UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE QUÍMICA E FÍSICA DE SÃO CARLOS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

"DESACELERAÇÃO DE CÉSIO PELA TÉCNICA DE SINTONIA ZEEMAN"

MÔNICA SILVA DOS SANTOS

Dissertação apresentada no Instituto de Física e Química de São Carlos para a obtenção do título de mestre em Física Básica.

Orientador: Prof.Dr.Vanderlei Salvador Bagnato

SÃO CARLOS - SÃO PAULO

1993

USP / IFQSC / SBI

8-2-000985

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física e Química de São Carlos

Fone (0162) 72-6222
Fax (0162) 72-2218

Av. Dr. Carlos Botelho, 1465
Caixa Postal 369
CEP 13560.970 - São Carlos - SP
Brasil

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE MONICA SILVA DOS SANTOS APRESENTADA AO INSTITUTO DE FISICA E QUIMICA DE SAO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SAO PAULO, EM 18/02/1993

COMISSAO JULGADORA:

Prof.Dr.Vanderlei Salvador Bagnato

Prof.Dr.Artemio Scalabrin

Dr.Marcos Cesar Santos Oriá

AGRADECIMENTOS

Ao Vanderlei pela orientação, apoio e amizade durante esses anos.

Ao Zílio pela ajuda na montagem do sistema.

Ao Marcos Oriá pela dedicação e auxílio na preparação dos lasers de diodo.

Ao Carlinhos pela ajuda na montagem do sistema e medidas.

A Aparecida pela dedicação e carinho, que tornaram mais simples o meu início no laboratório.

Ao Julio Flemming pela sua preciosa ajuda e dedicação que foram essenciais para esse trabalho.

A todos os demais colegas do laboratório e de sala, que me ajudaram e tornaram bastante agradável a nossa convivência

Ao Sílvio pela grande ajuda nos problemas eletrônicos.

Aos técnicos do laboratório, em especial ao S.Gilberto. Aos técnicos da oficina mecânica e oficina de óptica, em especial ao Edvaldo.

A secretária Isabel, pela dedicação.

Ao CNPq pelo suporte financeiro.

À família Guereschi, pelo apoio durante esses anos em São Carlos.

Ao Otavio pelo amor e dedicação.

À minha família pelo amor, incentivo e compreenção.

ÍNDICE

Resumo vii

Abstract ix

CAPÍTULO I - Introdução 1

Referências 5

CAPÍTULO II - A Técnica de Ajuste Zeeman

2.1 - Aspectos Gerais 6

2.2 - O efeito Zeeman 11

2.3 - Aplicação dos limites de campo magnético ao nosso problema 20

2.4 - Descrição da técnica 24

2.5 - Simulação numérica 31

2.6 - Seguimento adiabático 40

2.7 - Bombeamento óptico 43

Referências 47

CAPÍTULO III - O Laser de Diodo

3.1 - Disposições gerais sobre laser de diodo 52

3.2 - Estabilização primária 61

3.2.1 - Controle de temperatura. 62

3.2.2 - Controle de corrente. 68

3.3 - Estabilização em absorção saturada. 71

3.3.1 - Descrição da técnica. 71

3.3.2 - O experimento de absorção saturada. 79

3.4 - Estabilização em frequência. 87

3.5 - Modificação da cavidade de um laser de diodo. 94

3.5.1 - O experimento de redução da redução da largura de linha. 99

Referências 104

CAPÍTULO IV - Montagem Experimental

4.1 - Sistema Magnético. 105

4.2 - Produção do feixe e o sistema de vácuo 107.

4.3 - Sistema Óptico. 112

CAPÍTULO V - Resultados e Conclusões 116

Apêndice A - Programa de Simulação em Fortran IV 134

Apêndice B - Resumo dos Parâmetros relevantes 135

LISTA DE FIGURAS

Fig.1 - Representação da absorção de um fóton, resultando em uma velocidade final v.

Fig.2 - Representação da emssão de um fóton, que impõe ao átomo uma velocidade final v.

Fig.3 - Esquema da transferência de momentum que o átomo sofre, na presença da pressão de radiação.

Fig.4 - Representação de F em torno do campo magnético.

Fig.5 - Demonstração do desdobramento dos níveis hiperfinos devido à aplicação da fórmula de Breit-Rabi.

Fig.6 - Tabela com as regras de seleção para as transições por dipolo elétrico entre estados hiperfinos pertencentes ao mesmo momentum angular eltrônico J.

Fig.7 - Tabela com valores de A_J e B_J para os vários isótopos alcalinos.

Fig.8 - Diagrama de níveis de energia do átomo de Cs.

Fig.9 - Perfil do campo magnético parabólico usado no experimento, para I=10,3A.

Fig.10 - Desaceleração de um átomo com velocidade v, na presença do campo magnético.

Fig.11 - Diagrama das probabilidades de transição dos níveis do Cs.

Fig.12 - Simulação da velocidade dos átomos, na presença do campo magnético, para vários valores de "detuning".

Fig.13 - Esquema de transições do Cs. As linhas cheias indicam a evolução do sistema, enquanto que as tracejadas indicam as várias transições possíveis.

Fig.14 - Laser de diodo a base de AlGaAs, dupla heterojunção.

Fig.15 - Esquema de um laser de diodo de dupla heteroestrutura.

Fig.16 - Diagrama de níveis de uma junção com tensão aplicada.

Fig.17 - Montagem de um laser de diodo e suas dimenções.

Fig.18 - Gráfico da variação do comprimento de onda do laser HLP1400 versus corrente e versus temperatura. Gráfico do comprimento de onda do laser versus corrente e tempperatura simultâneamente.

Fig.19 - Esquema do circuito sensor.

Fig.20 - Diagrama do sistema de controle tipo PID.

Fig.21 - Circuito da fonte de alimentação.

Fig.22 - Esquema do circuito da fonte de corrente.

Fig.23 - Esquema do circuito protetor.

Fig.24 - "Hole-burning" na distribuição Maxwelliana de uma amostra gasosa devido a excitação por um laser.

Fig.25 - Arranjo experiemental simples para absorção saturada.

Fig.26 - Distribuição de população na presença de dois feixes.

Fig.27 - Esquema experimental da absorção saturada do Cs.

Fig.28 - Diagrama de uma ressonància "crossover".

Fig.29 - Espectro de absorção saturada do Cs, para a transição $6^2S_{1/2}$ F=3 → $6^2P_{3/2}$ F'=2, 3, 4.

Fig.30 - Diagrama simplificado dos níveis do Cs.

Fig.31 - Montagem do sistema para estabilização em frequência.

Fig.32 - Espectro de absorção saturada e variação, em frequência, do laser, sem estabilização.

Fig.33 - Espectro de absorção saturada e variação, em frequência do laser, com estabilização.

Fig.34 - Espectro de absorção saturada e variação da frequência do laser de alta potência, sem estabilização.

Fig.35 - Espectro de absorção saturada e variação da frequência do laser de alta potência, com estabilização.

Fig.36 - Diagrama de um Fabry-Perot confocal fora do eixo.

Fig.37 - Esquema experimental da redução da largura de linha do laser usando uma cavidade Fabry-Perot.

Fig.38 - Diagrama da largura de linha do laser reduzida.

Fig.39 - Forno de Cs.

Fig.40a - Montagem experimental mecânica.

Fig.40b - Vista "B" da montagem experimental mecânica.

Fig.41 - Montagem experimental óptica.

Fig.42 - Gráfico da absorção saturada e da fluorescência do Cs.

Fig.43 - Gráfico de fluorescência versus frequência para I=4,7A.

Fig.44 - Gráfico da velocidade versus posição, pontos experimentais e simulação para I=4,7A.

Fig.45 - Gráfico da fluorescência versus frequência para I=5,9A.

Fig.46 - Gráfico da velocidade versus posição, pontos experimentais e simulaçãopara I=5,9A.

Fig.47 - Gráfico da fluorescência versus frequência para I=7,3A.

Fig.48 - Gráfico da velocidade versus posição, pontos experimentais e simulação para I=7,3A.

Fig.49 - Gráfico da fluorescência versus frequência para I=8,8A.

Fig.50 - Gráfico da velocidade versus posição, pontos experimentais e simulação, para I=8,8A.

RESUMO

Neste trabalho pela primeira vez, desaceleramos um feixe de Cs pela Técnica de Sintonia Zeeman. Usamos um laser de diodo contrapropagante ao feixe atômico.

Essa técnica se baseia na utilização de um campo magnético de perfil espacial parabólico para compensar o efeito Doppler e manter o átomo ressonante com o laser durante o processo de desaceleração.

Conseguimos reduzir a velocidade dos átomos até 940cm/s. Para medir essa velocidade usamos uma técnica simples, diferente da usual, que utiliza um feixe de prova. Com o nosso magneto, não foi possível desacelerar átomos com velocidade acima de 12000 cm/s. O limite de campo magnético em que tivemos que trabalhar corresponde à campo fraco, para o estado fundamental do Cs. Esse fato acarreta um aumento na probabilidade de ocorrerem transições erradas. Observamos a presença de um intervalo de "detuning" útil, fora do qual não conseguimos desacelerar. Esse intervalo também está relacionado com o limite máximo de velocidades para que haja desaceleração. Chegamos a esse intervalo através de simulações feitas para encontrar os parâmetros necessários à desaceleração. Os resultados obtidos experimentalmente estão de acordo com o que foi previsto pela simulação.

Paralelamente à desaceleração de Cs, preparamos os lasers de diodo e reduzimos sua largura de linha. Entretanto não usamos o laser estreito para a desaceleração.

A fim de trabalharmos com espectroscopia de alta resolução reduzimos a largura de linha do laser a semicondutor fazendo um acoplamento da cavidade laser com uma cavidade, Fabry-Pérot, externa. Conseguimos estreitar a largura de linha até 500KHz. Esse resultado nos possibilitará investigar as linhas do Cs, aprisionado em um "trap" maagneto-óptico, experimento este que já está em andamento em nosso laboratório.

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO

A espectroscopia atômica, estudo do átomo através de sua interação com a radiação eletromagnética, é uma das técnicas mais usadas para melhor entendermos a entidade atômica.

Durante todo este século várias técnicas foram desenvolvidas de maneira que possamos medir transições atômicas com precisão de até uma parte em um trilhão.

Muitos experimentos estão limitados pelo movimento randômico dos átomos. Por exemplo a espectroscopia de alta-resolução é limitada por efeito Doppler. Da mesma forma, a resolução em velocidade nos experimentos de colisão está limitada pela dispersão destas velocidades, mesmo num feixe atômico. Uma amostra gasosa e densa de átomos com velocidade bem definida, ou nula, seria muito útil nesses experimentos. A necessidade de conseguirmos átomos a velocidade quase nula foi motivada pelo recente sucesso de armadilhas eletromagnéticas de átomos neutros. Essas experiências são factíveis usando a pressão de radiação do laser.

Em 1933, Frisch[1], propôs a deflexão de um feixe atômico por luz.

A primeira proposta de utilização da pressão de radiação no aprisionamento e na desaceleração de átomos foi - feita em 1975 por dois grupos independentes: Hänsch e Schawlow[2] e Wineland e Dehmelt[3]. Hänsch e Schawlow propu-

seram um conjunto de átomos neutros iluminados por feixes laser contrapropagantes levemente fora de sintonia para o vermelho, enquanto que Wineland e Dehmelt sugeriram a manipulação de uma amostra constituída de íons aprisionados em armadilhas eletromagnéticas usando um laser contrapropagante ao movimento, de modo que a amostra ficasse resfriada.

Átomos lentos ou ultra resfriados formam um sistema ideal, onde efeitos indesejáveis como deslocamento Doppler de primeira e segunda ordem, tempo de trânsito reduzido, são suprimidos.

Em 1982, William D. Phillips e Harold Metcalf[4] propuseram usar uma técnica para desacelerar átomos em um feixe atômico que possui como característica principal a utilização de um campo magnético não uniforme. Este varia espacialmente de maneira parabólica. A técnica é chamada de Técnica de Sintonia Zeeman (ZTT, de Zeeman Tuning Technique). Ainda usando a ZTT John V. Prodan, W. D. Phillips e H. Metcalf[5] reduziram a velocidade dos átomos a 10% de sua velocidade inicial, resfriando os átomos até 70mK.

Em 1985 W. Ermet, R. Blatt, J. L. Hall e M. Zhu[6] desaceleraram Na usando, porém, a técnica de "Frequency Chirping". Nesta técnica a frequência de ressonância do átomo é mantida fixa enquanto que a frequência do laser é ajustada de modo a compensar o efeito Doppler durante a desaceleração. Porém, com essa técnica, não é possível obter um fluxo contínuo de átomos desacelerados; mas somente pacotes intercalados no tempo. Eles resfriaram a amostra até 50mK e obtiveram densidade de até 10^6 átomos/cm^3.

