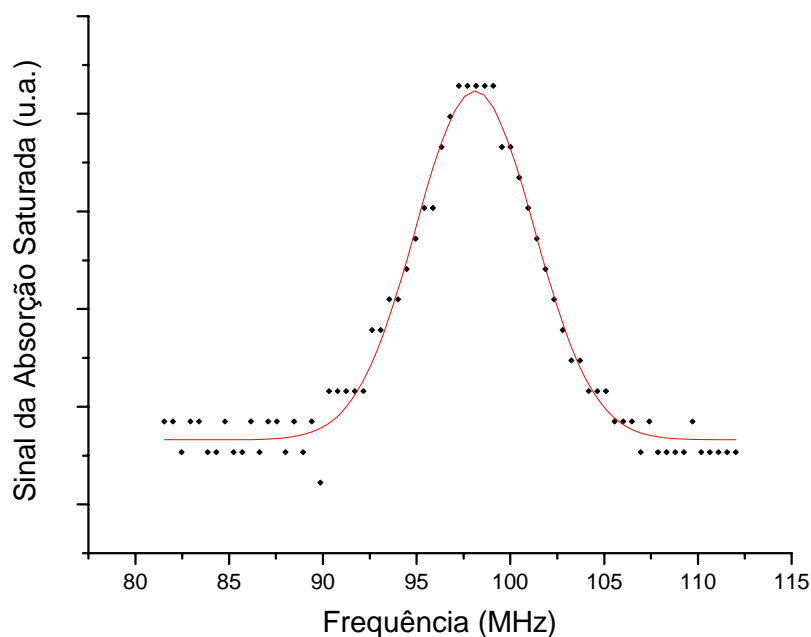


Figura 2.11 – Um detalhe do espectro da figura 2.9b sobre a ressonância  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  do  $^{85}\text{Rb}$ . Esta ressonância é privilegiada por sua resolução da largura natural da transição. A linha em vermelho mostra um ajuste Gaussiano aos pontos em preto, cuja largura resultante é de  $\sim 6,3$  MHz.

## 6) Discussão

O laser de largura de linha reduzida, cuja montagem e operação é apresentada nas duas primeiras seções deste capítulo, foi utilizado nesta seção para resolver os espectros das transições hiperfinas que compõem a linha  $D_2$  do Rubídio através da técnica de espectroscopia por absorção saturada. Os padrões espectrais obtidos são comparáveis àqueles encontrados na literatura e as posições das ressonâncias de absorção saturada são compatíveis com as posições previstas pela teoria quântica, o que possibilita a identificação e calibração dessas ressonâncias. Também foram analisados em detalhes os mecanismos responsáveis pelas intensidades relativas destas ressonâncias, ou seja, pelo perfil dos espectros de absorção saturada, e suas implicações sobre os espectros das figuras 2.9 e 2.10.

Por outro lado, as larguras de algumas das ressonâncias diretas no espectro de absorção saturada são bastante próximas à largura natural das transições da linha  $D_2$  (6,2 MHz em frequência), o que fornece uma comprovação quantitativa da largura espectral estreita do laser. A estabilidade do espectro ao longo do tempo é também a base para determinação das condições ótimas dos ajustes da rede de difração e dos parâmetros da junção do diodo.

Os espectros, assim identificados e reconhecidos, servem de referência para a operação do laser em experiências em que são consideradas as transições hiperfinas do átomo de Rubídio. Em particular, essa identificação é requisito indispensável para sintonizar adequadamente o laser para a experiência de átomos frios.

#### **D - Travamento da frequência do laser por dicroísmo de vapor atômico**

Os lasers apresentados neste capítulo são extremamente sensíveis em relação às condições ambientais do laboratório, de tal modo que a cavidade raramente permanece ressonante com a linha atômica durante mais que alguns minutos sem que seja necessário um reajuste das condições do diodo ou do PZT. As aplicações de interesse, como o MOT, exigem uma performance muito mais estável do que essa, de modo que, nesta seção, é discutida a implementação da técnica de estabilização ativa da frequência dos lasers de diodo por dicroísmo de vapor atômico, DAVLL (*Dichroic Atomic Vapor Laser Lock*), seguindo os estudos realizados em [30,31,32]. Esta técnica foi aplicada com sucesso aos lasers em nosso laboratório [33], segundo uma análise inicial da estabilidade dos espectros de absorção saturada, mas sua caracterização mais detalhada e sua utilização no aprisionamento magneto-ótico de átomos serão deixadas para um estudo posterior.

O DAVLL emprega um campo magnético para quebrar a degenerescência das componentes Zeeman do sinal de absorção Doppler no vapor atômico e então gerar um sinal de erro que depende da diferença da taxa de absorção entre essas duas componentes. A figura 2.12 mostra um diagrama do arranjo experimental do DAVLL. Uma pequena parcela da luz produzida pelo diodo laser é utilizada na estabilização, e incide na célula de vapor com polarização linear, o que equivale a uma combinação de quantidades iguais de polarização circular  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ . As bobinas elétricas na configuração de Helmholtz geram um campo magnético  $\mathbf{B}$  estático e homogêneo sobre a célula, paralelo à direção de propagação do feixe, e cuja intensidade pode passar de 100 G. Esse campo tem o efeito de aumentar a energia das transições  $\Delta m_F = +1$  e diminuir a energia das transições  $\Delta m_F = -1$ , de modo que o perfil Doppler percebido pela componente  $\sigma^+$  é deslocado para uma frequência mais alta enquanto que o perfil percebido por  $\sigma^-$  é deslocado para uma frequência mais baixa.

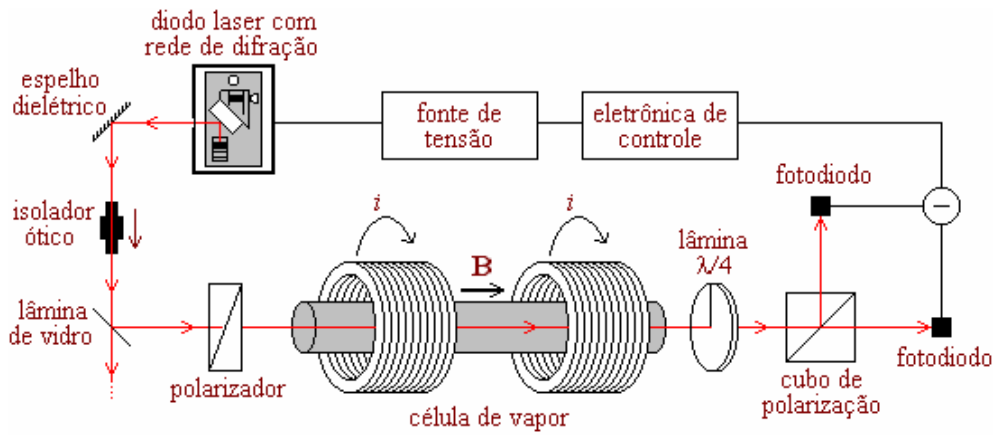


Figura 2.12 – O arranjo do sistema de estabilização ativa da frequência do laser por microísmo de vapor atômico (DAVLL).

Após a passagem pela célula, as componentes  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$  são transformadas em duas polarizações lineares ortogonais por uma lâmina de quarto de onda<sup>12</sup>, e estas são separadas espacialmente por um cubo de polarização. Esse cubo transmite a polarização vertical e reflete a polarização horizontal, de modo que o eixo rápido da lâmina de quarto de onda deve ser orientado a  $45^\circ$  do eixo da polarização que incide sobre a célula de vapor. Os feixes separados pelo cubo são então coletados em dois fotodiodos, cujas fotocorrentes são subtraídas.

Quando a frequência do laser é variada através da transição atômica, essa subtração produz um sinal anti-simétrico de amplitude duas vezes maior que a amplitude do sinal do perfil Doppler simples, e que atravessa o zero com uma inclinação adequada para a estabilização. A magnitude ideal do campo magnético, de  $\sim 100$  G, deve ser tal que a separação entre os picos dos perfis Doppler deslocados pelo efeito Zeeman proporcione um intervalo razoável de captura, ao mesmo tempo maximizando a inclinação no zero, e minimizando o alargamento das transições [30]. O sinal DAVLL é então enviado à eletrônica de controle [31] que realimenta a tensão no PZT do laser visando manter esse sinal próximo a zero. Para sintonizar o sistema, basta introduzir um nível constante de tensão no PZT, ou simplesmente girar a lâmina de quarto de onda desiguando o sinal de absorção nos fotodiodos.

<sup>12</sup> A lâmina de quarto de onda é composta de um material birrefringente que possui um eixo rápido de propagação da luz, e introduz um deslocamento relativo de  $\pi/2$  entre a fase das componentes de polarização da onda incidente [34]. Se esta onda incide com polarização linear a  $45^\circ$  em sentido horário do eixo rápido, a polarização produzida é  $\sigma^-$ , e se a polarização linear incide a  $45^\circ$  do eixo rápido em sentido anti-horário, a polarização se torna  $\sigma^+$ . Inversamente, as polarizações circulares se tornam polarizações lineares ortogonais a  $45^\circ$  do eixo rápido.

O arranjo DAVLL proporciona uma estabilização robusta sobre um largo intervalo de captura em frequência, tanto das variações ambientais lentas quanto das flutuações mecânicas e elétricas rápidas e de pequena amplitude. Este arranjo apresenta algumas vantagens sobre os esquemas tradicionais de estabilização, pois não necessita que uma modulação seja aplicada diretamente a frequência do laser, e também não está restrito à sintonia sobre uma ressonância específica, podendo ser travado sobre qualquer parte do espectro Doppler de absorção. Encontramos no DAVLL um arranjo simples e de baixo custo que, em princípio, será bastante adequado às aplicações planejadas para o MOT.

### Capítulo 3

## Amplificação Ótica

Os lasers de diodo estabilizados com rede de difração possuem largura de linha estreita o suficiente para serem utilizados no aprisionamento de átomos, como discutido nos capítulos anteriores, mas sua baixa potência constitui uma séria desvantagem ao desenho do arranjo experimental do MOT. A intensidade luminosa produzida pela montagem com cavidade externa apresentada no capítulo anterior é, no máximo, comparável à intensidade de saturação do Rubídio, de modo que, para obter um aprisionamento eficiente, seria necessário construir uma montagem para cada um dos seis feixes de aprisionamento do MOT. Uma maneira de simplificar esse desenho, e conseqüentemente o alinhamento e a estabilização do MOT, consiste em amplificar a luz produzida por uma montagem de diodo com cavidade externa num diodo de potência sem cavidade própria, separando assim a função de geração de potência da função de estreitamento de largura de linha e de sintonia fina.

Este capítulo descreve a implementação da técnica de amplificação da potência ótica conhecida como MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*), que já foi amplamente estudada e revisada [35,36,37]. A potência do MOPA chega a ser duas ordens de grandeza maior que a potência dos lasers de diodo com rede de difração, sendo conservadas suas características espectrais e estabilidade. Tal potência é suficiente para, considerando-se as perdas óticas do arranjo do MOT, exercer uma força eficiente sobre os átomos nas três dimensões, na configuração de seis feixes contrapropagantes aos pares.

Como descrito no primeiro capítulo, o aprisionamento requer também uma segunda frequência laser (de rebombeio) para compensar o escape de população para o nível fundamental inacessível ao laser de aprisionamento. A separação entre os estados fundamentais do Rubídio,  $> 3$  GHz, impede que, com o auxílio de moduladores acusto-ótico e eletro-óticos, o próprio laser de aprisionamento seja utilizado para o rebombeio, de modo que se faz necessário construir uma montagem exclusiva para este fim. Em princípio esta poderia ser a montagem do diodo operando livremente, mas sua sintonia na transição correta apresentou dificuldades técnicas que, como discutido no capítulo anterior, nos levaram a utilizá-lo também sob ação de uma rede de difração. Estando nosso aparato experimental restrito a um diodo amplificador e duas montagens do diodo com rede, combinamos então a amplificação de ambos os feixes de aprisionamento e de rebombeio no mesmo amplificador, numa variante do sistema MOPA que denominamos DMOPA (Double MOPA).

Durante a caracterização da operação do MOPA e do DMOPA verificamos também [38] que, sob certas circunstâncias, esses sistemas apresentam fenômenos não-lineares de biestabilidade ótica, competição de modos e geração de harmônicos, como aqueles discutidos em [37]. Esses efeitos são observáveis para potências altas de saída do diodo amplificador e constatamos que, em condições propícias, eles não prejudicam o funcionamento da armadilha magneto-ótica.

As duas seções deste capítulo discutem os sistemas MOPA e DMOPA, seus arranjos, os resultados experimentais e a análise dos efeitos não-lineares observados. Esses efeitos não-lineares são apresentados neste capítulo, constituindo a seqüência das observações relacionadas ao MOPA e ao DMOPA, mas não são requisitos para a compreensão da experiência com átomos frios descrita no capítulo seguinte.

## **A – MOPA**

No MOPA, o feixe de largura de linha reduzida é injetado em um diodo de potência sem cavidade própria, para ser amplificado por emissão estimulada no meio de ganho. Nesta seção discutimos as características principais do diodo de potência, apresentamos o arranjo MOPA e analisamos os resultados de sua performance.

### 1) O laser de potência

Para superar as limitações em potência dos diodos de poço quântico convencionais, avanços têm sido desenvolvidos na área de crescimento de estruturas de ganho afuniladas, cuja geometria permite a difração livre do modo ótico ao longo do comprimento do amplificador. O modelo SDL8630 utilizado em nossa experiência contém um diodo laser do tipo afunilado, de banda larga, estabilizado com rede de difração e desenhado para operar mono-modo em 500 mW. Contudo, os amplificadores afunilados tendem a operar em diversos modos longitudinais simultaneamente e, mesmo sob rede de difração, o SDL8630 apresenta largura de linha de  $\sim 50$  MHz [39], muito maior que a largura natural das transições do Rubídio,  $\sim 6$  MHz.

O pacote comercial SDL8630 contém além do diodo afunilado, uma rede de difração para a estabilização de frequência, um sistema de colimação ótica para o feixe de saída e toda a eletrônica de controle de corrente e temperatura na junção do amplificador. O diodo é uma estrutura afunilada cuja largura cresce de 4 a 250  $\mu\text{m}$  em 2 mm de comprimento. A face

traseira do diodo ( $4\ \mu\text{m}$ ) é tratada com filme anti-refletor, e sua face dianteira ( $250\ \mu\text{m}$ ) tratada com filme refletor constitui um dos espelhos da cavidade externa. O outro espelho desta cavidade é a rede de difração, controlada através de um parafuso micrométrico com acionamento motorizado.