Richard Watt[7], em 1986, desacelerou Cs usando,

também, a técnica de "frequency chirping".

Recentemente Gregory P. Lafyatis[8] e colaboradores usaram a ZTT para desacelerar Rb com laser de diodo com polarização σ^-, enquanto que para o Cs e o Na usamos polarização σ^+. Eles conseguiram amostras gasosas mais lentas e feixes atômicos mais intensos que para o caso de σ^+.

Para o Li, já foram usadas as duas técnicas, ZTT[9] e "frequency chirping"[10].

Como iremos explicar ao longo de nosso texto, no processo de desaceleração os átomos estão sujeitos a efeitos de bombeamento óptico e seguimento adiabático em campos magnéticos. Por outro lado, os átomos atingem o repouso no interior de uma bobina, o que torna difícil experimentos, devido às dificuldades de falta de acesso.

Na desaceleração de Cs, utilizamos lasers de diodo, ressonante com a linha D_2, o que corresponde à uma emissão em 852nm. Somente os lasers à semicondutor emitem nesse comprimento de onda. Pela primeira vez a ZTT é aplicada ao Cs. Assim como para o Na e o Li, e ao contrário do Rb, usamos luz polarizada à direita.

Embora os lasers de diodo tenham sido descobertos já nos primeiros anos do advento do laser, somente há pouco tempo eles se tornaram amplamente utilizados em vários experimentos.

Para serem utilizados em espectroscopia de alta resolução os lasers a semicondutor necessitam de estabilização em frequência e terem sua largura de linha reduzida. Neste trabalho estabilizamos a frequência do laser através da técnica de absorção saturada[11,12]. Apesar de oferecer boas performances de estabilização, esta técnica não

reduz a largura de linha do laser. Para tal, usamos uma cavidade externa Fabry-Pérot[12], e estabilizamos o laser na frequência de ressonância da cavidade externa. Com essa técnica obtivemos redução da largura de linha para valores inferiores a 1MHz.

Embora tenhamos reduzido a largura de linha do laser não o utilizamos, nessas condições, na desaceleração.

Neste trabalho, obtivemos resultados interessantes a respeito da desaceleração do Cs. Estes resultados, aliados a reduzida largura de linha do laser, serão de importância no estudo de átomos de Cs aprisonados e resfriados e também no estudo de colisões lentas. Estes trabalhos já estão sendo desenvolvidos em nosso laboratório.

REFERÊNCIAS

1 - R. Frisch, Z. Phys. 86, 42(1933)

2 - T. Hänsch and A. Schawlow, Opt. Commun. 13, 68(1975)

3 - D. Wineland e H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. 20, 637(1975)

4 - W. D. Phillips e H. Metcalf, J. Opt. Soc. Am. B, 2, 1751(1985)

5 - W. D. Phillips, J. V. Pordan e H. J. Metcalf, J. Opt. Soc. Am. B, 2, 1751(1985)

6 - W. Ermet, R. Blatt, J. Hall e M. Zhu, Phys. Rev. Lett., 48, 596(1985) ???

7 - R. N. Watts e C. E. Wieman, "Laser Spectroscopy VII", Springer-Verlag, Berlim(1985)

8 - T. E. Barret, S. W. D. Schmartz, M. D. Ray e G. P. Lafyatis. Phys. Rev. Lett., 67, 3483(1991)

9 - Z. Lin, K. Shimizu, M. Zhan, F. Shimizu e Hitakuma, Jpn. J. Appl. Phys, 30, 1324(1991)

10 - C. C. Bradley, J. J. Tolett, J. Chen, N. W. Ritchie e R. G. Hulet, Opts. Letts, 17, 349(1992)

11 - A. M. Tuboy, "Estabilização de laser de diodo par a utilização em espectroscopia atômica.", Tese de Mestrado, IFQSC(1990)

12 - M. Oriá, "Spectroscopie de reflexion et melange d'onde en volume sur la vapeur de Cs avec des diode laser.", Tese do doutorado, Université Paris-Nord

(1990)

CAPÍTULO II - A TÉCNICA DO AJUSTE ZEEMAN

A técnica de ajuste Zeeman foi proposta em 1981 e desde então vem sendo amplamente utilizada. Em nosso laboratório já aplicamos esta técnica para desaceleração do Na, com sucesso.

A grande vantagem desta técnica perante as outras é nos oferecer um fluxo contínuo de átomos lentos além de uma compressão espacial de velocidades. A desaceleração de átomos é muito útil para sua manipulação, no estudo de colisões e também em espectroscopia de alta resolução.

2.1 - Aspectos Gerais.

Consideremos um átomo isolado, que será tratado como um sistema de dois níveis de frequência ω_o, sobre o qual incide radiação eletromagnética ressonante. Para cada fóton absorvido o átomo sofre um recuo de momentum $\hbar k$, onde k é o vetor de onda da radiação. Após a absorção o átomo passa para o estado excitado. Veja Fig.1.

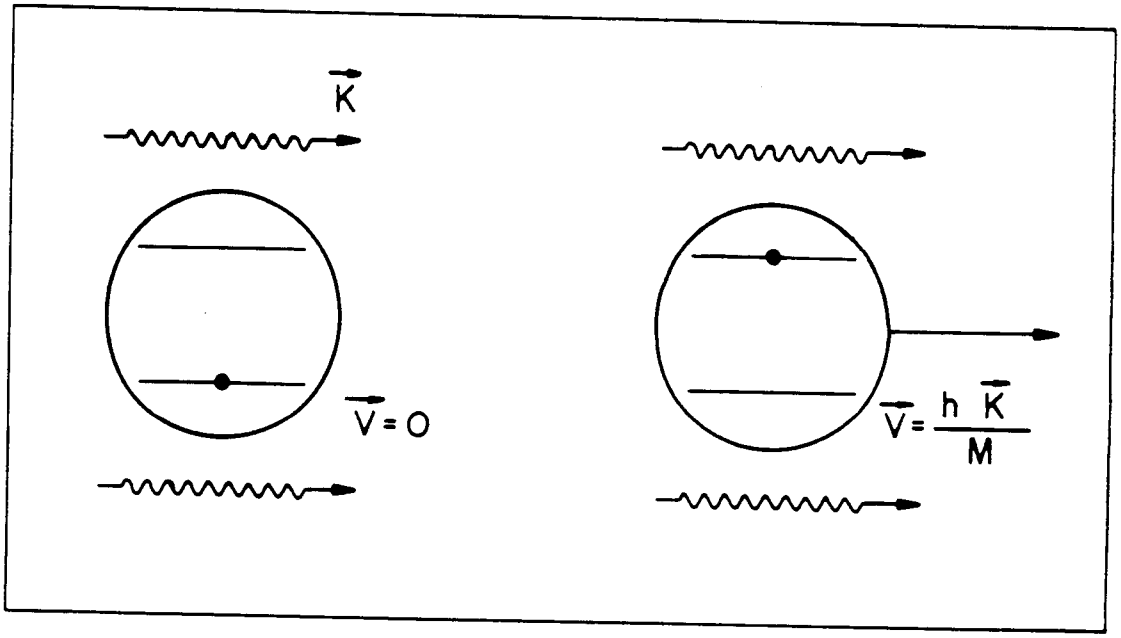

Fig. 1- Representação da absorção de um fóton resultando em uma velocidade final v, para o átomo excitado.

O estado excitado possui um tempo de vida (τ). Em média, depois de um tempo τ o átomo emite um fóton e volta ao estado fundamental. Ao emitir o fóton o átomo sofre um recuo para manter a conservação de momentum. Ao contrário do recuo devido à absorção, que só ocorre na direção de propagação do laser, o recuo devido à emissão ocorre numa direção aleatória. Desta forma um átomo irradiado continuamente sofre uma série de recuos em direções aleatórias. Somando-se toda essas

contribuições, em média, o momentum, devido as emissões, será nulo. Esta situação está descrita na Fig.2.

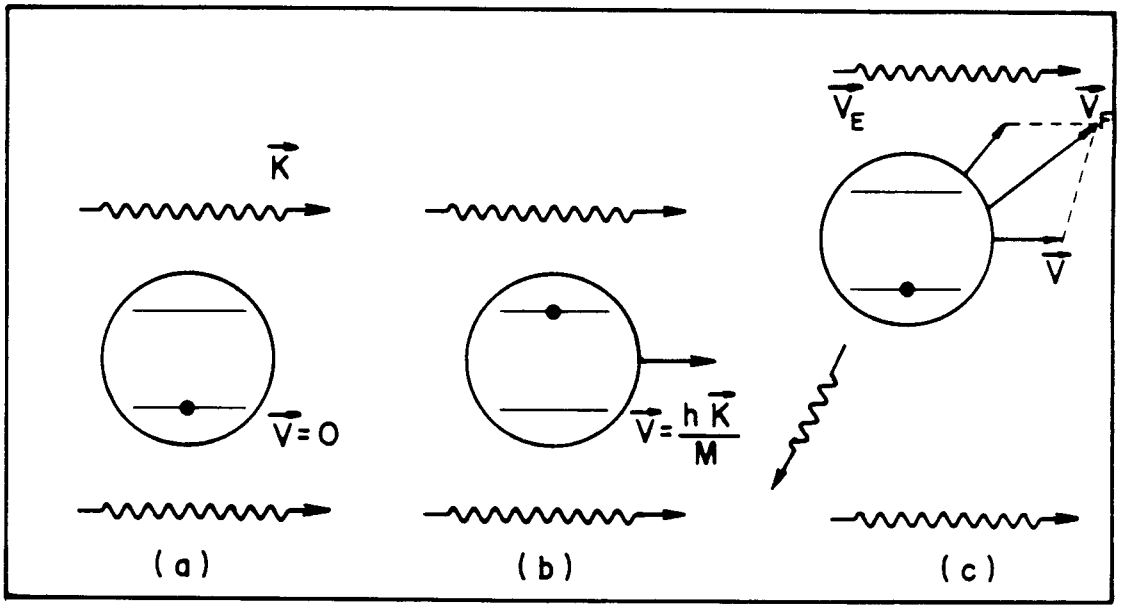

Fig. 2-Representação da emissão de um fóton, que impõe ao átomo uma velocidade final v_F.

Definindo o eixo z como a direção de propagação do laser, podemos dizer que, em média, o momentum dos átomos varia na direção z conforme está descrito na Fig.3 . Sendo assim, a maior contrubuição ao momentum resultante será na direção de propagação da radiação.

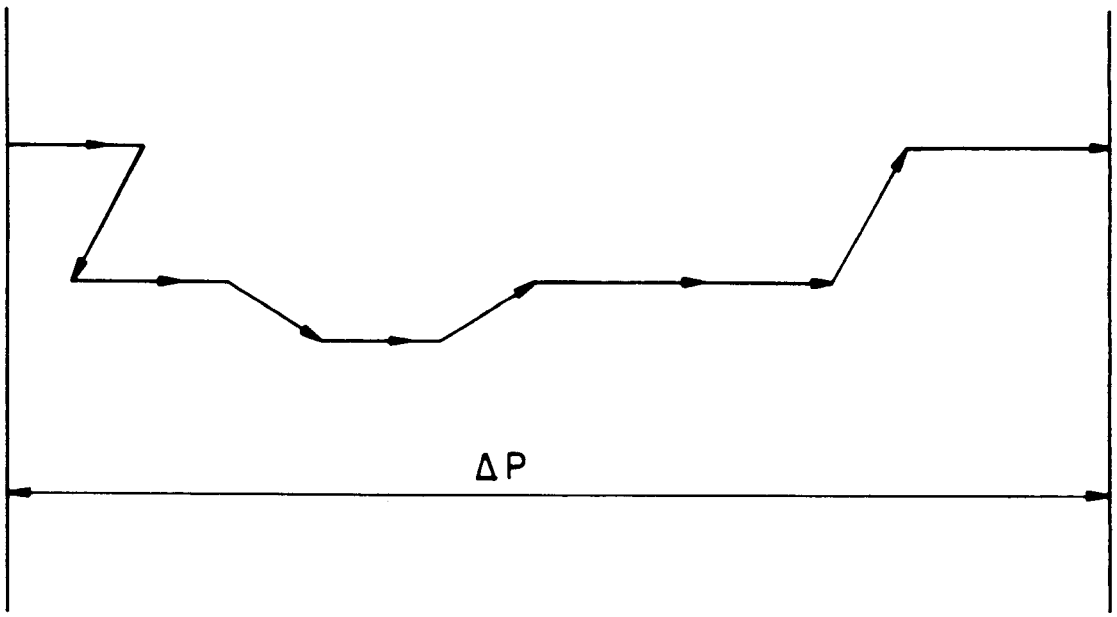

Fig. 3- Esquema da transferência de momentum que o átomo sofre por pressão de radiação.

Supondo-se que o átomo esteja inicialmente em repouso, sua velocidade longitudinal será incrementada de $N\hbar k/M$. A presença da emissão espontânea causa uma disperção transversal no feixe atômico. Após N absorções ele apresentará uma velocidade transversal $v_T = \sqrt{N}\ \hbar k/M$[1].

Como o átomo possui frequência de transição fixa, a medida que ele absorve fótons dos quais recebe momentum consequentemente sofre uma variação na sua velocidade e a frequência da radiação se modifica no referencial atômico. Esse efeito é conhecido como efeito Doppler. Em um processo

de desaceleração, a medida que a velocidade diminui, o átomo não mais consegue absorver a radiação porque a frequência desta se torna muito distante de sua ressonância.

Para mantermos o átomo ressonante com o laser, podemos, por exemplo, ajustar a sua frequência a cada mudança de velocidade. Esse ajuste é feito usando-se um campo magnético inomogêneo na direção z[2], que pelo efeito Zeeman sintoniza os níveis eletrônicos e mantém a ressonância. Essa técnica é chamada de Técnica do Ajuste Zeeman (ZTT)[3,4,5]. Ou seja, durante o percurso do átomo ao longo do campo magnético, ele sofre um deslocamento na posição de sua frequência de ressonância de maneira a compensar exatamente o deslocamento por efeito Doppler em relação a frequência do laser, mantida fixa.

2.2 - O efeito Zeeman[5]

Quando aplicamos um campo magnético B à uma amostra de átomos observamos que seus níveis de energia se desdobram em outros níveis. Esse fenômeno é conhecido como efeito Zeeman.

A energia de um átomo com momentum de spin nuclear finito na presença de um campo magnético externo B é dado pela soma dos termos de ordem zero da Hamiltoniana com a Hamiltoniana da estrutura hiperfina, que é dado por:

$$H_{HFS}=A_J IJ + \frac{B_J}{2I(2I-1)J(2J-1)}\left(3(IJ)^2 + \frac{3}{2}(IJ) - I(I-1)J(J+1)\right) +$$

$$g_J\mu_B JB - g_I\mu_n IB \qquad (2.2.1)$$

$$g_J = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

O primeiro termo da equação acima é devido ao acoplamento hiperfino, ou seja, entre o spin nuclear e o momentum angular eletrônico total enquanto que o segundo termo representa a interação com o quadrupolo elétrico do núcleo.

O terceiro e o quarto termos representam a interação do momentum magnético nuclear e o momentum eletrônico, com o campo magnético externo. Temos que, μ_B é o magneton de Bohr, μ_n é o magneton nuclear, A_J é a constante magnética de estrutura hiperfina, B_J é a constante de quadrupolo elétrico, g_J é o fator giromagnético de Landé e g_I o fator giromagnético nuclear.

Para calcularmos o deslocamento em energia que é resultado da interação hiperfina na ausência do campo magnético, fazemos a combinação linear de funções $|JIM_JM_I\rangle$ e obtemos as funções de ordem zero do tipo $|JIFM_F\rangle$. Aqui F é o momentum angular total e de projeção $M_F = M_I + M_J$. A interação $A_J IJ$ causa uma precessão de I e J em torno do momentum angular total F=I+J.

A energia de um particular nível hiperfino é dado por:

$$E_F = \langle JFIM_F | H_0 + H_{HFS} | JIFM_F \rangle =$$

$$E_J + \frac{1}{2}A_J K + \frac{B_J}{8I(2I-1)J(2J+1)} (3K(K+1) - 4I(I+1)J(J+1)) \qquad (2.2.2)$$

Onde E_J é a energia de estrutura fina, J é o momentum angular eletrônico total e K é dado por:

$$K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) \qquad (2.2.3)$$

Da equação de E_F vemos que a interação magnética e elétrica entre o núcleo e o elétron desdobra a estrutura fina em hiperfina. O número de níveis produzido é igual ao número de orientações possíveis para o momentum angular I e J, ou seja, 2I + 1 se J ≥ I e 2J + 1 se I ≥ J. Em alguns casos o termo de quadrupolo se anula. De qualquer forma ele é pequeno comparado com o termo de dipolo. No limite em que $B_J \ll A_J$, há uma analogia entre a interação magnética que por um lado gera uma estrutura fina e por outro gera a estrutura hiperfina. Nesta analogia os números quânticos (L,S,J) são trocados pelos números (J,I,F).

EFEITO ZEEMAN NA PRESENÇA DE CAMPO FRACO

Em campos magnéticos em que a condição $g_J\mu_B B << A_J$ é satisfeita, e o spin nuclear I e o momentum angular J permanecem acoplados. O terceiro e quarto termo da equação (2.2.1) introduzem uma energia extra E_{FM_F}.

$$E_{FM_F} = g_F\mu_B BF = g_F\mu_B BM_F \qquad (2.2.4)$$

$$g_F = g_J\frac{(F(F+1) + J(J+1) - I(I+1))}{2F(F+1)} - g_{I_M}^{m}\frac{(F(F+1) + I(I+1) - J(J+1))}{2F(F+1)}$$

O número quântico M_F assume 2F+1 valores de -F a F. A interação com o campo magnético levanta a degenerescência de grau (2F+1) em cada nível hiperfino e causa a precessão do vetor F em torno do campo magnético com uma frequência $\omega_L = g_F\mu_B B/\hbar$, como mostra a Fig. 4.

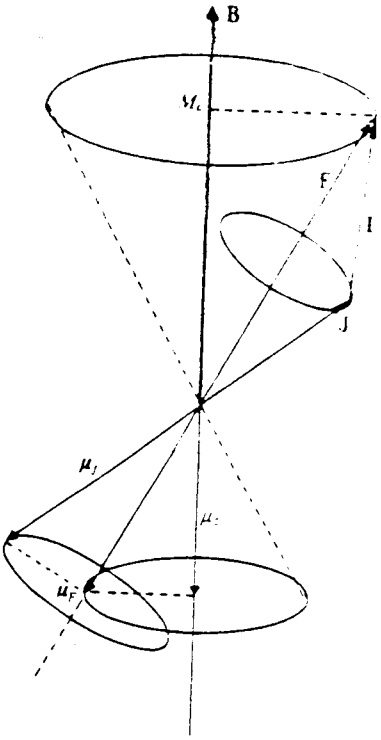

Fig. 4- Representação da precessão do vetor F em torno do campo magnético.[5]

EFEITO ZEEMAN NA PRESENÇA DE CAMPO FORTE

No limite de campo forte, $g_J\mu_B B >> A_J$, a hamiltoniana hiperfina é calculada considerando-se o desacoplamento de I e J. Fazendo-se um tratamento de teoria de pertubação obtemos que a energia é:

$$E_{M_J M_I} = g_J\mu_B BM_J - g_I\mu_n BM_I + A_J M_J M_I + \frac{B_J}{4I(2I-1)J(2J-1)}(3M_J^2 - J(J+1))(3M_I^2 - I(I+1)) \qquad (2.2.5)$$

O primeiro termo da equação representa o desdobramento Zeeman do multipleto caracterizado pelo número quântico J enquanto que o terceiro termo é devido ao desdobramento em subníveis M_J, que foram subdivididos em (2I+1) níveis hiperfinos. O segundo e o quarto termo são os mesmos que aparecem na equação (2.2.1).

EFEITO ZEEMAN NA PRESENÇA DE CAMPO INTERMEDIÁRIO

No regime de campo intermediário os elementos de matriz, H_{HFS}, devem ser calculados e os níveis de enegia obtidos através da solução de uma equação secular. Um caso que permite uma equação fechada é o de I ou J serem $\leq 1/2$, cuja solução é dada pela fórmula de Breit-Rabi. Esta fórmula é muito útil, pois se aplica ao estado fundamental $S_{1/2}$ dos alcalinos. Vamos analisar o caso em que $J = 1/2$ e I é arbitrário.

$$E_{M_J M_I} = -\frac{h\nu_{HFS}}{2(2I+1)} - g_I \mu_n B M_q \pm \frac{h\nu_{HFS}}{2}\left(1 + \frac{4M_q}{2I+1}x + x^2\right)^{1/2} \qquad (2.2.6)$$

$h\nu_{HFS} = A_J(I + \frac{1}{2})$ é a separação em energia entre os níveis $F=I \pm \frac{1}{2}$

em campo magnético nulo, $M_q = M_I \pm \frac{1}{2}$, e x um parâmetro adimensional dado por:

$$x = \frac{(g_J + g_I m/M)\mu_B B}{h\nu_{HFS}}$$

O sinal positivo da energia corresponde aos estados oriundos dos níveis hiperfinos $F=I + 1/2$ a campo zero; o sinal negativo da energia corresponde a estados originários de $F = I - 1/2$.

Como a interação de quadrupolo se anula para $J = 1/2$ então a fórmula de Breit-Rabi nos dará, desprezando o termo $g_I \mu_B B M_F$, que é pequeno, e considerando o M_J de maior projeção, que a energia é proporcional ao campo, assim como era em campo

fraco e forte. Então teremos uma reta nos três regimes de campo e o coeficiente angular desta reta será sempre o mesmo independente do regime considerado, como mostra a Fig.5.

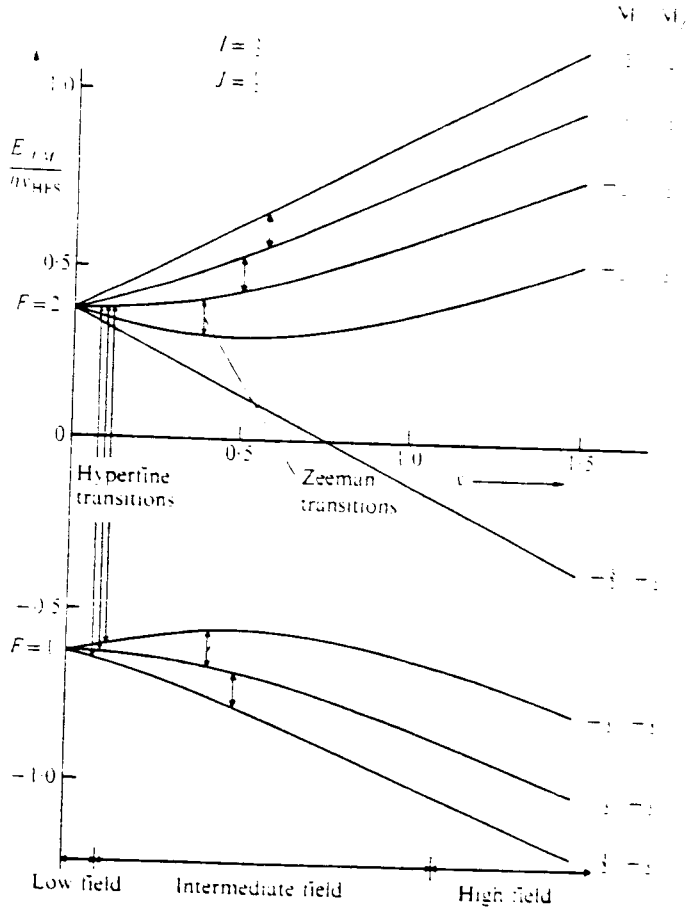

Fig. 5 - Diagrama do desdobramento dos níveis devido à aplicação da fórmula de Breit-Rabi, para I=3/2.[5]

Campo magnético

estático B

Fraco	$\Delta M_F = 0, \pm 1$	$F = 0 \leftrightarrow F = 0$
Fraco	$\Delta F = 0, \pm 1$	$F = 0 \leftrightarrow F = 0$
Forte	$\Delta M_J = \pm 1$	$M_J = 0 \leftrightarrow M_J = 0$
Forte	$\Delta M_I = 0$	$M_J = 0 \leftrightarrow M_J = 0$

Fig.6-Regras de seleção para transições por dipolo elétrico entre estados hiperfinos pertencentes ao mesmo momentum angular eletrônico J.

Isótopo	n	$A_J(n^2S_{1/2})$ (MHz)	$A_J(n^2P_{1/2})$ (MHz)	$A_J(n^2P_{3/2})$ (MHz)	$B_J(n^2P_{3/2})$ (MHz)
^{7}Li	2	401,75	46,17	-3,07	-0,18
	3	_	13,5	-0,96	_
^{23}Na	3	885.82	94,3	18,65	2,82
	4	202	_	6,006	0,86
^{39}K	4	230,85	28,85	6,09	2,77
	5	55,5	8,99	1,972	0,866
	6	21,81	_	0,866	0,370
^{85}Rb	5	1011,9	120,7	25,029	26,032
	6	239,3	39,11	8,25	8,16
	7	94,0	17,65	3,71	3,65
^{87}Rb	5	3417,3	409,1	84,852	12,510
	6	809,1	132,56	27,7	3,947
	7	318,1	59,92	12,57	1,768
	8	158,0	_	6,747	0,933
^{133}Cs	6	2298,16	292,1	50,31	-0,38
	7	546,3	94,5	16,609	-0,15
	8	218,9	42,97	7,626	-0.090
	9	109,5	_	4,129	-0,051

Fig.7-Valores de A_J e B_J para os isótopos mais abundantes dos vários alcalinos.[5]

2.3 - APLICAÇÃO DOS LIMITES DE CAMPO MAGNÉTICO AO NOSSO PROBLEMA

Trabalhamos com campos magnéticos da ordem de 200 G e o valor máximo que usamos foi 354 G. Usamos esses valores pois foram os indicados pela simulação que fizemos para que o processo de desaceleração ocorresse. Com estes valores de campo temos o regime de campo fraco para o estado fundamental e campo forte para o estado excitado, no nosso sistema de dois níveis idealizado, $6^2S_{1/2}F=4\ m_F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2}F'=5\ m_{F'}=5$.