O sistema de controle de temperatura é similar ao sistema peltier-termistor dos lasers de baixa potência, onde um circuito do tipo integrador-diferenciador ajusta a tensão entre as faces do peltier de modo a equiparar a medida do termistor fixo junto ao diodo com a temperatura estipulada pelo usuário. Devido à grande atividade no meio de ganho, nesse pacote o suporte do diodo afunilado possui também um dissipador de calor, cujo resfriamento é auxiliado por um pequeno ventilador. A corrente aplicada à junção desse diodo é fornecida por uma fonte estável de corrente que pode ser digitalmente ajustada em passos de  $0,1\ \text{A}$  até  $1,5\ \text{A}$ . Por fim, o sistema de lentes colimadoras que atuam sobre o feixe de saída é composto por lentes cilíndricas que transformam o perfil elíptico do feixe num perfil circular.

## 2) Arranjo experimental

A figura 3.1 apresenta o arranjo do MOPA. O feixe de um laser de largura de linha reduzida ( $\sim 1\ \text{MHz}$  e  $\sim 4\ \text{mW}$  de potência) atravessa dois isoladores óticos ( $\sim 70\ \text{dB}$  total) e é injetado (com  $\sim 1\ \text{mW}$ ) no laser de potência destituído de sua rede de difração. Dois espelhos dielétricos no trajeto do feixe são utilizados para ajustar sua posição e otimizar a incidência sobre o diodo afunilado. Um espectrômetro Fabry-Perot<sup>1</sup> (FP) ou um arranjo de absorção saturada podem ser utilizados para verificar as características espectrais do feixe original e do feixe amplificado, coletando-se uma amostra destes com uma lâmina de vidro em seu trajeto.

Para que o laser de potência possa ser utilizado no MOPA, sua rede de difração deve ser retirada, deixando o diodo afunilado livre para oscilar nos modos estimulados pelo laser de largura de linha reduzida. Sem a rede, o diodo afunilado praticamente não apresenta oscilação laser própria, apenas uma leve fluorescência decorrente da recombinação espontânea dos portadores de carga. Essa fluorescência é emitida ao longo do eixo de oscilação do diodo, uma parte em direção à saída do SDL8630 e outra na direção oposta, para a parte traseira. O feixe que é emitido nesta última direção tende a traçar o caminho inverso do feixe do laser de baixa

---

<sup>1</sup> O espectrômetro FP é constituído por uma cavidade cujo tamanho pode ser micrometricamente ajustado pela tensão num elemento PZT [34]. A intensidade transmitida é máxima se a cavidade é ressonante com a radiação, o que pode ser observado na tensão de um fotodiodo. Um FP é caracterizado, entre outras coisas, pelo FSR (*Free Spectral Range*) que vale  $c/2l$ , onde  $l$  é a distância entre os espelhos.

potência, de modo que constitui uma boa referência para um ajuste inicial dos espelhos dielétricos de alinhamento do MOPA. Pode ser verificado que a direção de emissão do feixe de fluorescência do diodo afunilado é aproximadamente a mesma direção de sua emissão laser (menos de 1 cm de desvio em 2 m de percurso), assim o ajuste inicial deve colocar o feixe do laser de largura de linha reduzida sobre o feixe de fluorescência que sai pela traseira do SDL8630<sup>2</sup>. Uma medida da sobreposição desses feixes pode ser obtida comparando a posição de seus *spots*, com uma folha de papel, em dois pontos separados no trajeto entre o segundo isolador ótico e o laser de potência. Quando esses *spots* coincidem, a emissão estimulada deve superar a emissão espontânea no diodo afunilado, e a intensidade na saída do MOPA deve ser perceptivelmente amplificada. A otimização dos ajustes dos espelhos dielétricos deve ser realizada de modo a maximizar a potência de saída do MOPA, monitorada na tensão de um fotodiodo, na situação de corrente de injeção máxima nos dois diodos (~ 50 mA para o diodo com rede e ~ 1,5 A para o diodo afunilado).

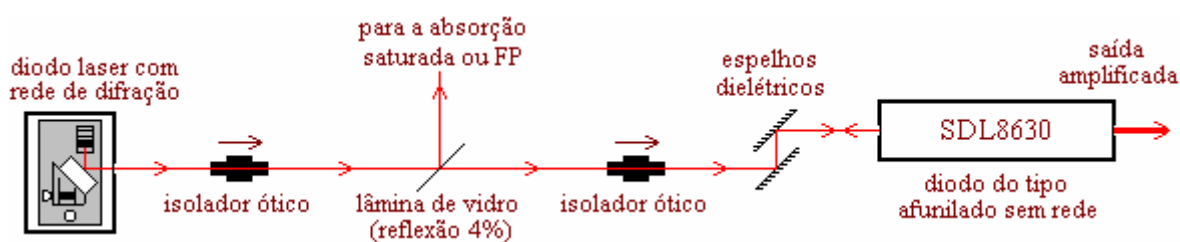


Figura 3.1 – Diagrama do arranjo experimental do sistema MOPA. A potência da luz é amplificada aproximadamente 100 vezes e são mantidas suas características espectrais. A figura mostra o arranjo em que se investiga as características do laser de baixa potência (pela lâmina de vidro).

Quando a injeção no diodo afunilado se torna eficiente, uma grande parcela da emissão estimulada neste diodo tende a retornar sobre o diodo de baixa potência. Este último pode ter sua estabilidade sensivelmente prejudicada pelo retorno do feixe se os isoladores óticos não estiverem perfeitamente ajustados. Uma referência precisa desta estabilidade é obtida dos espectros de absorção saturada, resolvidos com o laser de baixa potência (como no arranjo da figura 3.1) na situação de alinhamento ideal do MOPA, e deve ser utilizada na otimização da rotação dos cubos de polarização de cada isolador ótico. Da qualidade do alinhamento destes cubos depende a intensidade global do perfil Doppler de absorção e, na situação ideal, esse sinal deve ser máximo para os ajustes do primeiro isolador e mínimo para

<sup>2</sup> A parte traseira da caixa metálica do SDL8630 teve de ser perfurada para permitir a entrada do laser de largura de linha estreita, e o local exato onde este furo deveria ser feito foi determinado pelo *spot* de fluorescência do diodo afunilado livre.



os ajustes do segundo isolador, de modo a otimizar a transmissão do feixe laser de largura de linha reduzida e minimizar o retorno do feixe do laser de potência. Outro parâmetro que deve ser considerado nessa otimização é a resolução das ressonâncias de absorção saturada, que pode ser degradada no caso de realimentação significativa sobre o diodo de baixa potência. O arranjo no qual a absorção saturada é utilizada para investigar a luz produzida pelo MOPA é exibido na foto da figura 3.2.

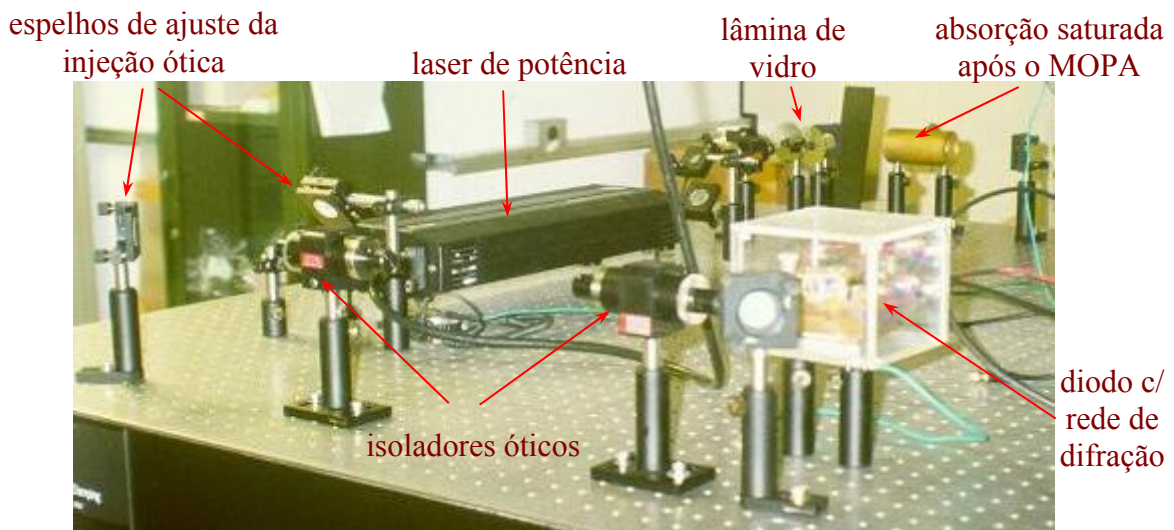


Figura 3.2 – Foto do arranjo experimental do MOPA. As características espectrais da luz produzida pelo amplificador são investigadas com a espectroscopia de absorção saturada (pela lâmina de vidro).

A presença do ventilador no sistema de controle de temperatura do diodo afunilado insere fatores de ruído mecânico e de turbulência atmosférica na estabilidade espectro da luz gerada pelo MOPA, como pode ser constatado da análise da estabilidade e resolução dos espectros de absorção saturada (ou do FP) resolvidos com esta luz. Este ventilador pode ser desligado para melhorar a estabilidade do MOPA em frequência, mas o sistema de controle de temperatura terá sua operação limitada. Foi constatado que a presença do ventilador gera uma dissipação adicional de calor do diodo que ao longo do tempo é essencial para que a temperatura deste diodo permaneça ao alcance do controle do sistema peltier-termistor. Mais especificamente, as proporções do dissipador de calor e do suporte do diodo são tais que, dentro de um prazo de  $\sim 30$  minutos de operação laser com o ventilador desligado, o calor dissipado pelo sistema atinge um máximo e a temperatura do diodo escapa ao controle do peltier-termistor, crescendo rapidamente com o passar do tempo. Para manter o diodo afunilado protegido contra temperaturas excessivas, a operação com ventilador desligado não

deve se estender além de 20 a 25 minutos, após o que a injeção de corrente deve ser interrompida para permitir o resfriamento do laser<sup>3</sup>.

### 3) Resultados e análise

O diodo de potência sem cavidade própria e sem injeção ótica produz um feixe de fluorescência com 6 mW para cada lado no eixo de emissão, na situação em que a corrente de injeção é máxima, 1,45 A. A figura 3.3 mostra os comportamentos da intensidade dos dois feixes de fluorescência, o da saída frontal (pontos em preto) e o da saída traseira (pontos em vermelho), registrados com um fotodiodo, em função da corrente aplicada ao diodo. A intensidade de ambos os feixes cresce mais rapidamente nas regiões de corrente mais alta, indicando uma possível contribuição da emissão estimulada proveniente do efeito residual de cavidade nas paredes do diodo, consideradas as imperfeições do tratamento anti-refletor na face traseira deste. Nota-se também que a intensidade da fluorescência que sai desta face é sempre maior que a intensidade da fluorescência na saída frontal, como esperado do desenho do laser.

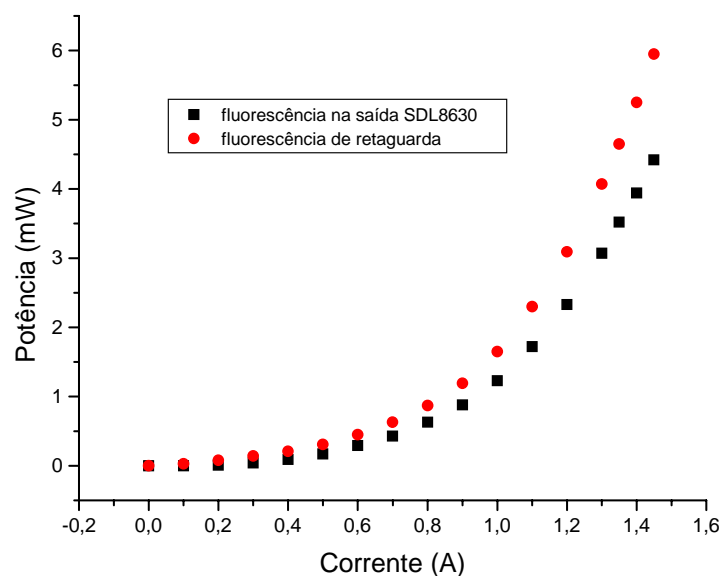


Figura 3.3 – Comportamento da intensidade dos feixes de fluorescência do diodo afunilado (SDL8630 sem cavidade própria) em função da corrente de injeção no meio de ganho.

<sup>3</sup> Uma proposta para obter uma operação contínua e segura do diodo de potência sem a presença do ventilador consiste em implementar um mecanismo de refrigeração a água do dissipador de calor.

Por outro lado, o MOPA em condições ótimas de operação chega a apresentar um fator de amplificação de aproximadamente 100 vezes na potência do oscilador mestre. Com os espelhos de injeção e os isoladores óticos otimizados, o espectro de absorção saturada do Rubídio, registrado por uma amostra do feixe do MOPA (como no arranjo da figura 3.2), apresenta uma resolução igual àquela exibida nos espectros das figuras 2.9 e 2.10, contando com a mesma estabilidade. Assim, pode-se considerar sem perda de generalidade que a largura de linha do feixe produzido pelo MOPA é mais estreita que a largura natural das transições do Rubídio, e que o processo de amplificação da potência não altera perceptivelmente as larguras espectrais do oscilador mestre.

A figura 3.4 apresenta o comportamento da potência na saída frontal do MOPA, registrada com um fotodiodo, em função da corrente injetada no diodo afunilado para três temperaturas deste diodo (ventilador desligado). Nestas medidas, a potência ótica de injeção no amplificador é de  $\sim 1,8$  mW. A intensidade da fluorescência da figura 3.3 também é exibida na figura 3.4 (pontos em azul) para que seja possível comparar a atividade do meio de ganho com e sem injeção ótica. As intensidades mais altas são registradas com o diodo de potência operando à temperatura de  $20,8$  °C (pontos em preto), de modo que esta será considerada a temperatura ideal de operação daqui por diante. Da figura 3.4 também podemos estimar que o limiar de oscilação laser do MOPA em corrente (no diodo de potência) é próximo a  $0,4$  A.