Tanto no regime de campo fraco como no regime de campo forte a relação de ΔE versus B é linear. O mesmo não ocorre no limite de campo intermediário onde a relação geralmente não é linear.

Para o estado fundamental $6^2S_{1/2}F=4\ m_F=4$ a relação da energia em função do campo magnético é linear, para qualquer campo, de acordo com Breit-Rabi, uma vez que $J = 1/2$ e a projeção de m_F é máxima[6].

Para o estado excitado $6^2P_{3/2}\ F' = 5\ m_{F'} = 5$, que junto com estado fundamental, citado no parágrafo anterior, constitui o nosso sistema de dois níveis, estamos trabalhando em regime de campo forte. Nesta situação, a relação da energia versus campo também será uma reta. Entretanto, não podemos afirmar, a priori, como no parágrafo anterior, que a relação seja linear nos três limites de campo. Pois como $J = 3/2$ e $I = 7/2$ não se aplica Breit-Rabi. Contudo concluímos que, mais uma vez, a dependência é linear nos três regimes. Pois para campo fraco o coeficiente angular vale 5x560 KHz/G =

2.8 MHz/G (ver Fig.8). Este valor é o mesmo de campo forte. Assim no regime de campo intermediário é razoável aproximar para uma dependência linear com o mesmo coeficiente angular.

Vamos analisar porque o sistema real se afasta do sistema de dois níveis. Como já foi mencionado trabalhamos em campo fraco não por escolha arbitrária ou limitação do equipamento mas imposto pela simulação, que obedece as condições de seguimento adiabático. A explicação mais detalhada deste ponto encontra-se na parte de segmento adiabático. O campo fraco nos traz algumas desvantagens.

Quando o campo é forte, mesmo imperfeições na polarização ou um mal alinhamento, entre o laser e o feixe atômico, não causarão transições indesejadas, por uma das duas razões: ou as transições são muito deslocadas por efeito Zeeman e estão fora da ressonância ou envolvem uma mudança em m_I, que é estritamente proibida em campos suficientemente fortes para desacoplar os spins nuclear e eletrônico[5]. O átomo se comportará como um sistema de dois níveis.

Essas imperfeições tornam-se importantes no regime de campo fraco onde não ocorre o desacoplamento dos spins nuclear e eletrônico. Isto causa uma certa probabilidade de ocorrerem transições "erradas", fora do nosso sistema de dois níveis.

Discutiremos, mais tarde, os demais niveis envolvidos nas transições "erradas", com ênfase naquelas de maior probabilidade de ocorrência. Também esclareceremos o critério usado para encontrarmos estas probabilidades.

Como veremos adiante essas transições "erradas" são muito importantes. É necessário, para a identificação da transição em que está havendo desaceleração, calcularmos a

variação das respectivas energias com o campo magnético. Esses níveis envolvem campos intermediários não mais sujeitos à fórmula de Breit-Rabi, tornando a situação mais complexa que a tratada anteriormente.

Para exemplificar o processo vamos analisar a transição $6^2S_{1/2}$ $F = 4$ $m_F = 4$ $\rightarrow$ $6^2P_{3/2}$ $F' = 5$ $m_{F'} = 4$. O estado fundamental é o mesmo nos dois casos. Em campo forte a variação da energia com o campo magnético nos dois estados excitados, $6^2S_{1/2}F'=5$ $m_{F'}=5$ e $6^2P_{3/2}F'=5$ $m_{F'}=4$ formam retas paralelas, mas deslocadas, com coeficiente angular 2,8 MHz/G. O quanto são deslocadas depende do comportamento a campos fracos e intermendiários. Em campo fraco $E \cong g_F \mu_B m_F B$ com $g_F = 2/5$. Logo, $E = 2{,}24B$ MHz. Uma outra forma de obtermos esse valor é multiplicando $m_F = 4$ por 560 KHz/G, retirado da Fig.8.

Vamos comparar o sistema de dois níveis devido à transição $6^2S_{1/2}$ $F=4$ $m_F= 4$ $\rightarrow$ $6^2P_{3/2}$ $F'=5$ $m_{F'}=5$ com o sistema devido à transição $6^2S_{1/2}$ $F=4$ $m_F=4$ $\rightarrow$ $6^2P_{3/2}$ $F'=5$ $m_{F'}=4$. No regime de campo fraco, há uma diferença de coeficiente angular entre as duas transições. Lembrando que $E= g_F \mu_B M_F B$, regime temos que os coeficientes angulares das retas serão respectivamente: 2,8 MHz/G e 2,24 MHz/G.

Em campo intermediário a situação é bem mais complexa, pois não há nenhuma expressão que tenha a dependência explícita da energia com o campo. Devemos lembrar que não podemos usar a fórmula de Breit-Rabi pois, no nosso caso, $I=7/2$ e $J=3/2$. Como não temos uma expressão para o comportamento na região intermediária vamos fazer uma aproximação: admitiremos que o trecho em questão seja uma reta de coeficiente angular intermediário entre o

correspondente ao campo fraco (2.24 MHz/G) e o correspondente ao campo forte (2.4 MHz/G). Então o coeficiente angular em campo intermediário será 2,52 MHz/G.

Dizemos que o campo é forte quando $B \gg A_J/g_J\mu_B$. Vamos supor que $B \geq 2A_J/g_J\mu_B$ seja o limite de campo forte e $B_J \leq A_J/2g_J\mu_B$ seja o limite de campo fraco, onde A_J é encontrado na tabela da Fig. 7. Podemos então conhecer os valores de B para cada uma das regiões e seus respectivos coeficientes angulares.

$6^2P_{3/2}$	Fraco	Intermediário	Forte
B (G)	$0 < B < 13,5$	$13,5 < B < 54$	$B > 54$
γ(MHz/G)	2,24	2.52	2,8
$6^2S_{1/2}$			
B (G)	$0 < B < 410$	$410 < B < 1641,5$	$B > 1641,5$

Portanto, o deslocamento entre as retas paralelas correspondentes aos estados $m_{F'} = 4$ e $m_{F'} = 5$ será dado pela soma da diferença entre os coeficientes angulares a campo fraco com a diferença entre eles a campo intermediário: $(13.5 - 0)\times(2.8 - 2.24) + (54 - 13.5)\times(2.8 - 2.52) = 19$ MHz. Então, a separação entre as retas será de 19MHz.

2.4 - Descrição da técnica

Consideremos um átomo que se movimenta contrapropagantemente à um feixe de luz, com velocidade v e na presença de um campo magnético B(z). A frequência do laser é ν_L e a de absorção do átomo na ausência do campo é ν_0. Haverá absorção de fótons quando a condição de ressonância for obedecida, ou seja, sempre que o efeito Doppler for compensado pelo efeito Zeeman e o átomo permanecer ressonante. Conforme o átomo entra na presença do campo magnético sua frequência deixa de ser ν_0 e passa ser $\nu_0 + \gamma B(z)$. Houve um deslocamento na frequência atômica, devido ao efeito Zeeman. A condição de ressonância toma uma forma nova.

Matematicamente temos:

$$k \cdot v = -(\nu_L - \nu_0) + \gamma B(z) \qquad (2.4.1)$$

onde $\gamma B(z)$ é abertura Zeeman dos níveis considerados, que é linear com o campo. Considerando que o átomo esteja sujeito a uma desaceleração a constante, sua velocidade será dada pela equação de Torricelli $v(z) = \sqrt{v_0^2 - 2az}$, onde v_0 é a velocidade inicial dos átomos. Substituindo a equação de Torricceli na condição de ressonância podemos determinar o campo magnético que manterá os átomos desacelerados:

$$B(z) = B_b + B_0 \sqrt{1 - \beta z} \qquad (2.4.2)$$

$$B_0 = \frac{Kv_o}{\gamma} \qquad \beta = \frac{2a}{v_o^2}$$

A constante B_b ajuda a evitar as transições erradas, deslocando as transições indesejadas para longe da ressonância, por efeito Zeeman. Campos magnéticos fortes removem o acoplamento entre o spin eletrônico e o magnético, evitando asssim transições que envolvam mudança no spin nuclear. Se tivéssemos controle sobre B_b poderíamos trabalhar a campo forte. Se no nosso magneto houvessem dois controles; um para o B_b e o outro para o gradiente do campo, poderíamos trabalhar em regime de campo forte mas mantendo a variação espacial do campo, suave. Como não temos esses dois controles somos obrigados a trabalhar em campo fraco para que o gradiente seja suave. A constante B_o representa o campo que produz o deslocamento Zeeman que é igual ao deslocamento Doppler para átomos com velocidade v_o.

Durante todo o processo retratamos o átomo de Cs como um sistema de dois níveis. Dentro do solenóide, a luz circularmente polarizada, σ^+, faz com que o sistema evolua e fique "preso" somente nos dois níveis $6^2S_{1/2}$ F=4 m_F=4 $\rightarrow$ $6^2P_{3/2}$ F'=5 $m_{F'}$=5, (veja a estrutra de níveis do átomo de Cs na Fig.8). Entretanto, existe a possibilidade do átomo fazer uma transição errada e decair para um outro nível qualquer, saindo de ressonância.

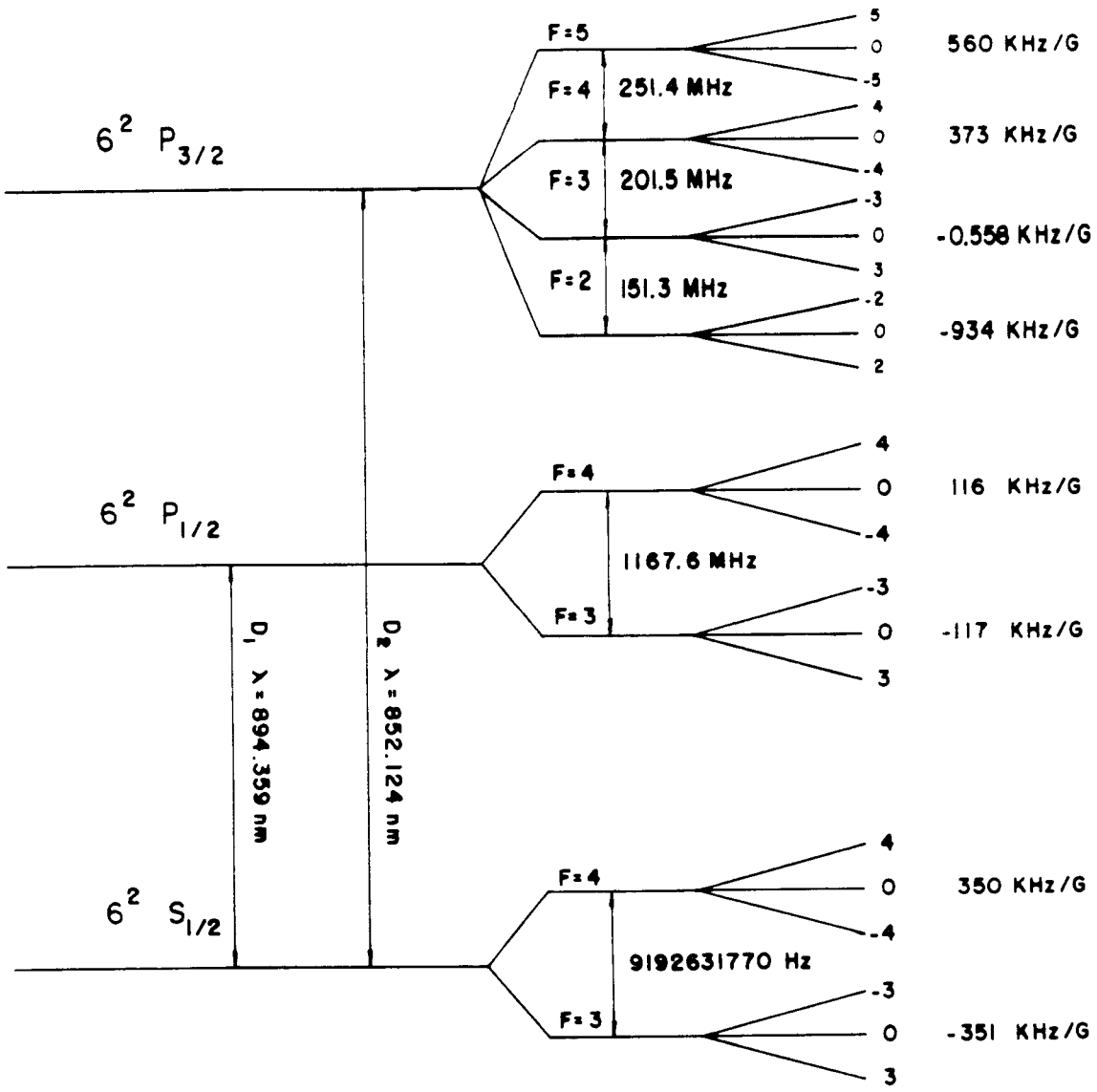

Fig. 8 - Esquema dos níveis de energia do átomo de Cs.

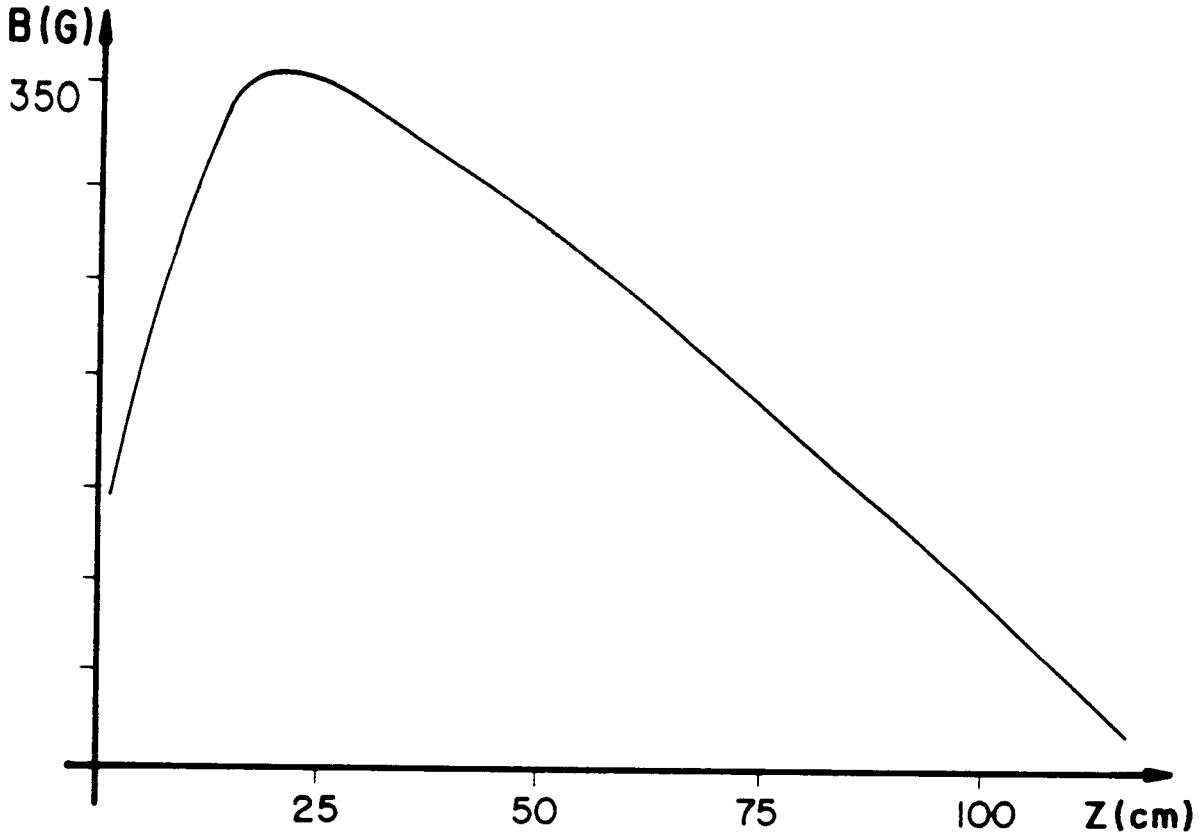

Fig. 9 - Perfil do campo magnético parabólico usado no experimento.

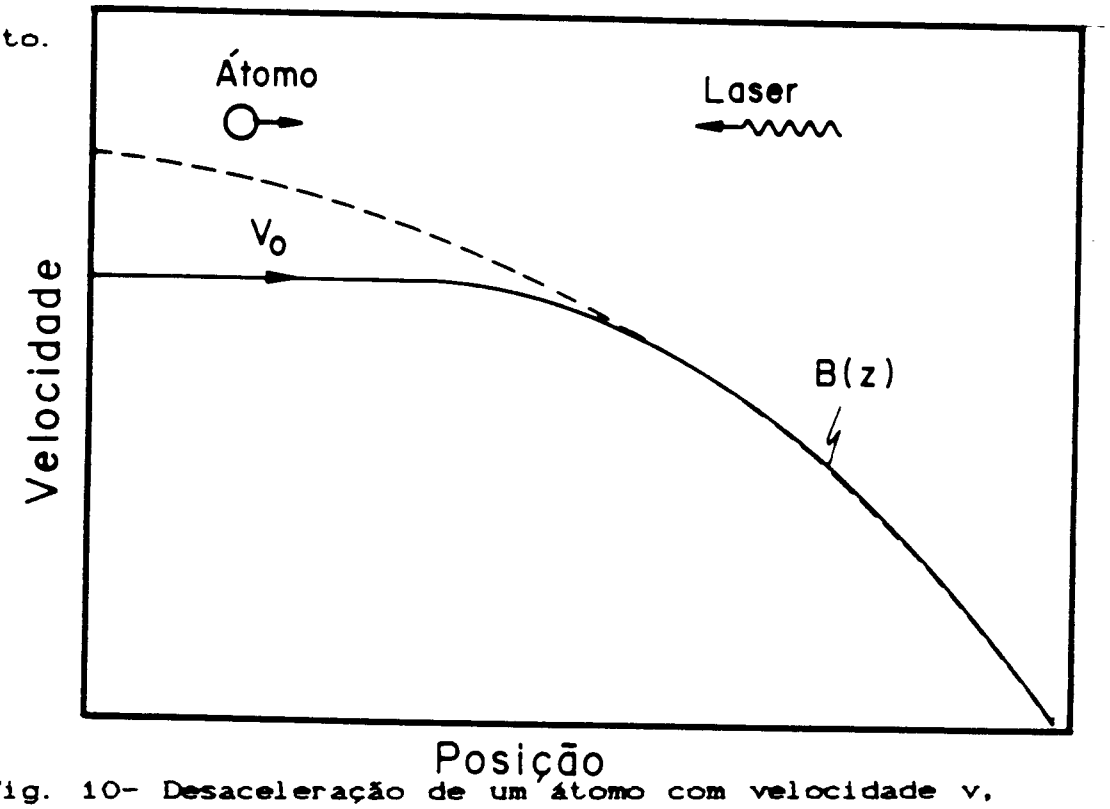

Fig. 10- Desaceleração de um átomo com velocidade v, na presença de um campo magnético.

Seja um átomo na presença de um campo magnético esquematizado na Fig.9, com velocidade inicial v_o e propagando-se no sentido oposto ao do laser desacelerador, conforme mostra a Fig.10.

Para que o processo de desaceleração seja concluído, é necessário que a condição de ressonância, $Kv = -\Delta + \gamma B(z)$, seja satisfeita, com $\Delta = \nu_L - \nu_o$. Se $_o kv < -\Delta + \gamma B(z)$, a condição de ressonância não é satisfeita. Entretanto, conforme o átomo desloca-se ao longo do tubo, o valor de B(z) diminui, a condição de ressonância é finalmente alcançada e neste momento o átomo começa a absorver fótons, iniciando o processo de desaceleração. Daí em diante o átomo acompanha o perfil do campo ressonantemente até o momento em que este se torna quase nulo. Se $kv_o > -\Delta + \gamma B(z)$ o átomo jamais será desacelerado pois o campo magnético sempre diminui e a condição de ressonância nunca será satisfeita.

Sendo assim, podemos afirmar que somente átomos com velocidades na região $kv_o \leq -\Delta + \gamma B(z)$ serão desacelerados. A partir do momento em que os átomos entram no processo de desaceleração, eles apresentam em cada ponto a mesma velocidade comum e emergem do sistema praticamente monocinéticos. Esse fato é conhecido como "velocity bunching"[3] e representa uma compressão do perfil de velocidades iniciais.

O processo de desaceleração descrito acima é produzido pela pressão de radiação, que é a força que o átomo sofre ao absorver um fóton. Na interação da radiação com a matéria cada fóton transfere ao átomo um momentum $\hbar k$. Portanto, a força máxima capaz de ser exercida sobre o átomo é, em média,

$F = \hbar k/2\tau$, onde τ é o tempo de vida do estado excitado e o fator 2 surge porque, no regime de saturação, metade dos átomos está no estado excitado enquanto que a outra metade se encontra no estado fundamental.

Até aqui, tratamos o problema como um sistema de dois níveis com largura de linha zero. Mas na realidade cada nível possui uma largura de linha não nula. Então, a força exercida sobre os átomos pode ser escrita como:

$$F = \frac{\hbar k}{m} f(v, \Delta, \Omega)$$

onde $f(v, \Omega, \Delta)$ é uma função forma de linha, que depende da velocidade, do "detuning" Δ, (diferença entre a frequência do laser ν_L e a frequência de ressonância ν_0), e da frequência de Rabi ($\Omega = \mu E/\hbar$), que está relacionada com o momento de dipolo da transição μ e com a intensidade da radiação. $f(v, \Omega, \Delta)$ é a função de probabilidade de transição que tem a forma de uma Lorentziana.

A força de radiação é dada por[7,8] :

$$F = \frac{\hbar k \Gamma^2 \Omega}{4(\Delta - kv)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} \qquad (2.4.3)$$

onde Γ é a largura de linha da transição. Repare que, estamos tratando o sistema na ausência do campo magnético. Para intensidades muito acima da saturação, o termo Ω^2 predomina sobre os outros termos do denominador e a força se reduz à:

$$F = \hbar k\Gamma/2, \qquad \Omega^2 \gg 4(\Delta - kv)^2 + \Gamma^2 \qquad (2.4.4)$$

No caso particular do Cs, $k=1,173 \cdot 10^8\ cm^{-1}$, $m=2,2 \cdot 10^{-28}\ g$ e $\Gamma= 5,3\ 10^6 s^{-1}$, assim temos uma aceleração máxima de:

$$a = \frac{\hbar k\Gamma}{2m} = 9\ 10^6\ cm/s^2 \qquad (2.4.5)$$

Para uma velocidade v_o=30000 cm/s necessitaríamos de apenas 50 cm para desacelerar os átomos de Cs. No entanto, devido ao segmento adiabático necessitamos de mais espaço para desacelerar os átomos.

2.5 - SIMULAÇÃO NUMÉRICA

Para conhecermos a velocidade do pacote de onda atômica como função da posição precisamos integrar a equação abaixo:

$$mv\frac{dv}{dz} = -\frac{\Gamma\Omega\hbar k}{[4(\Delta - \gamma B(z) + kv)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2]} \qquad (2.5.1)$$

Como essa equação é não linear ela só pode ser integrada numéricamente. Desenvolveremos este assunto nesta seção.

O programa que realiza esta integração numérica, Dsigmais, utiliza o método Runge-Kuta e foi desenvolvido numa tese de mestrado[9], para o caso do Na. Este programa adaptado por nós para o caso do Cs, encontra-se no apêndice A.

Como nosso trabalho é inédito precisávamos avaliar os valores ideais do campo magnético, do seu gradiente, da velocidade inicial dos átomos e do "detuning", antes de realizar o experimento. Daí a necessidade de uma simulação.

Os parâmetros utilizados foram:

Frequência de Rabi	Ω (MHz)
Velocidade inicial	v_o (cm/s)
Constante Zeeman	γ (MHz/G)
Módulo do vetor de onda	k (cm^{-1})
Coeficiente A de Einstein	A (MHz)
$\hbar k/m$	(cm/s)

A frequência de Rabi é dada por $\Omega = \mu E/\hbar$, onde $\mu=\langle\phi_j|e.r|\phi_i\rangle$ que é o elemento de matriz da transição por dipolo elétrico. A transição considerada é $6^2S_{1/2}$ $F=4$ $m_F=4 \rightarrow$ $6^2P_{3/2}$ $F'=5$ $m_{F'}=5$ que é uma transição hiperfina desdobrada por efeito Zeeman, da linha D_2 do Cs (852,2 nm). A frequência de Rabi também pode ser escrita na forma $\Omega^2 = (\Gamma^2/2)(I/I_s)$, onde I_s é a intensidade de saturação do Cs.