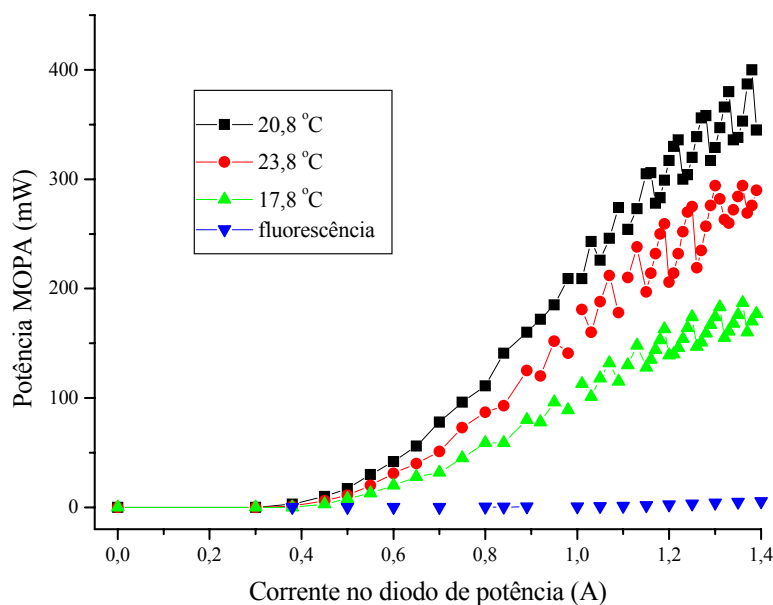


Figura 3.4 – O comportamento da potência do MOPA em função da corrente aplicada ao diodo afunilado para 3 temperaturas de operação. Os pontos em azul representam a intensidade da fluorescência da figura 3.3, caso em que apenas a emissão espontânea atua no meio de ganho.

Esses resultados são similares aos resultados reportados para o MOPA em [35] no aspecto global do comportamento da potência com a corrente. Porém, numa escala de corrente da ordem de  $\sim 50$  mA, a potência do MOPA apresenta flutuações em relação ao padrão médio (digamos numa escala de  $\sim 200$  mA), que podem chegar a  $\sim 50$  mW de amplitude nas regiões de corrente mais alta. Este comportamento não foi registrado em [35] provavelmente devido às características específicas do diodo de potência utilizado e das medições realizadas. Uma suposição inicial sobre essas flutuações, que ainda requer uma investigação mais rigorosa, leva em consideração que, nas condições apropriadas, a refletividade residual das paredes do diodo de potência forma uma cavidade que pode atuar como um amplificador do sinal do MOPA. A corrente injetada neste diodo aumenta, através do efeito Joule, a sua temperatura, o que acaba por aumentar o comprimento ótico de sua cavidade. Como o MOPA é forçado pelo oscilador mestre a emitir luz em um comprimento de onda fixo, o aumento da corrente de injeção faz então a cavidade do diodo de potência sucessivamente entrar e sair de ressonância com esse comprimento de onda. Segundo as observações de [36], o diodo de potência do MOPA é primeiramente um amplificador do tipo TW (*Traveling-Wave*), onde não há cavidade e o sinal é amplificado durante uma única passagem no meio de ganho, mas que também apresenta características de um amplificador do tipo FP (Fabry-Perot), em que a amplificação é ressonante entre dois espelhos. Os amplificadores TW têm um largo espectro de ganho, que corresponde ao ganho do semicondutor, enquanto que o espectro de ganho dos amplificadores FP apresenta máximos nos comprimentos de onda que correspondem aos modos longitudinais da cavidade FP. Na prática então o espectro de ganho do amplificador TW deve exibir um efeito de cavidade residual, que talvez seja responsável pelas oscilações em  $\sim 50$  mA das curvas na figura 3.4. Para verificar essa hipótese, será necessário, em um trabalho posterior, analisar mais detalhadamente o comportamento das características do diodo com suas condições de corrente e temperatura.

O comportamento da potência do MOPA também foi registrado em função da potência ótica injetada no diodo afinado, e é exibido na figura 3.5 para 5 correntes de injeção diferentes de 0,6 A a 1,4 A no diodo de potência. Em acordo com os dados da figura 3.4, a potência MOPA cresce com o aumento da corrente, para uma dada potência ótica injetada. Além do mais, pode-se observar na situação de corrente mais alta (1,4 A) que a potência do MOPA possui dois estados estacionários estáveis separados por  $\sim 60$  mW na região entre 0,4 mW e 0,6 mW de potência injetada. Percebemos da operação do MOPA que nesta região a potência emitida sofre um efeito de histerese, passando pelo estado de menor potência no aumento de potência injetada e pelo estado de maior potência na diminuição daquela potência.

Essa é a não-linearidade conhecida como biestabilidade ótica, que é característica de alguns lasers de cavidade externa em intensa atividade ótica [36,37].

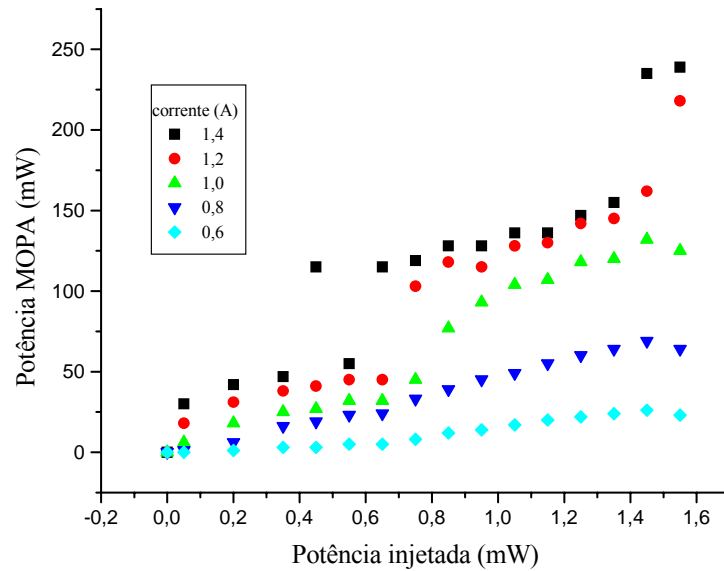
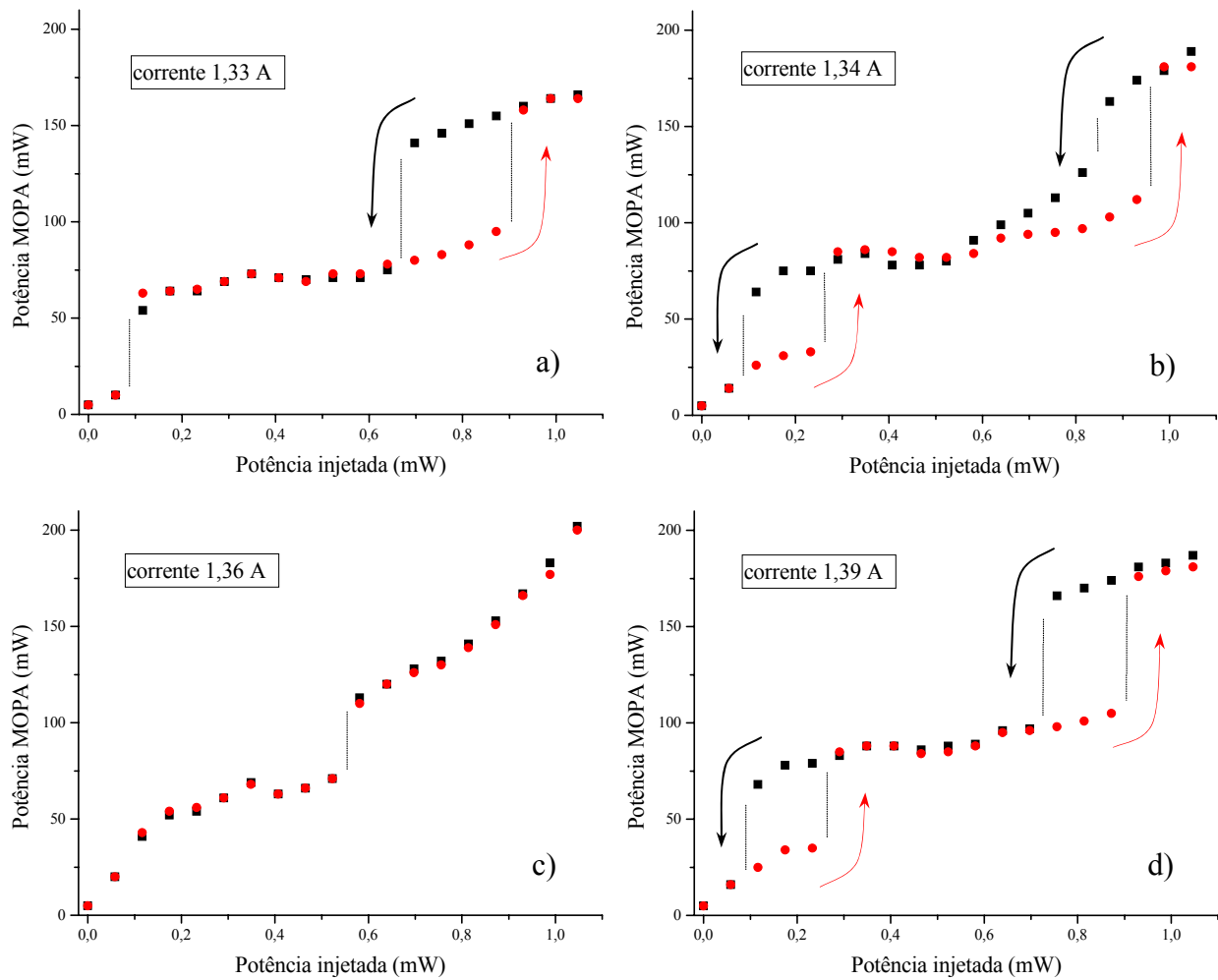


Figura 3.5 – O comportamento da potência do MOPA em função da potência de injeção ótica para cinco valores de corrente aplicada ao diodo afunilado. Na situação de corrente mais intensa (pontos em preto) a potência MOPA tem dois estados estacionários estáveis separados por  $\sim 60$  mW na região de 0,4 mW a 0,6 mW de injeção.

Essa biestabilidade está relacionada com as oscilações na escala de  $\sim 50$  mA da figura 3.4, como mostram as figuras 3.6. O comportamento da potência MOPA com a potência de injeção foi registrado para 4 diferentes correntes de injeção no diodo de 1,33 A a 1,39 A. Nas correntes de 1,33 A e 1,39 A (figuras 3.6a 3.6d), a potência do MOPA encontra-se num máximo local, e o efeito de biestabilidade é mais pronunciado. Na corrente de 1,34 A (3.6b) a potência do MOPA está num mínimo local, e o efeito de biestabilidade é menos evidente. Finalmente, com a corrente em 1,36 A (3.6c) a potência é próxima da potência média local, e nenhum efeito de biestabilidade é aparente.



Figuras 3.6 (a, b, c e d) – O efeito de biestabilidade da potência MOPA com a potência injetada para 4 valores de corrente no diodo de potência. Esse efeito é mais pronunciado nas regiões de máximo local das curvas da figura 3.4, que correspondem às figuras 3.6a e 3.6d.

A biestabilidade é característica de sistemas que apresentam memória, ou seja, em que o estado do sistema num dado instante depende do estado do sistema em instantes passados. Semicondutores que apresentam biestabilidade ótica têm sido desenvolvidos e aplicados na composição de memórias e roteadores óticos, e foram amplamente estudados [36,37]. A biestabilidade ótica se deve à dependência do índice de refração com a potência resultante dos processos de emissão estimulada. O aumento da densidade de fótons na junção aumenta a emissão estimulada, o que faz diminuir a densidade de portadores de carga. Com a queda na densidade de portadores, o material se torna menos absorvente, o que se expressa num aumento em seu índice de refração. Essa mudança no índice de refração altera também a condição de ressonância na cavidade que, em certas condições, pode ser intensificada, levando a uma maior densidade de fótons na junção. Essas dependências formam um ciclo de

realimentação positiva na potência do diodo que, dependendo do tempo de vida médio dos portadores de carga, pode ser um ciclo com um atraso apreciável. O ciclo atrasado de realimentação positiva leva então à existência de regimes de instabilidade e de biestabilidade ótica no laser semiconductor. Claramente, esse efeito depende sensivelmente do casamento entre o comprimento de onda da radiação com o comprimento ótico da cavidade residual, como pode ser verificado das figuras 3.6.

#### 4) Discussão

Construímos com sucesso um sistema de emissão de luz laser de largura de linha estreita ( $< 6$  MHz), sintonizável e de fácil operação, cuja potência chega a atingir 400 mW. Esse sistema foi caracterizado, estando os fenômenos observados nesta caracterização descritos na literatura, e empregado no aprisionamento magneto-ótico de átomos. É interessante comparar os custos da construção do MOPA com os custos de um sistema  $\text{Ar}^+ + \text{Ti:Safira}$  disponível comercialmente e tradicionalmente utilizado no aprisionamento de átomos. O maior custo do MOPA é o laser de potência SDL8630,  $\sim \text{US}\$20.000,00$ . O laser de diodo estabilizado com rede de difração tem um custo de  $\sim \text{US}\$3.000,00$ , que é também o preço aproximado de cada isolador ótico. Três isoladores são utilizados no arranjo, dois no esquema de injeção e um na saída do diodo de potência, de modo que o custo total do MOPA gira em torno de  $\text{US}\$35.000,00$ . Esse custo é quase seis vezes menor que o custo de um laser de  $\text{Ar}^+ + \text{Ti:Safira}$ ,  $\sim \text{US}\$200.000,00$ . É claro, o laser de  $\text{Ar}^+ + \text{Ti:Safira}$  é muito mais versátil que o MOPA e pode ser utilizado em outras aplicações além do aprisionamento de átomos de Rubídio. Apenas para esta aplicação específica parece mais razoável o uso do MOPA.

### **B – DMOPA**

No DMOPA, dois feixes de largura de linha reduzida e frequências diferentes são amplificados simultaneamente no diodo de potência, gerando assim toda a luz necessária para o MOT num único feixe. Este arranjo e sua caracterização são discutidos nesta seção.

#### 1) Arranjo experimental

Na figura 3.7 estão representados os elementos principais do arranjo experimental do DMOPA. Os feixes dos dois lasers de baixa potência, frequências  $\nu_1$  e  $\nu_2$ , são combinados

em um separador de feixe (transmissão 50%, reflexão 50%) e injetados no diodo de potência pela entrada traseira do SDL8630, da mesma maneira que no arranjo do MOPA.