Determinamos a velocidade inicial a partir da temperatura do forno. Consideramos que o sistema é descrito pela distribuição de Maxwell e calculamos a velocidade mais provável no feixe, para T=125°C.

$$\tilde{v} = \sqrt{3k_B T/m} \cong 28000 \text{ cm/s}$$

A constante Zeeman é diferente para cada transição. No regime de campo forte a constante Zeeman é a mesma para o Na e o Cs e vale um magneton de Bohr (μ_B=1,4 MHz/G). No regime de campo fraco elas são distintas, como já foi explicado na seção (2.3).

O vetor de onda vale $k = 1/\lambda$.

O coeficiente A de Einstein, assim como a frequência de Rabi, dependem de μ. O coeficiente A de Einstein da transição D_2 é diferente do correspondente à uma transição hiperfina da linha D_2. Na literatura temos disponível somente o valor de A para a linha D_2, que vale 32,6 10^6 s^{-1} [10]. A fim de encontrarmos o coeficiente para a transição hiperfina devemos usar a definição[11]:

$$A = \frac{64\pi^4\nu^3|\mu|^2}{4\pi\varepsilon_0 3hc^2(2j_A+1)} \qquad (2.5.2)$$

$2j_A+1$ é a degenerescência do estado fundamental da linha D_2, que vale 2, pois $j=1/2$.

A probabilidade de ocorrer a transição D_2 é a soma das probabilidades de todas as transições possíveis. Essas probabilidades encontram-se na Fig.11, que são válidas para campo fraco. Os números desta tabela são encontrados usando-se as chamadas Regras de Soma da mecânica quântica[12].

Vamos calcular A para a linha hiperfina da transição D_2. Destacaremos as constantes da linha hiperfina como A'e μ' e o parâmetros da transição D_2 como A e μ. Vamos encontrar a relação de A' para A.

$$\frac{|\mu'|}{|\mu|} = \frac{1/45}{(1/45 + 7/240 + 5/336 + 1/21 + 1/16 + 1/144)} = 0,121212$$

$$A' = \frac{64\pi^4\nu^3 0,1212|\mu|^2}{4\pi\varepsilon_0 3hc^2} \qquad A = \frac{64\pi^4\nu^3|\mu|^2}{4\pi\varepsilon_0 3hc^2 2} \qquad \frac{A'}{A} = 0,1212 \times 2$$

$$A' = 0,2424A \qquad A' = 7,9\ 10^6\ s^{-1}$$

O termo $\hbar k/m$ depende do comprimento de onda do laser e da massa do átomo. Esta é uma forma conveniente de levarmos em conta a massa do átomo, no programa.

Para desacelerar o átomo ele deve acompanhar adiabaticamente o campo magnético. Quando a condição de ressonância for satisfeita o átomo seguirá o campo e

participará do processo de desaceleração. A condição de ressonância é necessária mas não é suficiente para que haja desacelerão. A variação espacial do campo magnético, o gradiente do campo, é também uma condição essencial para que haja desaceleração. O gradiente do campo não pode ser muito abrupto.

Na simulação encontramos as situações ideais para que ocorra a desaceleração. Como já foi mencionado, não podemos ter campos magnéticos muito altos, pois isso implica em termos um gradiente de campo muito abrupto. O gradiente de campo deve ser suave, para que os átomos sigam o processo adiabaticamente.

Além do campo magnético também precisamos conhecer os valores de "detuning" em que o processo ocorre. Observamos que há um intervalo de detuning útil ao nosso problema. Com valores maiores ou menores que os extremos deste intervalo não ocorre uma desaceleração efetiva.

Nos gráficos abaixo temos as situações possíveis. Na Fig.12a o átomo segue o processo adiabáticamente até o final do magneto e é desacelerado. Esta é a situação ideal. Na Fig.12b o "detuning" está muito para o azul, ou seja, a diferença de frequência, $\nu_L - \nu_0$, está grande para valores positivos. O átomo entra no processo, mas a desaceleração que ele sofre é desprezível. Ou então o átomo nem sequer chega a entrar em ressonância e segue com sua velocidade inicial até o fim do magneto. Na Fig.12c o "detuning" está muito para o vermelho, ou seja, muito negativo. O átomo entra no processo, sofre uma desaceleração significativa até o ponto que o gradiente é muito abrupto. A partir deste momento o átomo não

segue mais o campo adiabaticamente e ele abandona o processo de desaceleração. Este intervalo de "detuning" em que o processo de desaceleração ocorre chamamos de intervalo útil de "detuning".

Conforme variamos o "detuning" dentro do intervalo útil o átomo para em diversas posições dentro do magneto. A medida que o "detuning" vai para o azul o átomo para mais próximo do início do solenóide, o oposto ocore quando o "detuning" cresce para o vermelho.

Para fazermos espectroscopia nos átomos desacelerados seria necessário retirá-los do magneto. C.A.F.Leite e colaboradores[14], desenvolveram uma bobina que gera um campo extra no final do solenóide, de forma que se consegue extrair os átomos do solenóide. Essa bobina é comumente chamada de Bobina Extratora. Não a utilizamos no nosso trabalho.

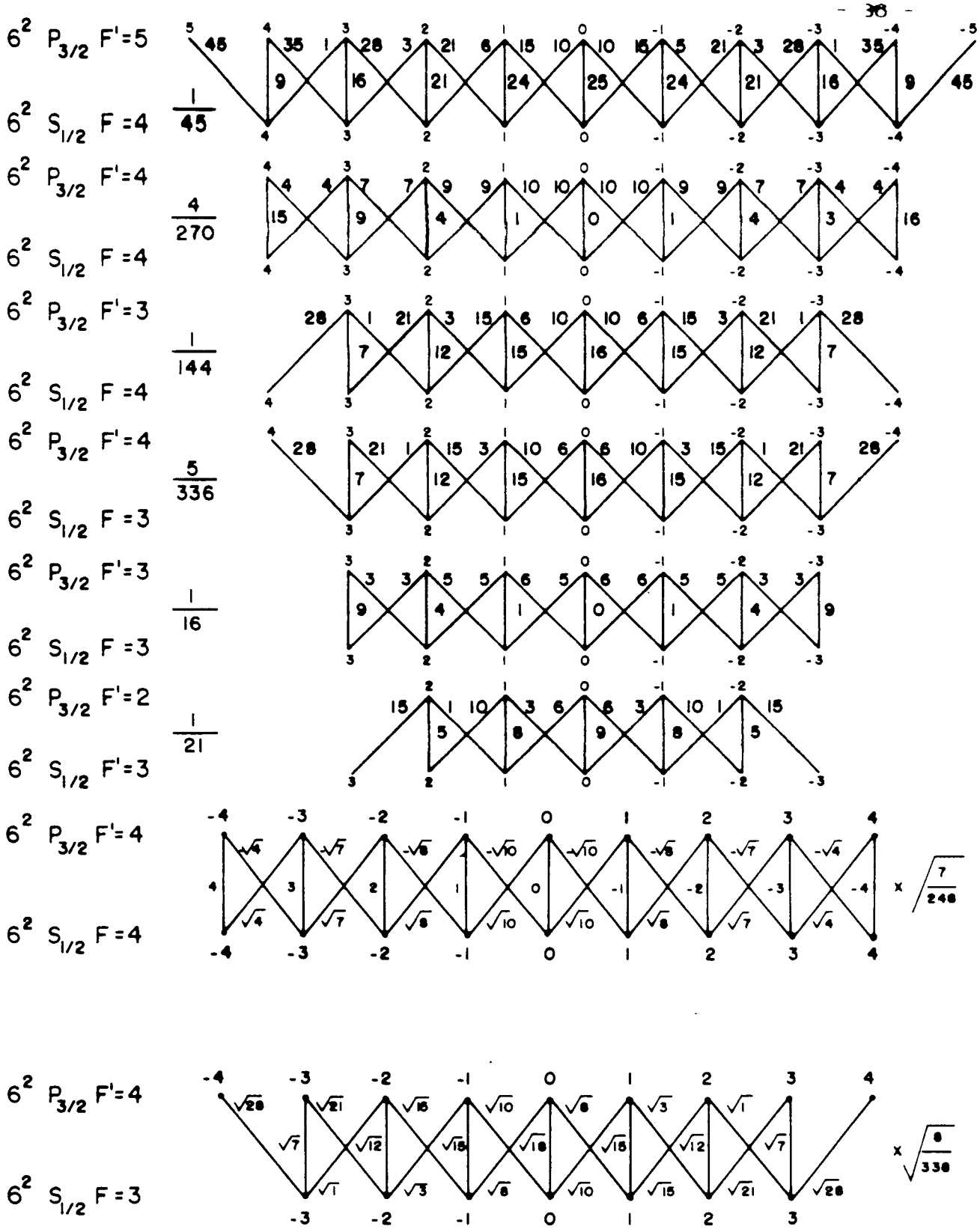

Fig.11 - Diagrama das probabilidades de transição do Cs.

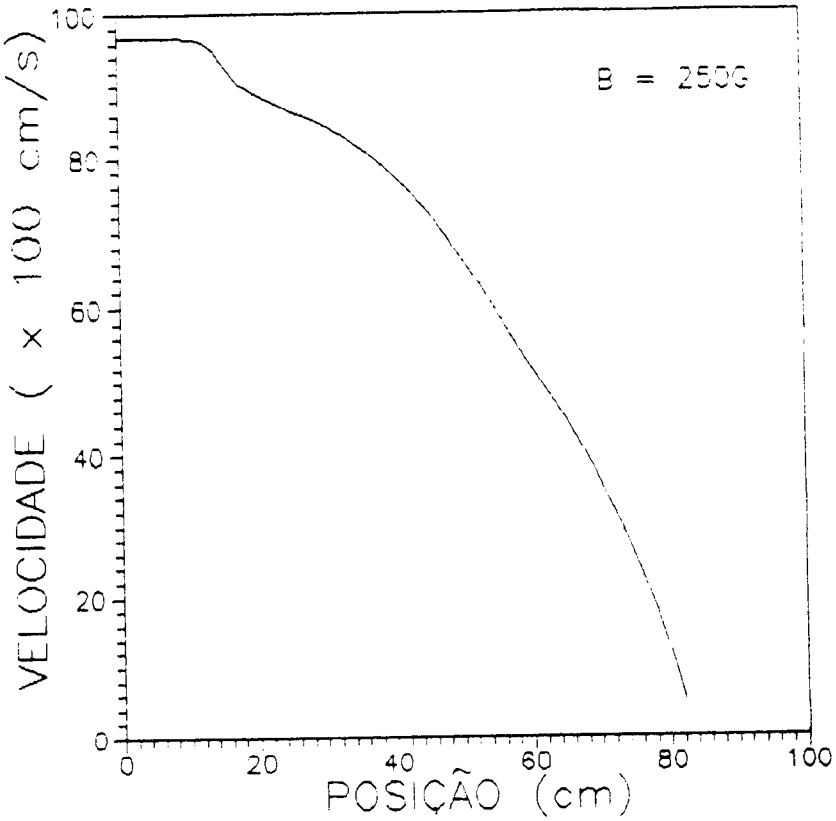

Fig.12a - Simulação da velocidade de um átomo em função da posição com "detuning" apropriado para a desaceleração.

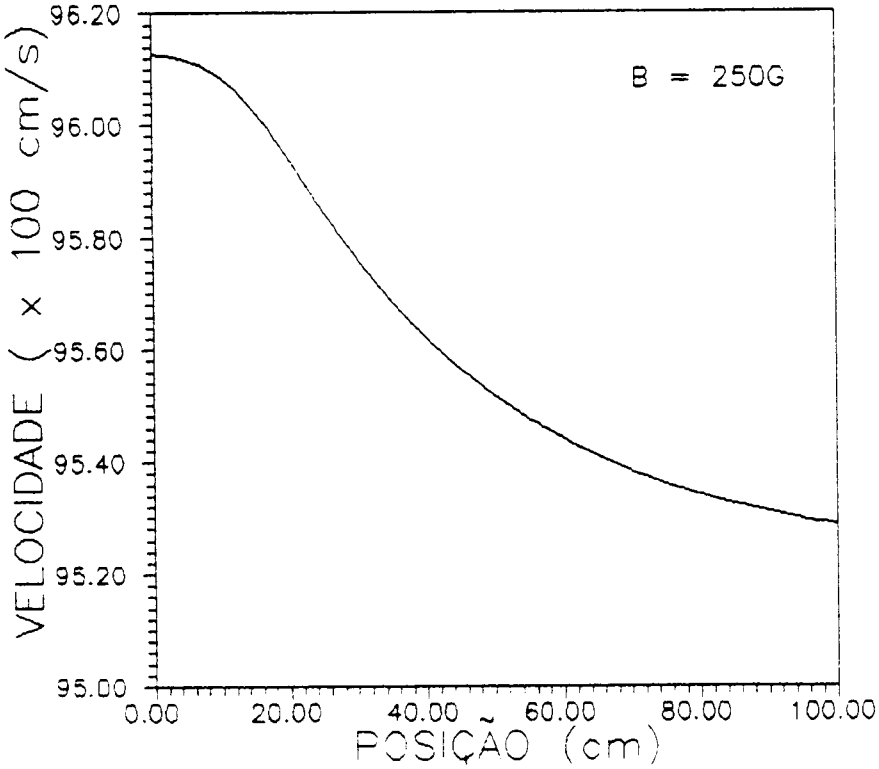

Fig.12b - Simulação da velocidade de um átomo como função da posição quando o "detuning" está muito para o azul.

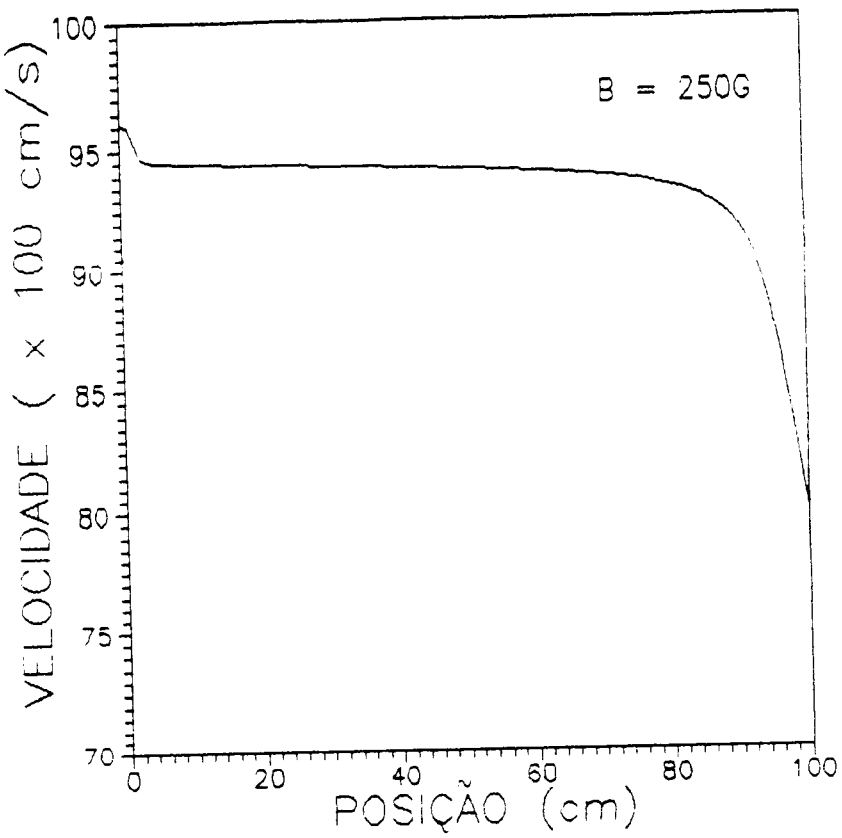

Fig.12c - Simulação da velocidade de um átomo em função da posição quando o "detuning" está muito para o vermelho.

Para o caso particular do Cs o intervalo de "detuning" útil é pequeno, mesmo para campos pouco intensos. Esse fato é de grande importância e responsável pela não desaceleração de átomos muito rápidos, incluindo grande parte da distribuição de velocidades iniciais. Vamos analisar isto com mais detalhes.

O forno estava a 125°C, o que implica em uma velocidade mais provável no feixe de 28000 cm/s. Como veremos nos resultados experimentais, só foi possível desacelerar átomos com velocidades iniciais abaixo de 15000 cm/s, mesmo usando as condições ideais de "detuning" e campo magnético. Conforme verificamos através das várias simulações, quanto mais aumentamos a velocidade inicial, mantendo as outras

condições fixas, mais o intervalo útil de "detuning" diminui. A liberdade de condições para desaceleração vai sendo reduzida progressivamente, até o instante em que o intervalo de "detuning" útil torna-se nulo. Daí em diante não encontramos mais as condições para que haja desaceleração. Os intervalos encontrados na simulação estão de acordo com os nossos resultados experimentais, como veremos no capítulo de resultados e conclusão. Portanto, com um magneto de 130 cm, como o nosso, não é possível desacelerar átomos com velocidade inicial maior que 15000 cm/s

2.6. - SEGUIMENTO ADIABÁTICO

Para que o processo de desaceleração se verifique o átomo deve seguir o campo adiabaticamente. Nesta seção discutiremos o que vem a ser seguimento adiabático.

Já mencionamos que há um limite máximo para aceleração. Isto implica em um limite máximo para o gradiente, de tal forma que:

$$\frac{d\nu}{dB}\frac{dB}{dz}.v < \frac{a_{max}}{\lambda} \qquad (2.6.1)$$

Onde, $d\nu/dB$ depende do efeito Zeeman.

Como já foi mencionado o "detuning" não pode estar fora do intervalo útil pois o átomo não se manteria no processo. Quando todas essas condições, de ressonância e segmento adiabático, são satisfeitas o átomo pode ser desacelerado. Dizemos então que o átomo segue o campo adiabaticamente e $kv \leq -\Delta + \gamma B$.

Uma análise matemática detalhada da ação da força radiativa sobre o átomo levará à compreensão do porquê que, em certas situações, o átomo segue o campo adiabaticamente e é completamente desacelerado; em outras situações isto não ocorre.

A força radiativa que age sobre o átomo na presença de um campo magnético, é:

$$m\frac{dv}{dt} = \frac{-\Gamma\Omega^2\hbar k}{[4(\Delta-\gamma B(z)-kv)^2+\Gamma^2+2\Omega^2]} \qquad (2.5.2)$$

O átomo possui frequência de ressonância ν_0. Quando ele entra no campo magnético sua ressonância sofre um deslocamento de $\gamma B(z)$ devido ao efeito Zeeman. Então, sua nova ressonância passa a ser $\nu_0+\gamma B(z)$. Substituindo a nova frequência de ressonância na expressão da força de pressão de radiação, obtemos a equação (2.5.2). A solução de (2.5.2) é dada por (2.5.3)[9,10] .

$$kv = f(z) \pm \frac{1}{2}\left\{\frac{\Gamma\Omega^2\hbar k^3}{m\gamma^2 B(z_0)\,\frac{dB(z_0)}{dz_0}} - \Gamma^2 - 2\Omega^2\right\}^{1/2} \qquad (2.5.3)$$

A solução com sinal negativo é a chamada de solução estável (pode seguir o campo adiabaticamente), enquanto que a outra é chamada de instável. Durante a sequência absorção-emissão há flutuações na fase, na amplitude e na frequência do laser[10]. Supondo a solução estável, temos que, quando há flutuações o átomo pode deixar de absorver algum fóton, e kv(z) não diminui. Desta forma, a função kv(z) se aproxima de f(z). Não havendo nova flutuação haverá desaceleração. Na medida em que ele se aproxima torna-se cada vez mais ressonante e espalha mais fótons de maneira que haja uma compensação dos fótons perdidos. Se kv(z) acompanhasse f(z) por cima, teríamos uma solução instável e ao deixar de absorver algum fóton o átomo estaria na iminência de abandonar

o processo. Qualquer flutuação no ciclo absorção-emissão colocaria o átomo mais longe da ressonância e ele sairia do processo de desaceleração.

$kv(z)$ deve se aproximar de $f(z)$ mas não deve cruzar esta função. Essa limitação é introduzida na variação do campo magnético. Se $kv(z)$ cruzar $f(z)$ ele deixa de ter uma trajetória estável e não segue mais o campo adiabaticamente.

$$kv(z) = f(z) \tag{2.5.4}$$

$$\frac{dB(z_o)}{dz_o} = \frac{\Gamma\Omega^2\hbar k^3}{m\gamma^2(\Gamma^2+2\Omega^2)}\,\frac{1}{B(z_o)} \tag{2.5.5}$$

Essa expressão é consequência direta do fato de que a aceleração $a = (\gamma/k)(dB_v/dz) \leq a_{max}$, isto é, que deve ser sempre menor que a aceleração máxima. Então, podemos afirmar que, quando o gradiente do campo ultrapassa um determinado valor, o átomo não consegue seguir o campo adiabaticamente. Gradientes abruptos não são capazes de controlar a pressão de radiação e desta forma o átomo não suporta mais pequenas flutuações.

2.7 - Bombeamento Óptico

Durante todo o processo de desaceleração estamos interessados na transição $6^2S_{1/2}$ $F=4$ $m_F=4$ $\rightarrow$ $6^2P_{3/2}$ $F'=5$ $m_{F'}=5$. O ideal seria que só houvesse essa transição.

Vamos analisar como os átomos emergem do forno e como ultilizá-los na produção do feixe atômico.

Conforme indicado no diagrama de níveis de energia, Fig.8, o estado fundamental do Cs é formado por dois estados hiperfinos, separados por 9,2 GHz. O vapor de Cs dentro do forno é tratado classicamente pela distribuição térmica de Boltzman. A razão entre as populações dos dois níveis é dada por: $N_1/N_2=(g_1/g_2)\ [\exp(-\beta E_{12})]$, $\beta=1/K_BT$, sendo g a degenerecência de cada nível. Como $E_{12} \ll k_BT$, então $(N_1/N_2)\cong(g_1/g_2)$. A energia térmica a $T\cong 100°C$ é de aproximadamente $E=8.10^3$ GHz. Então, as populações estão na razão das degenerescências dos níveis, ou seja, $N_1/N_2=g_1/g_2=7/9$. Logo, seria intuitivo pensar que 9/16, 56%, da quantidade de átomos que saem do forno participam do processo de desaceleração. Mas, devido ao bombeamento óptico essa razão vai zero num intervalo de tempo muito curto.

Entre a saída do forno e a entrada do solenóide o átomo pode fazer transições de acordo com a regra de seleção $\Delta F=0,\pm1$. Nesse intervalo os átomos só podem ser excitados ópticamente, pois não há colisão, uma vez que o feixe é efusivo.

Temos um laser em ressonância com a transição $6^2S_{1/2}$ $F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2}$ $F'=3, 4, 5$. Então segundo as regras de seleção os átomos podem transicionar para estes três estados excitados. Esses átomos ao decaírem podem ir para o nível F=3 do estado fundamental, da onde não poderíam mais ser excitados, pois o laser desacelerador não está ressonante com nenhuma transição saindo desse nível e não há excitação por colisão, uma vez que temos um feixe efusivo. Assim, em um curto intervalo de tempo não teríamos mais átomos para participarem do processo. Esse fenômeno é conhecido na literatura como bombeamento óptico.

A fim de recuperarmos os átomos que decairam para o nível F=3 do estado fundamental, introduzimos um segundo laser. Esse laser, chamado de rebombeamento, leva os átomos de $6^2S_{1/2}$ F=3 para $6^2P_{3/2}$ $F' = 2,3,4$. O nosso objetivo é que todos os átomos estejam submetidos à transição de $m_F=4$ para $m_{F'}=5$.

Escolhemos o eixo de quantização do sistema como sendo ao longo do campo magnético (eixo z).

Ao entrarem no campo magnético os átomos tem suas linhas desdobradas, por efeito Zeeman. A partir daí teremos também regras de seleção para os m_F, $\Delta m_F=0,\pm1$. O diagrama da Fig.13 mostra as transições que o átomo pode fazer. Durante a absorção do fóton, deve haver uma variação positiva de momentum angular total do átomo (pela luz ser σ^+). No decaimento, o átomo também deve obedecer as regras de seleção ($\Delta m_F= \pm1, 0$). Após algumas transições, o sistema evolue para o estado de maior projeção de momentum angular $P_{3/2}$ ($F'=5$ $m_{F'}=5$) (veja as linhas cheias da Fig.13).. A partir deste momento ele fica fixo nessa transição e só podera decair para

o estado $S_{1/2}$ (F=4 m_F=4). Pois as regras de seleção não permitem que eles decaiam para outros níveis. A partir desse momento, o átomo passa a se comportar como um sistema de dois níveis e fica sujeito apenas a esta transição.

Como já foi mencionado o nosso sistema atômico não é um sistema de dois níveis perfeito. Fatores como imperfeições na polarização, que não é completamente σ^+, e o alinhamento do campo magnético com o feixe laser também contribuem para que o nosso sistema se afaste das condições ideais.