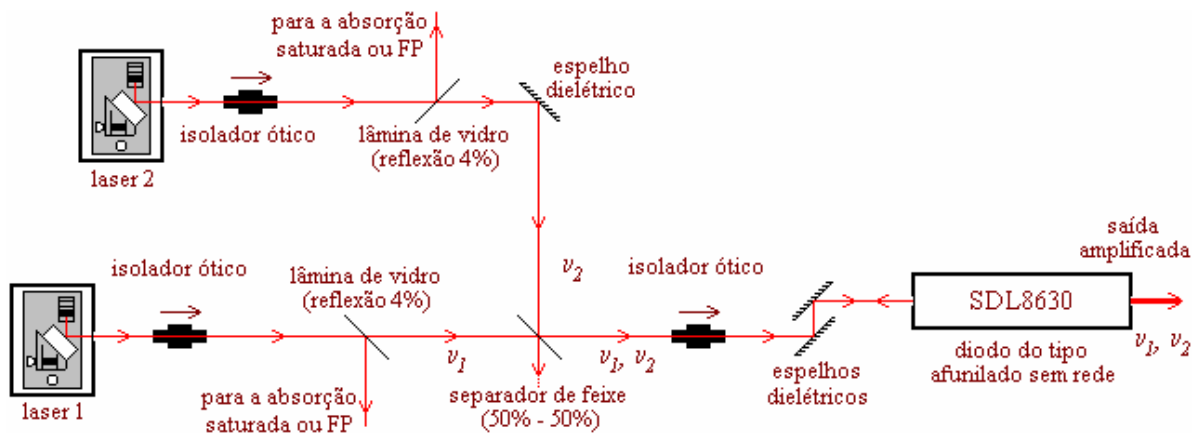


Figura 3.7 – O arranjo experimental DMOPA. Duas frequências laser diferentes são amplificadas simultaneamente no diodo afunilado, gerando toda a luz necessária para o MOT em um único feixe.

Também como no MOPA, a absorção saturada ou um espectrômetro FP são utilizados para analisar as propriedades espectrais de uma amostra dos lasers de baixa potência ou da saída amplificada do SDL8630, utilizando uma lâmina de vidro para coletar esta amostra. Para alinhar o DMOPA é necessário primeiro sobrepor o feixe do laser que é transmitido no separador (laser 1) com a fluorescência do SDL8630 utilizando os dois espelhos dielétricos localizados antes da entrada do amplificador, da mesma maneira que no alinhamento do MOPA. Em seguida, com o primeiro feixe bloqueado, o segundo feixe (laser 2) deve ser sobreposto ao feixe de fluorescência do SDL8630 utilizando os ajustes do separador e do espelho dielétrico localizado logo antes deste separador. Por fim, os isoladores ópticos devem ser ajustados de modo a otimizar primeiro a resolução da absorção saturada do feixe do laser 1, depois a resolução da absorção saturada do laser 2. Na situação ideal os espectros não serão perturbados pela presença ou ausência de injeção óptica no diodo de potência.

## 2) Resultados e análise

A análise do espectro da luz produzida no DMOPA por um espectrômetro FP fornece a comprovação da amplificação simultânea dos dois feixes, além de revelar também fenômenos não-lineares a princípio inesperados por nós. A figura 3.8 apresenta o espectro da luz do DMOPA, observado com o fotodiodo do FP em função de uma modulação aplicada à tensão de seu PZT.



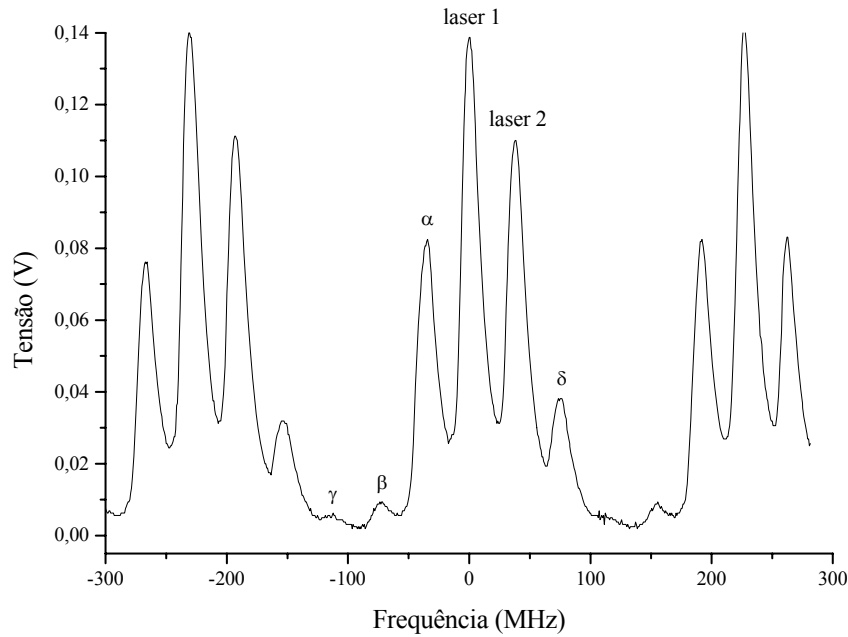


Figura 3.8 – O sinal do espectrômetro Fabry-Perot utilizado na análise da luz produzida pelo DMOPA. Os lasers 1 e 2 representados na figura 3.7 são amplificados simultaneamente e harmônicos são produzidos ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$  e  $\gamma$ ).

Na figura 3.8 estão identificados os picos de ressonância da cavidade do FP com os feixes dos lasers 1 e 2 da figura 3.7, e 4 picos adicionais de ressonância identificados por  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$  e  $\gamma$ . O eixo de tempo obtido do osciloscópio, ao longo do qual é modulada a tensão do PZT do FP, foi convertido em frequência através da calibração da distância entre as ressonâncias dos lasers 1 e 2 que, com a ajuda da absorção saturada de cada feixe, foram sintonizados nas ressonâncias de cross-over  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2 / F_e = 4$  e  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3 / F_e = 4$  do  $^{85}\text{Rb}^4$ . O padrão das ressonâncias se repete nesse eixo devido às características da modulação e ao FSR (*Free Spectral Range*) do FP.

As ressonâncias adicionais  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$  e  $\gamma$  são produzidas no diodo de potência e observamos da operação do DMOPA que sua posição em frequência está diretamente ligada com a distância entre as frequências do laser 1 e 2. Quando a frequência do laser 1 coincide com a frequência do laser 2, ou estas diferem por um múltiplo do FSR, todas as ressonâncias observadas no FP se sobrepõem. À medida que a diferença entre 1 e 2 aumenta, as ressonâncias adicionais vão se afastando das ressonâncias originais, sendo que  $\alpha$ ,  $\beta$ , e  $\gamma$

<sup>4</sup> Essa calibração não é tão acurada como a calibração das figuras 2.9 e 2.10, visto que as ressonâncias foram sintonizadas manualmente na absorção saturada e apresentavam alguma flutuação, mas é suficiente para a análise em que estamos interessados.

diminuem de frequência e  $\delta$  aumenta. A figura 3.9 apresenta esse comportamento em função da distância  $\nu_2 - \nu_1$  entre as frequências dos lasers 1 e 2.

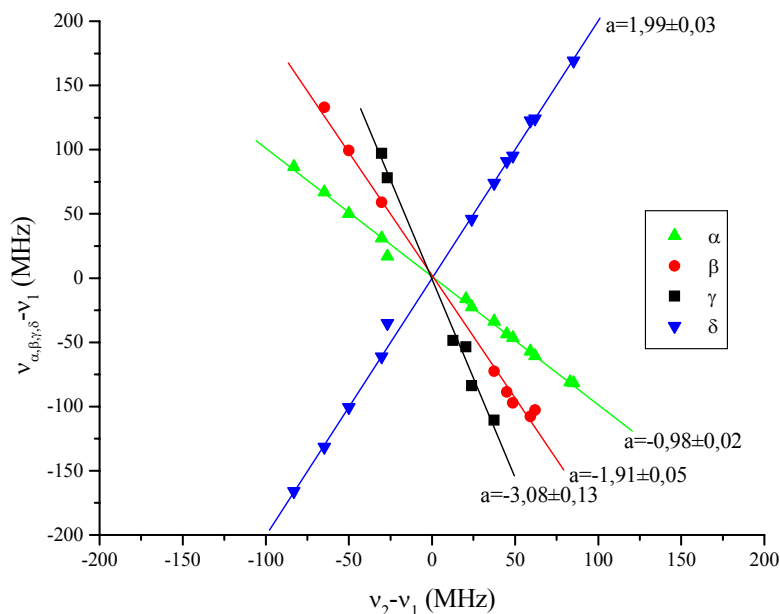


Figura 3.9 – O comportamento das ressonâncias adicionais produzidas no diodo de potência em função da distancia entre as frequências dos lasers 1 e 2. As linhas representam ajustes lineares sobre os dados, estando indicadas as respectivas inclinações.

Na figura 3.9 a frequência das ressonâncias  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$  e  $\gamma$  em relação à ressonância do laser 1 foi medida em função de  $\nu_2 - \nu_1$  (representada pelos pontos), e um ajuste linear foi aplicado a cada um dos 4 conjuntos de pontos (representado pelas retas). Os coeficientes angulares dos ajustes estão indicados em cada caso e são perceptivelmente próximos a números inteiros indicando a harmonia em relação às frequências originais.

Para estudar mais detalhadamente o comportamento do DMOPA, as intensidades das ressonâncias observadas no FP também foram registradas em função da corrente aplicada ao diodo de potência (figura 3.10) e em função da potência de injeção ótica do laser 1 (figuras 3.11 e 3.12).

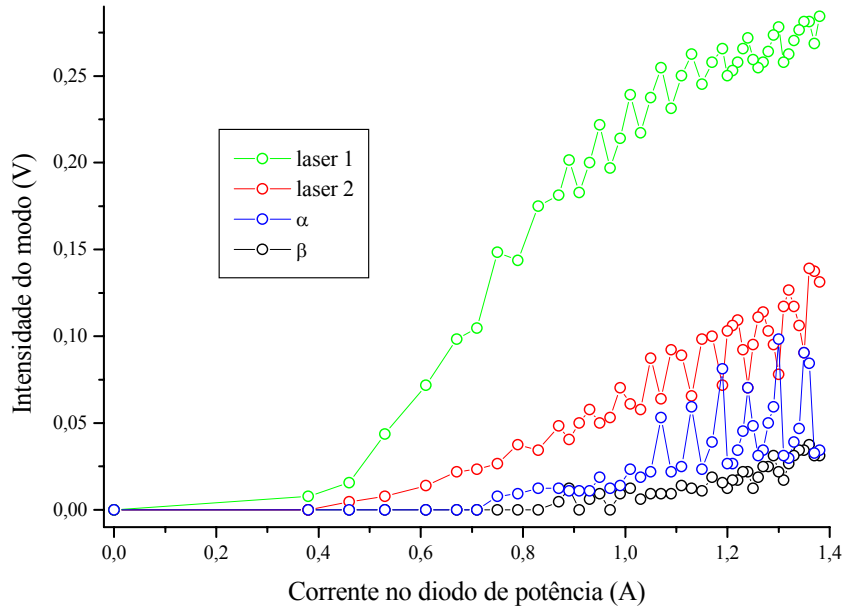


Figura 3.10 – O comportamento da intensidade dos modos do DMOPA observados no FP em função da corrente aplicada ao diodo de potência.

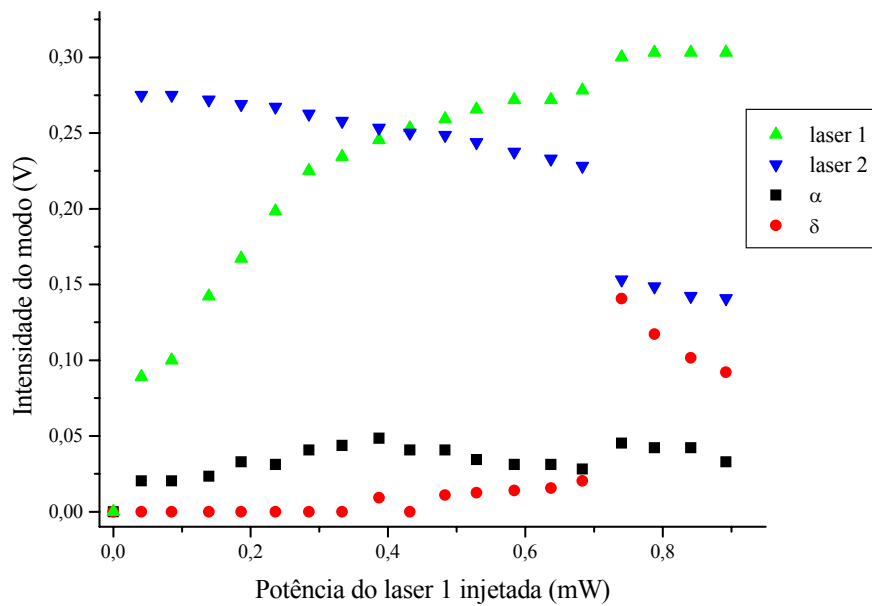


Figura 3.11 – A intensidade dos modos do DMOPA observados no FP em função da potência ótica do laser 1 injetada no diodo de potência. A figura indica claramente um efeito de competição do laser 1 com o laser 2 (potência fixa) pelos portadores de carga do diodo de potência.

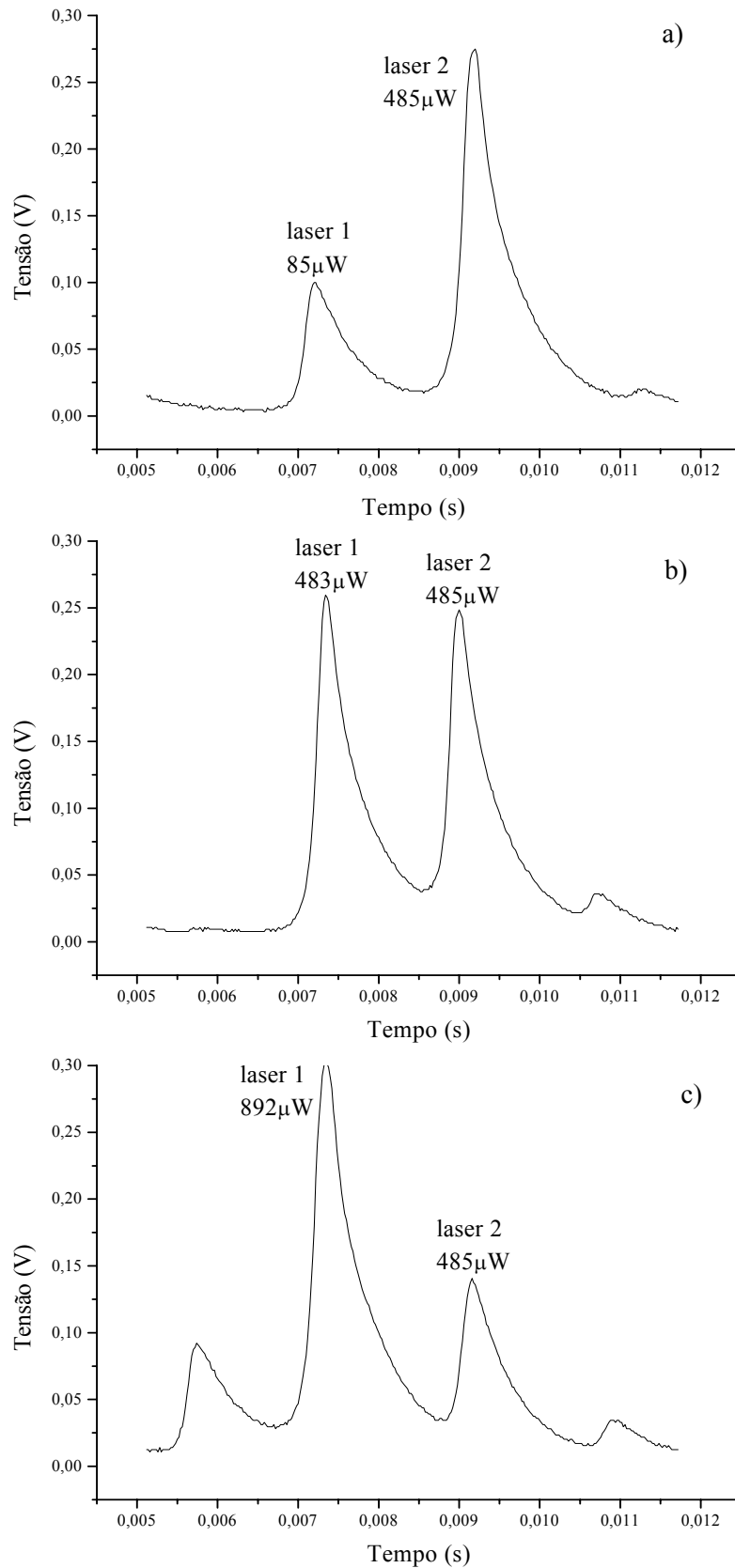


Figura 3.12 (a,b e c) – Uma ilustração detalhada dos dados apresentados na figura 3.11, do modo como observados no FP. As potências indicadas sobre os picos foram medidas antes da injeção no amplificador. Nas figuras, a potência de injeção do laser 1 varia uma ordem de grandeza enquanto a potência de injeção do laser 2 é sempre a mesma, ilustrando a competição entre os modos.

Os comportamentos registrados nas figuras 3.8 a 3.12 são típicos da amplificação multicanal em diodos e também foram extensivamente investigados [37]. Idealmente cada canal deveria ser amplificado da mesma maneira, mas na prática diversos efeitos não-lineares induzem “linha cruzada” entre os canais, como a saturação cruzada e a mistura de quatro ondas FWM (*Four-Wave Mixing*).

A saturação cruzada faz com que o ganho em um dado canal seja saturado não só pela potência neste canal, como também pela potência dos canais vizinhos [37]. Quando a potência total em todos os canais se torna comparável à potência de saturação, o ganho em um canal é significativamente reduzido, mesmo se a potência neste canal específico não é suficiente para saturar o amplificador. A competição entre canais foi apresentada nas figuras 3.10 a 3.12. Claramente a potência emitida pelo DMOPA no modo do laser 2 é subtraída quando a potência do modo do laser 1 aumenta.

Na mistura de quatro ondas [37], a população de portadores na junção oscila também nas frequências de batimento entre  $\nu_1$  e  $\nu_2$ . Como o ganho e o índice de refração dependem desta população, estes também são modulados pelas frequências de batimentos, de modo que o sinal multicanal gera redes do índice e do ganho na junção. Essas redes por sua vez criam FWM espalhando uma parte do sinal de um canal para o outro. As figuras 3.8 e 3.9 evidenciam esse comportamento. As ressonâncias  $\delta$  e  $\alpha$  são geradas pelas misturas  $2\nu_2 - \nu_1$  e  $2\nu_1 - \nu_2$ , respectivamente, enquanto que as outras ressonâncias,  $\beta$  e  $\gamma$ , resultam da mistura entre os modos  $\nu_1$  e  $\nu_2$  com os modos  $\nu_\delta = 2\nu_2 - \nu_1$  e  $\nu_\alpha = 2\nu_1 - \nu_2$  ao longo de sua propagação pelo meio de ganho.

### 3) Discussão

O sistema de amplificação ótica de duas frequências foi construído e sua performance foi caracterizada. Os efeitos não-lineares observados foram catalogados e estudados de maneira primária, mas ainda devem ser analisados mais rigorosamente. Como veremos no capítulo seguinte, o feixe do DMOPA é aplicado com sucesso ao aprisionamento de Rubídio, produzindo uma nuvem de alguns milímetros de diâmetro e que pode ser vista a olho nu. Encontramos no sistema DMOPA um arranjo de manipulação relativamente simples e extremamente bem adaptado para a utilização no aprisionamento magneto-ótico.

## Capítulo 4

### A Armadilha Magneto-Ótica

Os lasers de diodo apresentados nos dois capítulos anteriores são utilizados no arranjo experimental de aprisionamento magneto-ótico juntamente com um sistema de vácuo e o arranjo das bobinas descritos no primeiro capítulo. As seções deste capítulo apresentam o arranjo do MOT e sua caracterização em termos do número e densidade de átomos aprisionados.

#### A – Arranjo experimental

A armadilha magneto-ótica utiliza a configuração de seis feixes contrapropagantes dois a dois, de largura de linha reduzida e potência para saturação, em conjunto com um arranjo de bobinas do tipo anti-Helmholtz para aprisionar átomos de um gás rarefeito (ver figura 1.5). Esta seção descreve os elementos principais do MOT, a montagem do sistema de vácuo e reservatório de Rubídio, a composição das bobinas de campo magnético e o arranjo do aparato ótico.

##### 1) Sistema de vácuo

A armadilha construída em nosso laboratório é do tipo VCMOT (*Vapor Cell Magneto-Optical Trap*), em que os átomos de um vapor à temperatura ambiente são aprisionados ao atravessarem a região da armadilha, caso sua velocidade seja baixa o suficiente. Para que o aprisionamento seja efetivo, ou seja, para que as colisões e outros processos de perda sejam mínimos, é necessário que este vapor contenha apenas átomos de Rubídio em baixa pressão. O sistema de vácuo da armadilha deve então levar a célula de vapor a uma pressão muito baixa, e depois permitir que uma pequena parcela de gás de Rubídio seja introduzida nesta célula.

Os elementos principais do arranjo (figura 4.1) são as bombas de vácuo (mecânica, turbo e iônica), com suas respectivas válvulas, o reservatório contendo uma amostra sólida de Rubídio metálico também com válvula, a célula de vidro onde os átomos são aprisionados, cujas janelas permitem a passagem dos feixes, e os dutos metálicos que conectam esses itens.

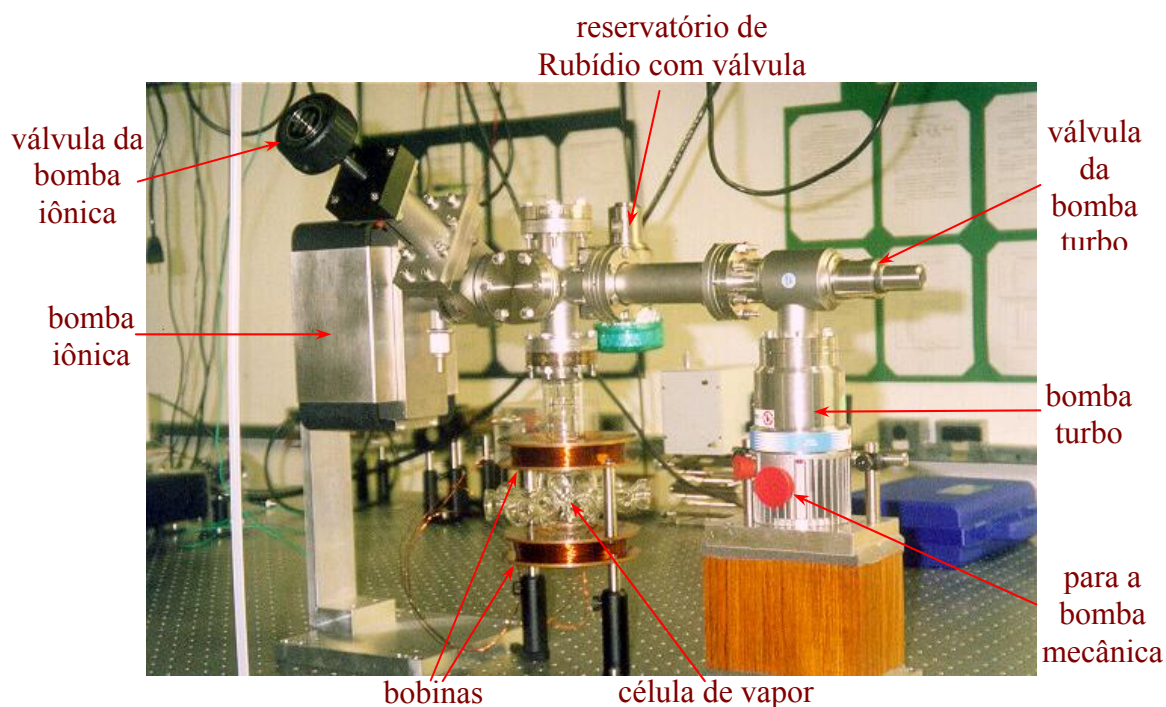


Figura 4.1 – O arranjo do sistema de vácuo e das bobinas do MOT.

Todas as conexões, válvulas e vedações do sistema são de metal, à exceção do anel de vedação da válvula do reservatório de Rubídio que é feito de *viton*, pois esta válvula é utilizada constantemente. A amostra sólida do Rubídio ( $\sim 1$  g) se encontrava originalmente em uma ampola de vidro fechada a vácuo, que foi quebrada no interior das paredes metálicas do sistema. Para isto, fabricamos um pequeno tubo metálico de paredes bem finas ( $\sim 0,3$  mm) com as dimensões exatas para conter justamente a ampola de Rubídio, de modo que uma pequena deformação aplicada a este tubo conectado ao sistema em vácuo foi suficiente para partir a ampola e liberar o vapor atômico na célula.

Após a montagem das peças o sistema foi levado progressivamente ao alto vácuo, inicialmente com a bomba mecânica (até  $10^{-4}$  mbar), e depois com a bomba turbo (até  $10^{-7}$  mbar). Quando esta última atingiu o regime estável, o sistema todo foi aquecido com fitas térmicas a temperaturas entre  $100$  °C e  $200$  °C durante 4 dias, para eliminar a maior parte do gás residual absorvido nas paredes. Por fim, acionando a bomba iônica e fechando a válvula da bomba turbo, o sistema foi levado a uma pressão de  $\sim 10^{-9}$  mbar.

Nesta situação, o sistema pode permanecer durante anos em alto vácuo sem que a medida deste vácuo (proporcionada pela corrente no catodo da bomba) apresente grandes desvios de  $10^{-9}$  mbar. Quando a válvula do reservatório de Rubídio é aberta, do sólido desprendem-se átomos compondo um fluxo de vapor que irá preencher a célula de vidro e elevar a pressão para  $\sim 10^{-8}$  mbar.

## 2) Bobinas de campo magnético

O arranjo de bobinas na configuração anti-Helmholtz (indicadas na figura 4.1) produz um campo magnético nulo no centro da armadilha e que cresce em módulo de maneira aproximadamente linear (próximo ao centro) para todas as direções. A direção do campo produzido ao longo de cada eixo coordenado é aquela indicada na figura 1.5. Cada bobina tem  $\sim 10$  cm de diâmetro e é composta de 500 voltas de fio de cobre com capacidade nominal para até 1,2 A de corrente. Medindo com um gaussímetro o gradiente do campo produzido ao longo do eixo das bobinas,  $B(z) = B_0 z$ , estimamos que  $|B_0| \sim 13$  G/cm ao redor do centro da armadilha para uma corrente de 1 A.

## 3) Arranjo ótico

A figura 4.2 mostra um diagrama da disposição dos elementos óticos do MOT em nosso laboratório. O arranjo divide o feixe produzido pelo DMOPA em seis partes e as insere na célula de vidro através de suas janelas<sup>1</sup>. Um isolador ótico é essencial para isolar o DMOPA do MOT pois, na situação em que a armadilha está devidamente alinhada, parte dos feixes tende a voltar exatamente sobre o diodo de potência. Em seguida, duas lentes convergentes são utilizadas para aumentar o diâmetro do feixe do DMOPA (para  $\sim 1$  cm) mantendo-o colimado. Após a divisão do feixe com separadores de 50%-50% e 70%-30% (transmissão-reflexão), seis lâminas de quarto de onda ( $\lambda / 4$ ) são utilizadas nas entradas da célula para transformar a polarização linear do DMOPA em polarização circular, como representado na figura 1.5.

O feixe de rebombeio também exerce uma força de pressão da radiação (1.24) sobre os átomos da armadilha que, apesar de ser bem menos intensa, pode prejudicar o efeito dos feixes de aprisionamento se não for balanceada. Com a combinação dos dois feixes no diodo amplificador do DMOPA, o alinhamento do MOT se torna mais simples pois a otimização da ótica para o aprisionamento também garante que cada feixe de rebombeio esteja balanceado por um outro contrapropagante, atenuando assim o efeito dessa força indesejada.

---

<sup>1</sup> Caso as janelas da célula fossem tratadas com filme anti-refletor, seria possível dividir o feixe do DMOPA em apenas três partes e retro-refletí-las para obter os seis feixes. Sem o tratamento anti-refletor, o feixe é significativamente atenuado ao atravessar a célula, o que pode desequilibrar as forças de pressão da radiação na configuração de retro-reflexão.



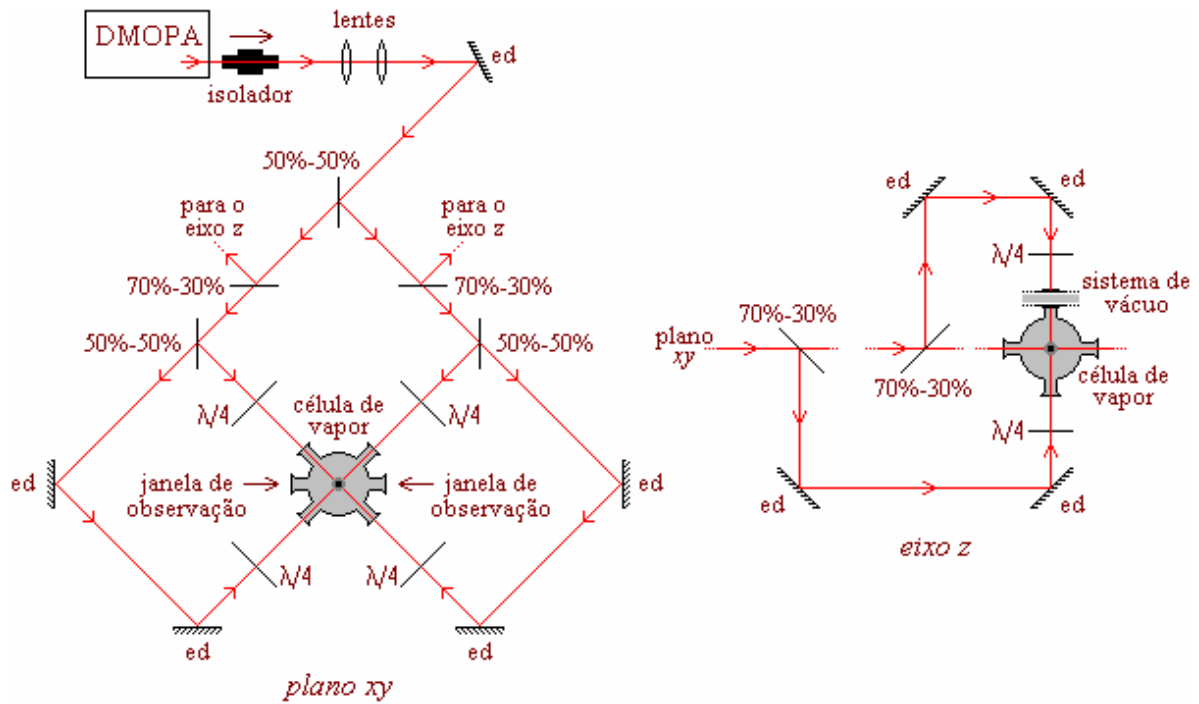
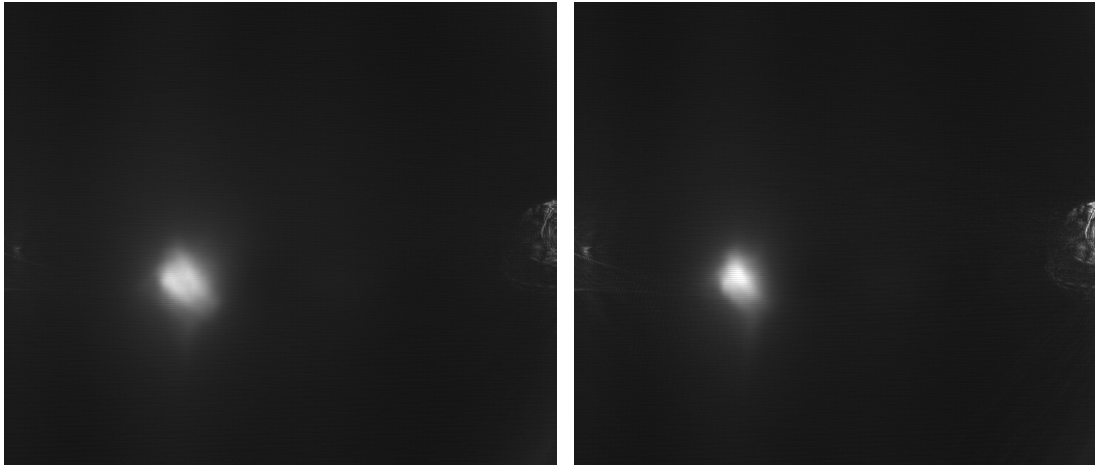


Figura 4.2 – O arranjo dos elementos óticos do MOT. O feixe do DMOPA é dividido em seis partes e inserido na célula através de suas janelas. Os separadores de feixe são indicados pelas porcentagens de transmissão e reflexão. Os espelhos dielétricos (ed) são tratados com um filme que torna sua refletividade quase ideal.

#### 4) Parâmetros de aprisionamento

Com o campo magnético ligado, os feixes do MOT alinhados, o DMOPA produzindo um feixe de  $\sim 200$  mW, e os lasers sintonizados ( $\sim \Gamma$  para o vermelho) nas transições de aprisionamento e de rebombeio ( $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  e  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  para o  $^{85}\text{Rb}$  ou  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  e  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$  para o  $^{87}\text{Rb}$ ), é possível observar a luz emitida pela nuvem de átomos aprisionados com um visor infravermelho ou mesmo a olho nu. Essa luz é muito mais intensa que a luz da fluorescência dos átomos que atravessam os feixes fora da armadilha, sendo que a nuvem pode chegar a ter alguns poucos milímetros de diâmetro. As figuras 4.3 apresentam as fotos digitais das nuvens de átomos de  $^{85}\text{Rb}$  e de  $^{87}\text{Rb}$  aprisionados.

As características dos lasers de diodo e da armadilha são tais que o aprisionamento ocorre efetivamente dentro de um intervalo de  $\sim 1$  V na tensão do PZT dos lasers, e acima de  $\sim 100$  mW de potência produzida pelo DMOPA. Quanto ao campo magnético, a corrente aplicada às bobinas deve estar acima de algumas centenas de miliampères, sendo ideal por volta de  $\sim 1$  A, ou seja,  $|B_0| \sim 13$  G/cm. Se o campo magnético for muito mais intenso que isso, a nuvem aprisionada é distorcida e diminuída, sem que se obtenha maior densidade.



Figuras 4.3 (a e b) – Fotos digitais das nuvens de átomos aprisionados ( $^{85}\text{Rb}$  à esquerda e  $^{87}\text{Rb}$  à direita). A luminosidade de cada nuvem é muito maior do que a luminosidade da fluorescência do Rubídio ao redor. O efeito ocorre somente em condições muito específicas de tensão aplicada ao PZT dos lasers (intervalo de  $\sim 1$  V).

A estabilidade do aparato é tal que numa condição de silêncio e temperatura ambiente estável, o aprisionamento pode permanecer efetivo durante alguns minutos sem grandes oscilações. Por outro lado, seu funcionamento fica prejudicado nas horas úteis do laboratório, de modo que uma implementação futura consiste em estabilizar a frequência dos lasers pela técnica de dicroísmo de vapor atômico DAVLL, discutida no segundo capítulo. Essa é uma estabilização relativamente robusta, que deve permitir a operação do MOT durante horas sem oscilações, mesmo na presença de ruídos e variações térmicas medianas.

## **B – Caracterização do MOT**

Duas medidas principais podem ser obtidas do MOT apresentado na seção anterior, a do tamanho e da luminosidade da nuvem de átomos aprisionados. Como discutido no primeiro capítulo, as medições dessas características no regime estável fornecem uma estimativa inicial sobre o número de átomos capturados, o volume e a densidade da amostra. Além disso, a evolução temporal desses parâmetros durante o processo de carregamento fornece também a taxa de colisões dos átomos aprisionados com átomos do vapor. Destes parâmetros, é possível extrair uma estimativa de baixa acurácia da taxa de captura da armadilha e da velocidade máxima para a qual esta captura é possível. Esta seção apresenta as medidas e a análise da caracterização da armadilha.

## 1) Medições de caracterização

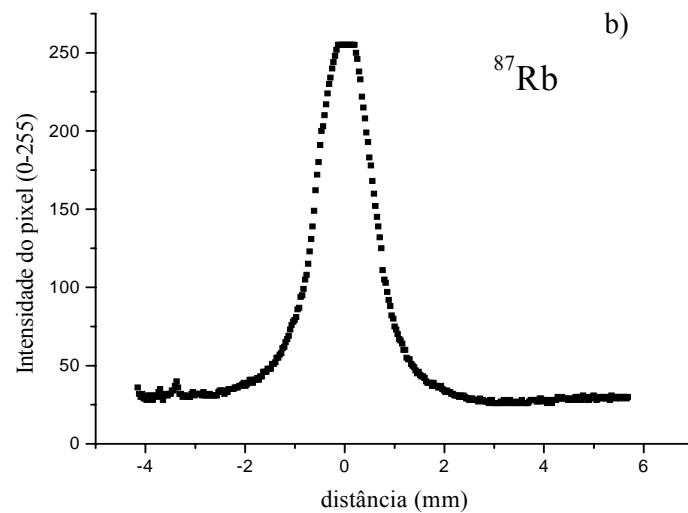
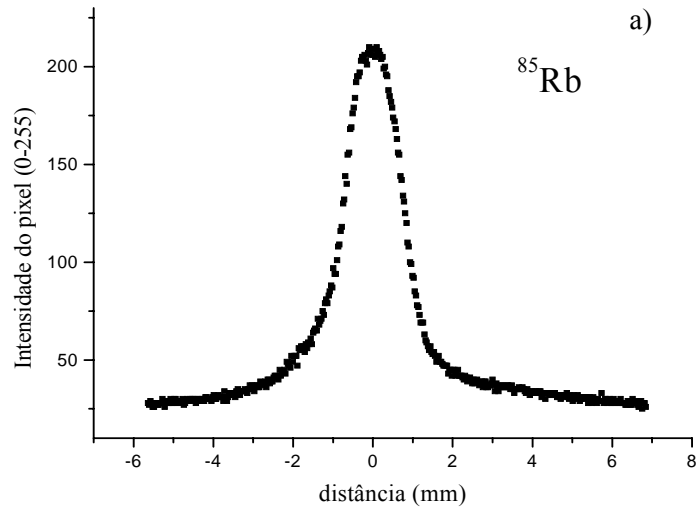
Dois dispositivos são utilizados nas medições dessa caracterização inicial do MOT, a Câmara Digital (CCD) e a fotomultiplicadora. A CCD fornece uma foto digital do tipo *bitmap* e é utilizada para estimar o volume da nuvem aprisionada, enquanto que a fotomultiplicadora gera uma tensão proporcional, em determinadas regiões, ao número de fótons que incide em sua janela, de modo que é utilizada para estimar a luminosidade da nuvem. Ambas a CCD e a fotomultiplicadora capturam a luz emitida pela armadilha através das janelas de observação da célula de vapor (ver figura 4.2).

### a) Câmara digital

A CCD captura uma matriz de pontos (640 por 480 *pixels*), cada um com 256 níveis de intensidade, e provê controle parcial sobre o tempo de exposição à imagem. A figura 4.3 mostra uma imagem capturada com a CCD da nuvem de átomos de  $^{85}\text{Rb}$  aprisionados. Uma lente convergente simples é utilizada entre a CCD e a janela de observação da célula, sendo ajustada para posicionar o foco da câmara sobre a nuvem. Esse sistema foi calibrado medindo o tamanho em pixels da imagem de um papel milimetrado colocado na mesma posição em que a nuvem da armadilha fica nítida (a 9,5 cm da lente e 12 cm da CCD). Estimamos desse modo que cada pixel das imagens capturadas tem  $(0,030 \pm 0,002)$  mm de largura (e o mesmo de altura).

O diâmetro da nuvem aprisionada pode ser medido de um corte na imagem que passe pelo ponto de intensidade máxima da armadilha. As figuras 4.4a e 4.4b mostram os cortes obtidos das fotos das armadilhas de  $^{85}\text{Rb}$  e  $^{87}\text{Rb}$ , respectivamente, no regime estável de aprisionamento. Para cada obter estas medidas, regulamos o tempo de exposição da CCD de modo que o sinal capturado fosse o maior possível sem que houvesse saturação excessiva da câmara.

Em primeira aproximação, podemos ajustar uma Gaussiana a cada um dos perfis das figuras 4.4a e 4.4b para estimar o diâmetro das nuvens aprisionadas. Considerando que esse diâmetro é aproximadamente a largura da Gaussiana, temos que  $d = (1,42 \pm 0,09)$  mm para o  $^{85}\text{Rb}$  e  $d = (1,12 \pm 0,07)$  mm para o  $^{87}\text{Rb}$ . Considerando que o volume da armadilha é o de uma esfera com este diâmetro, temos que os volumes estimados são de  $V = (1,50 \pm 0,28)$  mm<sup>3</sup> para o  $^{85}\text{Rb}$  e de  $V = (0,74 \pm 0,14)$  mm<sup>3</sup> para o  $^{87}\text{Rb}$ .



Figuras 4.4 (a e b) – Os perfis das nuvens aprisionadas extraídos das fotos obtidas com a CCD. Os diâmetros são estimados em 1,42 mm para o  $^{85}\text{Rb}$  (em a) e em 1,12 mm para o  $^{87}\text{Rb}$  (em b).

#### b) Fotomultiplicadora

A fotomultiplicadora gera um sinal de tensão aproximadamente proporcional à intensidade da luz incidente em sua janela, quando uma diferença de potencial apreciável é aplicada ao seu conjunto catodo-anodo. A calibração dessa fotomultiplicadora foi realizada com a ajuda de um medidor de potência aferido para três valores distintos da tensão aplicada, resultando em  $(668 \pm 9)$  nW/V para 450 V,  $(307 \pm 4)$  nW/V para 500 V e  $(89 \pm 2)$  nW/V para 580 V. As medições da fluorescência da armadilha foram repetidas nestas três regiões de operação da fotomultiplicadora, de modo a minimizar as incertezas da conversão.

Como no caso da CCD, uma lente convergente (tratada com filme anti-refletor) é utilizada para focalizar a imagem da nuvem sobre a janela da fotomultiplicadora. A lente tem um diâmetro efetivo de  $(1,75 \pm 0,25)$  cm e, na situação ideal, fica a  $(8,3 \pm 0,1)$  cm da nuvem aprisionada, de modo que a fração do ângulo sólido que é capturada pela fotomultiplicadora pode ser estimada em  $(0,3 \pm 0,1)\%$ . Em vista desta incerteza, os fatores de transmissão da janela de vidro da célula e da própria lente podem ser ignorados.

A intensidade da fluorescência produzida pela armadilha foi registrada durante o seu processo de carregamento, como exibe o exemplo da figura 4.5. Com a armadilha operando de maneira satisfatória, o bloqueio de um dos feixes de aprisionamento faz com que a nuvem desapareça em uma fração de segundo. Se o feixe é liberado logo em seguida, inicia-se o processo de carregamento, que demora quase 1 segundo para entrar no regime estável.

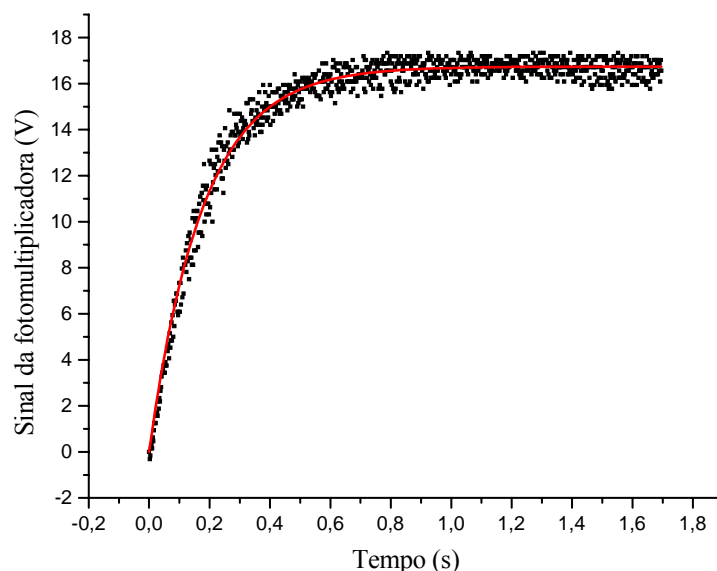


Figura 4.5 – A intensidade da fluorescência da nuvem aprisionada em função do tempo, durante o processo de carregamento da armadilha de  $^{85}\text{Rb}$  (tensão aplicada à fotomultiplicadora 580 V). A linha vermelha mostra o resultado do ajuste da forma (1.36) aos dados experimentais (em preto).

A equação (1.36) é de fato uma forma adequada para o ajuste aos pontos experimentais da figura 4.5. Esse ajuste (linha em vermelho) resulta em um sinal de tensão medido na fotomultiplicadora no regime estável de  $V_e = (16,74 \pm 0,02)$  V, e em um tempo característico de carregamento de  $\tau_{\text{MOT}} = (177 \pm 1)$  ms. Outras curvas de carregamento foram obtidas para as tensões de 450 V e 500 V aplicadas à fotomultiplicadora, e também para o outro isótopo,  $^{87}\text{Rb}$ . Os resultados dos ajustes da forma (1.36) a esses dados são apresentados na tabela 4.1.

<i>Tensão aplicada à fotomultiplicadora</i>	<i>Parâmetro ajustado</i>	<sup>85</sup> Rb	<sup>87</sup> Rb
450 V cal.: (668 ± 9) nW/V	$\tau_{\text{MOT}}$ (ms)	270 ± 3	340 ± 5
	$V_e$ (V)	3,288 ± 0,008	1,487 ± 0,005
	$S_e$ (μW)	2,20 ± 0,03	0,99 ± 0,01
500 V cal.: (307 ± 4) nW/V	$\tau_{\text{MOT}}$ (ms)	304 ± 5	321 ± 5
	$V_e$ (V)	6,27 ± 0,02	3,176 ± 0,011
	$S_e$ (μW)	1,93 ± 0,03	0,98 ± 0,01
580 V cal.: (89 ± 2) nW/V	$\tau_{\text{MOT}}$ (ms)	177 ± 1	368 ± 4
	$V_e$ (V)	16,74 ± 0,02	11,66 ± 0,03
	$S_e$ (μW)	1,49 ± 0,03	1,04 ± 0,02
<i>Médias</i>	$\tau_{\text{MOT}}$ (ms)	250 ± 70	340 ± 20
	$S_e$ (μW)	1,9 ± 0,4	1,00 ± 0,03

Tabela 4.1 – Valores resultantes dos ajustes da forma (1.36) às curvas de carregamento das armadilhas de <sup>85</sup>Rb e <sup>87</sup>Rb, para as três tensões de operação nas quais a fotomultiplicadora foi calibrada.

A tabela 4.1 mostra também a intensidade absoluta  $S_e$  capturada no regime estável, obtida das medidas  $V_e$  e da calibração descrita acima neste item, assim como os valores médios de  $\tau_{\text{MOT}}$  e  $S_e$  sobre as três regiões de operação da fotomultiplicadora. O tempo necessário para que o número de átomos aprisionados estabilize em  $N_e$  é então certamente menor que 1 segundo, para ambos os isótopos. Contudo, vale notar da tabela 4.1 que existe uma disparidade apreciável entre os tempos  $\tau_{\text{MOT}}$  do mesmo isótopo em relação às incertezas estimadas, principalmente no caso do <sup>85</sup>Rb. O mesmo acontece para as intensidades  $S_e$  coletadas. Essa disparidade pode ser atribuída ao procedimento de sintonia dos lasers nas frequências de aprisionamento e rebombeio, que foi realizada manualmente antes de cada medida, e também à sensibilidade dos parâmetros de captura da armadilha às condições desta sintonia. A implementação de um sistema de estabilização do tipo DAVLL deve melhorar significativamente a estabilidade do aprisionamento e, em consequência, a reprodutibilidade destas medidas.

## 2) Número e densidade de átomos

As medidas de volume e de fluorescência da armadilha, obtidas respectivamente com a CCD e com a fotomultiplicadora, permitem o cálculo direto do número de átomos aprisionados e de sua densidade. A taxa  $f$  de emissão de fótons pela nuvem aprisionada deve ser igual ao número de fótons que um átomo absorve por unidade de tempo multiplicado pelo número  $N$  de átomos aprisionados. Por outro lado, a intensidade luminosa  $S$  medida na fotomultiplicadora é igual à taxa de emissão de fótons  $f$  multiplicada pela energia de um fóton  $h\nu$  e pela fração de ângulo sólido  $G = (0,3 \pm 0,1)\%$  de captura. Lembrando que a expressão (1.24) é igual ao momento de um fóton  $\hbar\mathbf{k}$  multiplicado pelo número de fótons absorvidos por um átomo por unidade de tempo, podemos escrever

$$\frac{S}{h\nu} = GN \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Omega^2/2 + \Gamma^2/4}. \quad (4.1)$$

A frequência de Rabi  $\Omega$  pode ser calculada em termos da intensidade total  $I$  dos feixes de aprisionamento que incidem sobre a nuvem, e da intensidade de saturação do Rubídio,  $I_s \sim 1,6 \text{ mW/cm}^2$ , na seguinte forma [14],

$$\frac{I}{I_s} = 2 \frac{\Omega^2}{\Gamma^2}. \quad (4.2)$$

É possível então reescrever o número de átomos aprisionados no regime estável como

$$N = \frac{2}{G\Gamma} \frac{S}{h\nu} \frac{1 + 4\delta^2/\Gamma^2 + I/I_s}{I/I_s}. \quad (4.3)$$

Com uma medida da intensidade total da luz de aprisionamento que incide sobre os átomos na armadilha,  $I = (100 \pm 20) \text{ mW/cm}^2$ , e utilizando  $\delta \sim \Gamma \sim 39 \text{ MHz}$ , podemos aplicar os valores de  $S_e$  obtidos no item anterior à equação (4.3) para obter a quantidade de átomos aprisionados em cada armadilha e, dividindo estes pelos respectivos volumes de aprisionamento, as densidades exibidas na tabela 4.2.

	<sup>85</sup> Rb	<sup>87</sup> Rb
<i>Número</i>	$(8,5 \pm 2,8) \cdot 10^8$	$(4,6 \pm 1,5) \cdot 10^8$
<i>Volume (mm<sup>3</sup>)</i>	$(1,50 \pm 0,28)$	$(0,74 \pm 0,14)$
<i>Densidade (mm<sup>-3</sup>)</i>	$(5,7 \pm 2,0) \cdot 10^8$	$(6,2 \pm 2,0) \cdot 10^8$

Tabela 4.2 – Número e densidade de átomos aprisionados no MOT.

### 3) Seção de choque e taxa de captura

Os valores obtidos de número  $N_e$ , de volume  $V_e$  e de tempo de carga  $\tau_{\text{MOT}}$ , juntamente com as equações

$$R \cong \frac{2}{3} n V^{2/3} v_c^4 \left( \frac{M}{2k_B T} \right)^{3/2},$$

$$1/\tau_{\text{MOT}} = n \sigma \left( \frac{2k_B T}{M} \right)^{1/2},$$

$$N_e = R \tau_{\text{MOT}} = \frac{2}{3} \frac{V^{2/3}}{\sigma} v_c^4 \left( \frac{M}{2k_B T} \right)^2,$$

apresentadas no primeiro capítulo, levam a uma estimativa em primeira ordem dos valores da seção de choque  $\sigma$  para um átomo do vapor libertar um átomo aprisionado, da velocidade máxima  $v_c$  e também da taxa  $R$  de captura. A tabela 4.3 apresenta os resultados destes cálculos para os dois isótopos do Rubídio, onde foram utilizados os valores estimados de temperatura  $T = 300$  K e pressão da célula  $p = nk_B T = 10^{-8}$  mbar.

	<sup>85</sup> Rb	<sup>87</sup> Rb
$\sigma$ (cm <sup>2</sup> )	$(6,8 \pm 2,4) \cdot 10^{-13}$	$(5,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-13}$
$v_c$ (m/s)	$(120 \pm 15)$ m/s	$(110 \pm 10)$ m/s
$R$ (s <sup>-1</sup> )	$(3,4 \pm 1,5) \cdot 10^9$	$(1,35 \pm 0,45) \cdot 10^9$

Tabela 4.3 – Valores da seção de choque para um átomo do vapor libertar um átomo aprisionado, da velocidade máxima de captura na região da armadilha e da taxa dessa captura para os dois isótopos, segundo as equações discutidas no capítulo 1.

### 4) Discussão

A caracterização da armadilha apresentada acima revela valores significativamente elevados de número e densidade de átomos aprisionados, em comparação a armadilhas que utilizam arranjos semelhantes [40,41]. Evidentemente, as estimativas apresentadas são apenas de primeira ordem, de modo que qualquer conclusão destas extraída deve sofrer uma análise mais apurada em estudo futuro, decididamente com o uso de técnicas mais precisas de investigação e estabilização da armadilha. Um fato inegável é que a nuvem aprisionada se apresenta como uma pequena esfera de brilho vermelho muito intenso (lembramos que



$\lambda_{D_2} = 780 \text{ nm}$ ), que pode ser vista a olho nu mesmo na presença de luz ambiente, e cujo tempo de carregamento realmente não atinge 1 segundo.

Os valores de  $\tau_{\text{MOT}}$  apresentados na tabela 4.1 devem estar então muito próximos aos valores reais, e suas incertezas não devem ser tão influentes quanto outras, por exemplo, como a do número de átomos aprisionados  $N_e$ . De fato, os valores medidos das seções de choque  $\sigma$ , que são derivados de  $\tau_{\text{MOT}}$ , são relativamente próximos aos valores reportados em experimentos semelhantes. Por outro lado, a largura da faixa de pontos da figura 4.5 exhibe uma forte variância do sinal de fluorescência captado na fotomultiplicadora, mesmo quando a armadilha se encontra em regime estável. Essa variância se deve tanto ao padrão de emissão radiativa dos átomos aprisionados, como também à flutuação de seu número  $N_e$  que, por sua vez, deve depender da estabilidade dos lasers e das taxas de perda e de captura da armadilha. Além disso, a estimativa da fração de ângulo sólido coletado na fotomultiplicadora tem uma incerteza relativa grande, que acaba por se refletir no número e na densidade de átomos, e na taxa de captura. Os valores apresentados na tabela 4.2 possivelmente possuem uma acurácia bem menor do que aquela associada à medida do tempo de carregamento, de modo que para afirmar se o número de átomos e sua densidade foram sobreestimados ou não, se faz necessário realizar medições de maior precisão.

Uma outra discrepância em relação aos dados reportados na literatura aparece no valor da velocidade de captura, que é algumas vezes maior que o esperado. Supondo que o valor de  $\sigma$  seja relativamente bem acurado, o cálculo de  $v_c$  através de (1.37) pode apresentar dois problemas que levem a um valor sobreestimado, um volume  $V$  menor do que o real e um número de átomos  $N_e$  sobreestimado. Mesmo que este último seja assumido como sendo verdadeiro, a influência mais importante mesmo talvez seja a da incerteza associada ao volume, que foi estimado da largura dos ajustes gaussianos às curvas das figuras 4.4. Uma estimativa mais acurada deveria levar em conta a distribuição de densidade ao longo da nuvem aprisionada para calcular o valor médio no centro e sua dispersão. De qualquer maneira, se faz necessário estabilizar melhor a armadilha e utilizar um procedimento mais acurado de medição e cálculo para que seja possível analisar corretamente também o valor da velocidade de captura.

## **Capítulo 5**

### **Conclusões e Perspectivas**

Neste capítulo são apresentadas nossas conclusões principais sobre os experimentos descritos nos capítulos anteriores, assim como as perspectivas que temos para as aplicações da armadilha magneto-ótica.

#### **A – Conclusões**

Construímos uma armadilha magneto-ótica para átomos de Rubídio em célula de vapor. O principal mérito desse trabalho consistiu em criar as condições para que a física de átomos frios seja iniciada no IFUSP. É importante mencionar que, no início desse trabalho, nem a infra-estrutura básica do laboratório estava pronta, além de não dispormos dos principais equipamentos necessários: não havia um único laser de diodo montado e preparado para operar com as características indispensáveis para o resfriamento e aprisionamento de átomos de Rubídio. A implementação prática da armadilha nos levou a desenvolver um sistema de amplificação ótica multicanal, o DMOPA. Esse sistema simplifica a montagem e o alinhamento da ótica da armadilha, além de produzir uma intensidade luminosa suficiente para confinar uma nuvem de átomos de poucos milímetros de diâmetro e de brilho intenso. Para a composição do DMOPA, reproduzimos com sucesso a montagem do sistema de lasers de diodo estabilizados com rede de difração e também do amplificador MOPA, assim como reportados na literatura. As características destes lasers foram investigadas através da espectroscopia de absorção saturada, comprovando que sua largura de linha é realmente inferior à largura natural das transições hiperfinas do Rubídio. Além disso, reproduzimos também o esquema DAVLL de estabilização da frequência do laser através do dicroísmo de vapor atômico, cuja implementação na estabilização da armadilha será deixada para um estudo posterior.

Os amplificadores MOPA e DMOPA discutidos no terceiro capítulo foram estudados de maneira primária. Os efeitos óticos não-lineares observados em sua operação foram caracterizados e foi estabelecida uma primeira comparação aos resultados relatados na literatura. Acreditamos que o MOPA se comporte também como um amplificador do tipo Fabry-Perot podendo apresentar um efeito de cavidade residual no diodo de potência. Foram observados comportamentos biestáveis na potência emitida por este sistema com a potência

de injeção, que estão relacionados com a dependência do índice de refração com a potência, criada pela emissão estimulada no meio amplificador. Quanto ao DMOPA, observamos os fenômenos de saturação cruzada e de mistura de quatro ondas, que são característicos de amplificadores multicanal. A análise do espectro da luz produzida pelo DMOPA com um espectrômetro FP revelou as ressonâncias adicionais criadas no espectro pela mistura de quatro ondas, que são dependentes da soma e da subtração das frequências injetadas, e a competição entre estas frequências pelos portadores de carga na junção do diodo amplificador, conhecida como saturação cruzada. Não observamos qualquer influência negativa destes efeitos não-lineares sobre o processo de aprisionamento de átomos, de modo que o DMOPA proporciona, em nossa opinião, um arranjo otimizado para este fim. Com o aprimoramento das técnicas de crescimento de estruturas semicondutoras [36,37] podemos até sugerir um dispositivo DMOPA monoliticamente integrado, onde ambos os lasers de aprisionamento e de rebombeio com suas redes de difração seriam fabricados juntamente com o diodo afunilado em um único substrato de poucos micrometros de tamanho. Tal dispositivo simplificaria enormemente a construção de armadilhas magneto-ópticas tanto para os laboratórios de pesquisa da área, quanto para as aplicações tecnológicas fundamentadas neste dispositivo.

Finalmente, nossas medições de número e de densidade da nuvem de átomos aprisionados revelam valores relativamente altos, em comparação com relatos de arranjos semelhantes, mas nós argumentamos que estes valores devem ser pouco acurados devido aos procedimentos de sintonia do laser e de medição da intensidade luminosa produzida pela nuvem. Apesar desta falta de acurácia em sua caracterização, acreditamos que a armadilha construída em nosso laboratório contém os ingredientes básicos para as aplicações nas quais estamos interessados pois, como fatos concretos, temos um arranjo óptico simplificado para o aprisionamento, e uma armadilha que se apresenta de modo estável e relativamente robusto. Mais importante do que uma caracterização extensiva desta armadilha, talvez seja a implementação do sistema DAVLL de estabilização da frequência da luz produzida pelos diodos, como discutido acima. A seguir são discutidas as principais perspectivas para este arranjo em nosso laboratório.

## **B - Perspectivas**

A amostra de átomos aprisionada no MOT apresenta uma característica inconveniente para algumas aplicações nas quais estamos interessados. Como os lasers são ressonantes com

a transição atômica, o grau de excitação dos átomos é muito elevado para que se realize, por exemplo, uma espectroscopia de boa resolução. Para contornar este problema e facilitar os estudos previstos, é possível utilizar o MOT em conjunto com outro tipo de armadilha, baseada na chamada força de dipolo e que opera longe da ressonância. Como discutido no primeiro capítulo, a armadilha fora da ressonância FORT (*Far Off-Resonance Trap*), utilizada alternadamente com o MOT, pode fornecer uma amostra aprisionada em baixa temperatura, onde os átomos se encontram no estado fundamental.

Apontamos então como nossa perspectiva mais imediata, a construção de um sistema MOT-FORT, que poderá ser utilizado em diversas linhas de pesquisa. Mais especificamente, temos duas linhas principais de pesquisa, de certo modo independentes, programadas para os estudos com este sistema. A primeira tem como objetivo o estudo da transparência induzida a laser, EIT (*Electromagnetically Induced Transparency*), em uma amostra de átomos frios, e dos efeitos não-lineares que uma amostra desta densidade apresenta na interação com a radiação. A segunda pretende estudar o comportamento dos átomos frios na presença de uma cavidade ótica, dentro do escopo da CQED (*Cavity Quantum Electrodynamics*).

O efeito de transparência induzida por laser está intimamente ligado com outro efeito denominado aprisionamento coerente de populações. Através de um efeito de interferência quântica destrutiva, que impede um estado atômico de absorver luz, é possível tornar um meio opaco em transparente para uma certa frequência da luz incidente. Experiências que aplicam a transparência induzida aos átomos frios já foram reportadas [42-45] traçando uma linha similar àquela que pretendemos seguir. Recentemente, foi realizada uma experiência com átomos ultrafrios em que se observa um efeito de dispersão inédito, conduzindo a uma redução da velocidade da luz a apenas 17 m/s [46]. Um dos alicerces desta experiência é a EIT, que pretendemos estudar nas amostras de átomos frios produzidas em nosso laboratório. Já foi realizada uma primeira experiência no laboratório, com átomos de Rubídio “quentes” em célula de vapor, em que propriedades estatísticas dos campos foram medidas. Também foram observadas correlações de intensidade entre os feixes sonda e de bombeio [47]. Essas correlações podem ser de natureza quântica (emaranhamento), o que ainda precisa ser investigado. Certamente, a chance de observar efeitos puramente quânticos será bem maior se repetirmos as medidas com um meio de átomos frios, pois haverá menos influência de processos dissipativos. Também parece muito interessante investigar efeitos coerentes com dois níveis apenas: pretendemos investigar o mesmo tipo de processo no espectro de Mollow [48].

Além disso, podemos estudar também a biestabilidade ótica e a oscilação laser destes átomos. Esses efeitos dependem das não-linearidades do meio atômico aprisionado, como aquelas do tipo Kerr, que são responsáveis pela biestabilidade ótica. Esse efeito já foi observado em átomos aprisionados (de Césio), assim como o efeito de oscilação laser, por um grupo em Paris [49]. Uma importante modificação neste estudo seria reunir as técnicas de transparência induzida por laser para a observação de ganho na oscilação laser. Deve ser possível desta maneira observar ganho e oscilação laser em um ambiente transparente, em que não há inversão da população no meio de átomos frios.

Como uma motivação em longo prazo, é possível buscar também a observação de efeitos em CQED, como a manipulação das colisões de átomos frios [50] e a super-radiância induzida pela cavidade. Esta última consiste na modificação das propriedades radiativas dos átomos por um acoplamento coletivo ao campo. Esse acoplamento coletivo tem origem na indistinguibilidade dos átomos pois, quando um fóton é emitido por esta amostra, não é possível, nem em princípio, saber qual o átomo o emitiu. Essa indistinguibilidade deve ter implicações palpáveis no comportamento dos átomos frios, em especial, na dinâmica das colisões entre esses átomos, assunto que ainda se encontra sob investigação teórica.

Outras aplicações das amostras resfriadas poderiam também se estender no futuro ao estudo da conjugação de fase [51], da compressão de ruído quântico e das medidas quânticas não-demolidoras [52,53] entre diversas outras. Em qualquer dos casos, para que o nosso arranjo atual do MOT sirva a estes estudos, ainda é necessário realizar alguns ajustes experimentais, além da estabilização DAVLL, como por exemplo, a troca da célula de vapor exibida na figura 4.1 por uma célula metálica de janelas tratadas com filme anti-refletor. Só assim o acoplamento entre os átomos aprisionados e uma cavidade externa pode ser eficiente, e os fenômenos de interesse observados com clareza. O campo de pesquisas aberto por tais experiências é vasto, e pode levar a inúmeras aplicações de grande interesse, além de constituir uma ciência sutil e extremamente interessante.

## Referências

- [1] – S. Chu, “The Manipulation of Neutral Particles”, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998).
- [2] – C. Cohen-Tannoudji, “Manipulating Atoms with Photons”, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707 (1998).
- [3] – W. D. Phillips, “Laser Cooling and Trapping of Neutral Atoms”, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998).
- [4] – S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable e A. Ashkin, “Three-Dimensional Viscous Confinement and Cooling of Atoms by Resonance Radiation Pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 48 (1985).
- [5] – E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu e D. E. Pritchard, “Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure”, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [6] – M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Weiman e E. A. Cornell, “Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor”, *Science* **269**, 198 (1995).
- [7] – K. B. Davis, M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn e W. Ketterle, “Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [8] – M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee e W. Ketterle, “Bose-Einstein Condensation in a Tightly Confining dc Magnetic Trap”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 416 (1996).
- [9] – ???, ???, e ???, “All Optical Formation of an Atomic Bose-Einstein Condensate”, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 010404 (2001).
- [10] – L. Mandel e E. Wolf, *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge, Cambridge, 1995).
- [11] – L. Allen e J. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (Dover, New York, 1987).
- [12] – J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 1975).
- [13] – C. Cohen-Tannoudji, B. Diu e F. Laloë, *Mécanique Quantique*, Vols. 1 e 2 (Hermann, Paris, 1973).
- [14] – C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc e G. Grynberg, *Processus d’Interaction entre Photons et Atomes* (InterEditions/Éditions du CNRS, Paris, 1988).
- [15] – C. S. Adams, M. Sigel e J. Mlynek, “Atom Optics”, *Phys. Rep.* **240**, 143 (1994).

- [16] – P. A. Nussenzveig, Tese de Doutorado, Universidade de Paris 6.
- [17] – G. K. Woodgate, *Elementary Atomic Structure* (McGraw-Hill, New York, 1970); H. G. Kuhn, *Atomic Spectra* (Longmans, London, 1971).
- [18] – Ver a *web page* do grupo de espectroscopia Mossbauer da *Royal Society of Chemistry*.
- [19] – S. Nakayama, “Theoretical Analysis of Rb and Cs D<sub>2</sub> Lines in Saturation Spectroscopy with Optical Pumping”, *Jap. J. App. Phys.* **23**, 879 (1984).
- [20] – C. Monroe, W. Swann, H. Robinson e C. Wieman, “Very Cold Trapped Atoms in a Vapor Cell”, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990).
- [21] – A. Cable, M. Prentiss e N. P. Bigelow, “Observations of Sodium Atoms in a Magnetic Molasses Trap Loaded by a Continuous Uncooled Source”, *Opt. Lett.* **15**, 507 (1990).
- [22] – F. Reif, *Fundamentals of Statistical and Thermal Physics* (McGraw-Hill, New York, 1965).
- [23] – J. D. Miller, R. A. Cline e D. J. Heinzen, “Far-Off-Resonance Optical Trapping of Atoms”, *Phys. Rev. A* **47**, R4567 (1993).
- [24] – H. Kressel e J. K. Butler, *Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs* (Academic, New York, 1977); G. H. B. Thompson, *Physics of Semiconductor Laser Devices* (Wiley, New York, 1980).
- [25] – C. E. Wieman e L. Hollberg, “Using Diode Lasers for Atomic Physics”, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 1 (1991).
- [26] – K. B. MacAdam, A. Steinbach e C. E. Wieman, “A Narrow-Band Tunable Diode Laser System with Grating Feedback, and a Saturated Absorption Spectrometer for Cs and Rb”, *Am. J. Phys.* **60**, 1098 (1992).
- [27] – *SDL5400c Laser Diode User’s Manual*, SDL Inc. (???)
- [28] – H. Kimble, *Cavity Quantum Electrodynamics*, ed. P. Berman (Academic Press, Boston, 1994).
- [29] – V. S. Letokov e V. P. Chebotayev, *Nonlinear Laser Spectroscopy*, Springer Series in Optical Sciences, Vol. 4 (Springer-Verlag, Berlin, 1977).
- [30] – K. L. Corwin, Z.-T. Lu, C. F. Hand, R. J. Epstein e C. E. Weiman, “Frequency-Stabilized Diode Laser with the Zeeman Shift in a Atomic Vapor”, *App. Opt.* **37**, 3295 (1998).
- [31] – V. Yashchuk, D. Budker e J. Davis, “Laser Frequency Stabilization Using Linear Magneto-Optics: Technical Notes”, *Report LBNL 43523* (Junho 1999).
- [32] – B. Chéron, H. Gilles, J. Hamel, O. Moreau e H. Sorel, “Laser Frequency Stabilization Using Zeeman Effect”, *J. Phys. III France* **4**, 401 (1994).

- [33] – L. S. Cruz, P. A. Nussenzveig, ???, “???”, *XXII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada*, São Lourenço, MG (2000).
- [34] – M. Born e E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon Press, London, 1975).
- [35] – J. H. Marquardt, F. C. Cruz, M. Stephens, C. Oates, L. W. Hollberg, J. C. Bergquist, D. F. Welch e D. Mehuys, “Grating-Tuned Semiconductor MOPA Lasers for Precision Spectroscopy”, *Proc. SPIE* **2834** (1996).
- [36] – G. P. Agrawal e N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers* (Von Nostrand Reinhold, New York, 1993).
- [37] – G. P. Agrawal (ed.), *Semiconductor Lasers: Past, Present, and Future* (American Institute of Physics Press, New York, 1995).
- [38] – P. A. Nussenzveig, F. E. R. Campolim e L. S. Cruz, “Development of a Master Oscillator Power Amplifier (MOPA) System with Diode Lasers for Trapping Rubidium Atoms”, *XXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada*, São Lourenço, MG (1999).
- [39] – *SDL8630 Laser Diode User’s Manual*, SDL Inc. (???)
- [40] – D. W. Sesko, T. G. Walker e C. E. Wieman, “Behavior of Neutral Atoms in a Spontaneous Force Trap”, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 946 (1991).
- [41] – K. Lindquist, M. Stephens e C. E. Wieman, “Experimental and Theoretical Study of the Vapor-Cell Zeeman Optical Trap”, *Phys. Rev. A* **46**, 4082 (1992).
- [42] – ???, “Electromagnetically Induced Transparency in Cold Rb Atoms”, *J. Opt. Soc. Am. B* **18**, 1057 (2001).
- [43] – S. A. Hopkins, E. Usadi, H. X. Chen e A. V. Durrant, “???”, *Opt. Commun.* **138**, 185 (1997).
- [44] – A. V. Durrant, H. X. Chen, S. A. Hopkins e J. A. Vaccaro, “???”, *Opt. Commun.* **151**, 136 (1998).
- [45] – ???, P. Valente, “Inspection of a MOT via EIT absorption”, *Opt. Comm.* **190**, 185 (2001).
- [46] – L. Vestergaard Hau, S. E. Harris, Z. Dutton e C. Behroozi, “???”, *Nature* **397**, 594 (1999).
- [47] – C. L. Garrido Alzar, L. S. Cruz, J. G. Aguirre Gómez e P. A. Nussenzveig, “Super-Poissonian Photon Statistics and Correlations Between Pump and Probe Fields in Electromagnetically Induced Transparency”, submetido a *Phys. Rev. Lett.* (2001).
- [48] – F. Y. Wu, S. Ezekiel, M. Ducloy e B. R. Mollow, “???”, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1077 (1977).



- [49] – A. Lambrecht, J. M. Courty, S. Reynaud e E. Giacobino, “???” , *Appl. Phys B* **60**, 129 (1995).
- [50] – ???, “Manipulation of Cold Atomic Collisions by Cavity QED Effects”, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1474 (2001).
- [51] – ??? Tabosa, S. Vianna. ???, “Non-linear Spectroscopy and Optical Phase Cconjugation in Cold Ceasium Aatoms”, *Phys. Rev. A* **55**, 2968 (1997).
- [52] – ???, “Quantum non-Demolition Measurements in Optics”, *Nature* **396**, 537 (1998).
- [53] – ???, “Quantum non-Demolition Measurements Using Cold Atoms in an Optical Cavity”, *J. Mod. Phys.* **44**, 1967 (1997).