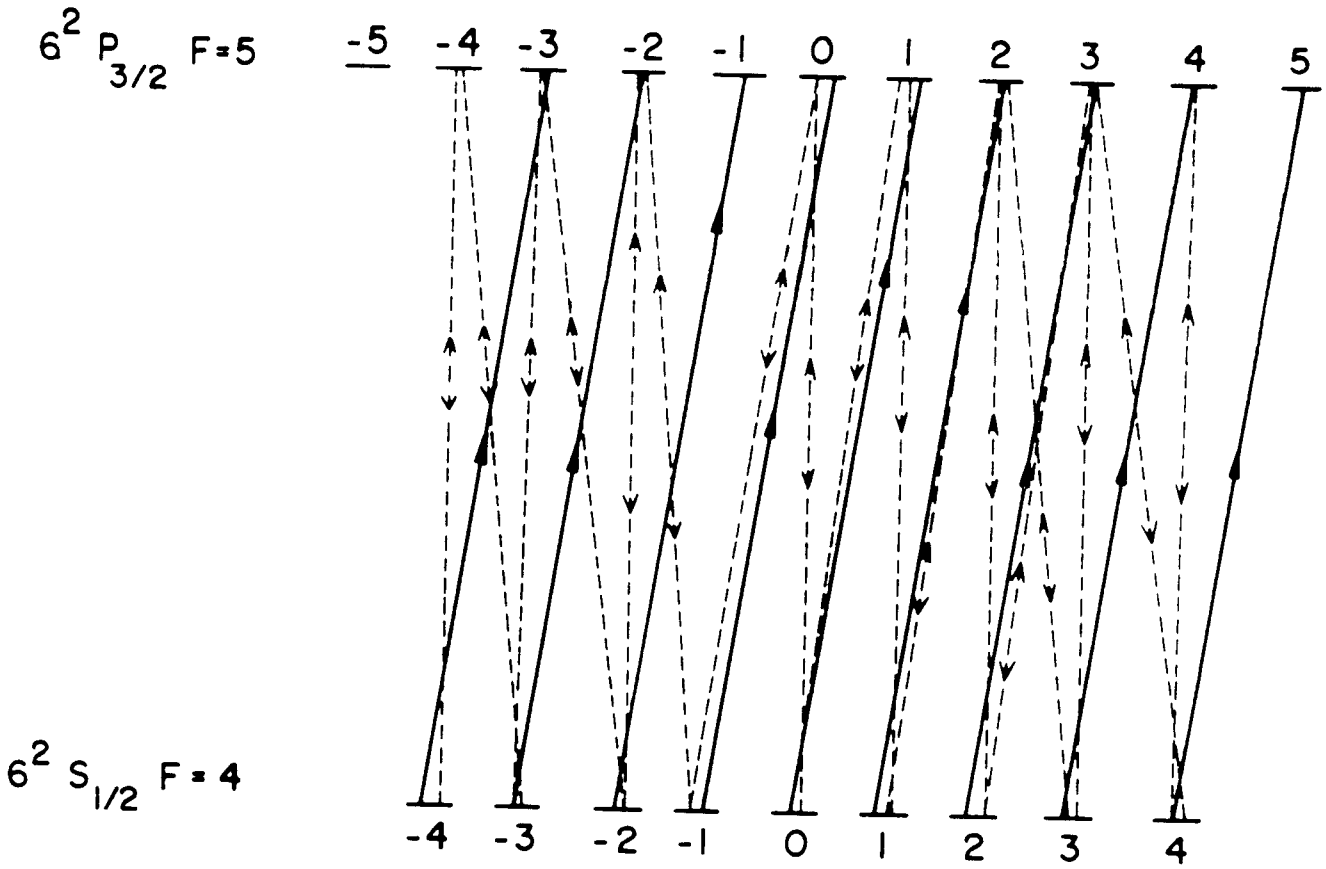

Fig.13 - Esquema simplificados das transições do Cs. As linhas tracejadas indicam as transições possíveis enquanto que as cheias indicam as levam à evolução do sistema.

Devido ao que chamamos de bombeamento óptico fomos obrigados a usar um segundo laser a fim de recuperar os átomos que decairam para o sub-nível hiperfino do estado fundamental, não ressonante com o laser principal. Não pdemos utilizar o recurso de introduzir bandas laterais em frequência, "side-bands", como é comum nas experiências com o Na, pois a separação em energia dos sub-níveis do estado fundamental do átomo de Cs é de 9,2 GHz e náo dipomos de modulador eletro-óptico nessa faixa de frequência.

REFERÊNCIAS

1 - W. Phillips, J. Prodan and H. Metcalf, J. Opt. Soc. Am. B, 2, 1751 (1985)

2 - W. Phillips e H. Metcalf, Phys. Rev. Lett, 48, 596 (1982).

3 - V. S. Bagnato, G. Lafyatis, A. Martin and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett., 58, 2194 (1987)

4 - J. Prodan, W. Phillips and H. MetcaLF, Phys. Rev. Lett., 49, 1149 (1982)

5 - A. Corney, "Atomic and Laser Spectrocopy", Clarendon Press, Oxford (1977), p. 667 e seguintes

6 - M. Missushima, "Quantum Mechanics of Atomic Spectrocopy and Atomic Structure", W. A. Benjamin Inc., New York (1970), p. 336

7 - R. J. Cook, Phys. Rev. A, 20, 224 (1979)

8 - S. Stenholm, Phys. Rep., 43, 151 (1978)

9 - R. J. Napolitano, "Simulação do Processo de Desaceleração de Átomos pela Técnica de Ajuste Zeeman.", Tese de Mestrado, IFQSC, (1990)

10 - O. S. Heavens, J. Opt. Soc. Am., 51, 1058 (1961)

11 - E. U. Condon e G. H. Shortley, "The Theory of Atomic Spectra", Cambridge Press, London (1959)

12 - H. A. Bethe and E. E. Salpeter, "Quantum Mechanics of One and Two Electrons Atoms", Spring-Verlag, Berlin (1957), p. 274 ou W. R. Hindmarsh, "Atomic Spectra", Pergamon Press, London (1967) p. 83

13 - R. J. Napaolitano, S. C. Zílio and V. S. Bagnato, Opt. Comm., 80, 110 (1990)

14 - C. A. F. Leite, Tese de doutorado, IFQSC, (1992)

CAPÍTULO III - O LASER DE DIODO

Apesar de ter funcionado já nos primeiros anos do advento do laser, só recentemente os lasers de semicondutor tornaram-se uma fonte de radiação coerente amplamente difundida na comunidade dos espectroscopistas e, de fato, nos dias atuais são largamente utilizados em diversas experiências de física atômica, tornando-se mesmo um forte concorrente para os lasers de corante. A razão desse sucesso deve-se sobretudo às relativamente recentes performances tecnológicas que permitem o funcionamento desses lasers à temperatura ambiente, apesar das enormes densidades de corrente que atravessam a junção diodo, com possibilidade de emissão monomodo e com frações de Watts de potência luminosa.

Na prática, para que os lasers à semicondutor funcionem de maneira estável suficiente para aplicação em física atômica, eles necessitam de estabilizacão em corrente e temperatura. Experimentalmente é possivel obter boas performances através da estabilização da temperatura a alguns milésimos de grau centígrado[1]. Por outro lado uma fonte estável de corrente pode ser obtida utilizando-se baterias químicas ou, fontes de corrente estabilizadas, com circuitos de realimentação.

Nessas condições, a largura de linha de diodos lasers tipo AlAsGa é tipicamente da ordem de 50MHz.

Os lasers à semicondutor funcionam em condições particulares se comparados a outros tipos de lasers, devido ao seu alto ganho que torna possível a oscilação laser mesmo com

cavidade de baixo fator de qualidade, em muitos casos constituido pela refletividade de Fresnel das interfaces semicondutor-ar. Estes lasers são então muito sensíveis aos, retornos ópticos. Sendo assim, podemos usar esta particularidade para melhorar as caracteristicas espectrais dessas fontes, reduzindo a largura de linha de emissão por até quatro ordens de grandeza e, por outro lado, podendo sintonizar sua frequência de emissão através do controle do retorno óptico.

Atualmente temos, disponível no mercado, uma vasta gama de lasers que emitem em faixas do infravermelho até o visível. Por exemplo na faixa de 1300-1500 nm o laser baseado no semicondutor quaternario InGaAsP; na faixa de 750-890nm, que nós usamos, à base de AlGaAs e os visíveis, em torno de 670 nm a base de InGaAlP[2].

Um dos problemas para utilização dos diodos lasers em espectroscopia atômica está ligado ao seu comportamento de histeresis em relação a variação de frequência em função da corrente e da temperatura. Embora os lasers possam ser sintonizados em uma faixa cerca de 3nm em torno de certa frequência central, definida pelo "gap" do semicondutor, somente aproximadamente um terço dessa faixa é coberta em uma exploração em corrente e/ou temperatura devido aos chamados saltos de modo. Existe então a possibilidade de que um certo diodo não emita em ressonância com a linha atômica embora esteja centrado à menos de 3 nm da frequência da transição atômica.

Existe uma vasta gama de aplicações dos lasers à semicondutor em física atômica, como, por exemplo, na manipulação mecânica de átomos pela luz, que é o tipo de

problema que nos interessa presentemente. Nesses experimentos é importante dispor de lasers com largura de emissão menor que a largura natural das transições atômicas. Para construção de uma armadilha magneto-óptica de átomos de Cs[3], por exemplo, trabalhamos com a transição ressonante D_2(de largura de linha de 5 MHz) e para isso é preferível dispor de lasers de largura de emissão inferior.

Existem várias técnicas que propiciam a redução da largura de linha da emissão laser. Nosso interesse se concentra nas técnicas que usam retorno óptico[4] na cavidade semicondutora. Outras técnicas utilizam uma realimentação eletrônica para corrigir o ruido do laser. Mas uma análise do espectro de ruido da emissão dos diodos mostra que é necessário reagir a variações que ocorrem numa larga faixa de frequência indo até alguns GHz, o que implica em uma eletrônica especial onde mesmo a geometria do circuito, por questões de propagação, torna-se importante.

Dentre as técnicas ópticas trabalhamos em um regime de fraco acoplamento, com um retorno de uma cavidade Fabry-Pérot de referência, de grande fator de qualidade Q[4] e em uma outra configuração, onde usamos uma cavidade externa formada por grade de difração em configuração de Littrow[5]. Nesta configuração, a oscilação da cavidade macroscópia prepondera sobre a oscilação na cavidade semicondutora. Estudamos o problema da cavidade externa formada por uma grade de difração, mas neste trabalho não incluimos os experimentos com essa configuração. Atualmente esse experimento está sendo optimizado.

3.1 - DISPOSIÇÕES GERAIS SOBRE O LASER DE DIODO

Os lasers de diodo são formados por uma junção-pn que opera na direção da polarização elétrica. Os portadores injetados se recombinam na junção-pn e emitem fótons. Como é usual na geração laser, a certo valor de intensidade (ganho maior que as perdas) a luz gerada é amplificada na cavidade semicondutor originando a emissão laser.

Para que ocorra a emissão laser é necessário uma grande densidade de portadores (10^8 cm^{-3}, tipicamente). Uma forma de se obter tal densidade de portadores é confinando o processo de recombinação ao menor volume possível. Chamamos de região ativa a região onde ocorre a recombinação com ganho óptico, essa região fica entre uma região do tipo-p e uma outra do tipo-n. Essa montagem constitui uma heterojunção, que está esquematizada na Fig.14. Assim, é possível obtermos alta densidade de portadores à temperatura ambiente e baixa corrente. Os lasers atualmente disponíveis são de dupla-heteroestrutura e emitem continuamente à temperatura ambiente, veja Fig.15.[4]

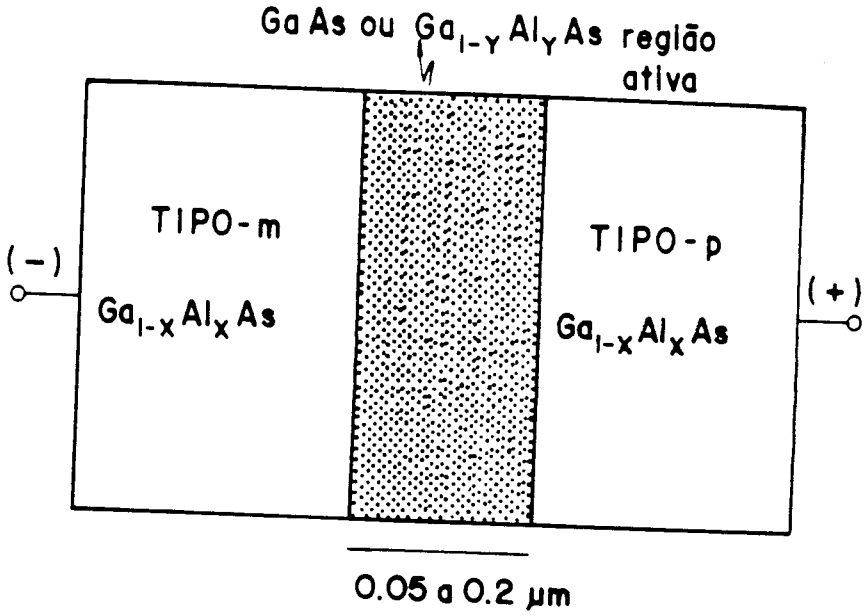

Fig.14 - Laser de diodo à base de GaAlAs, dupla hetrojunção[6].

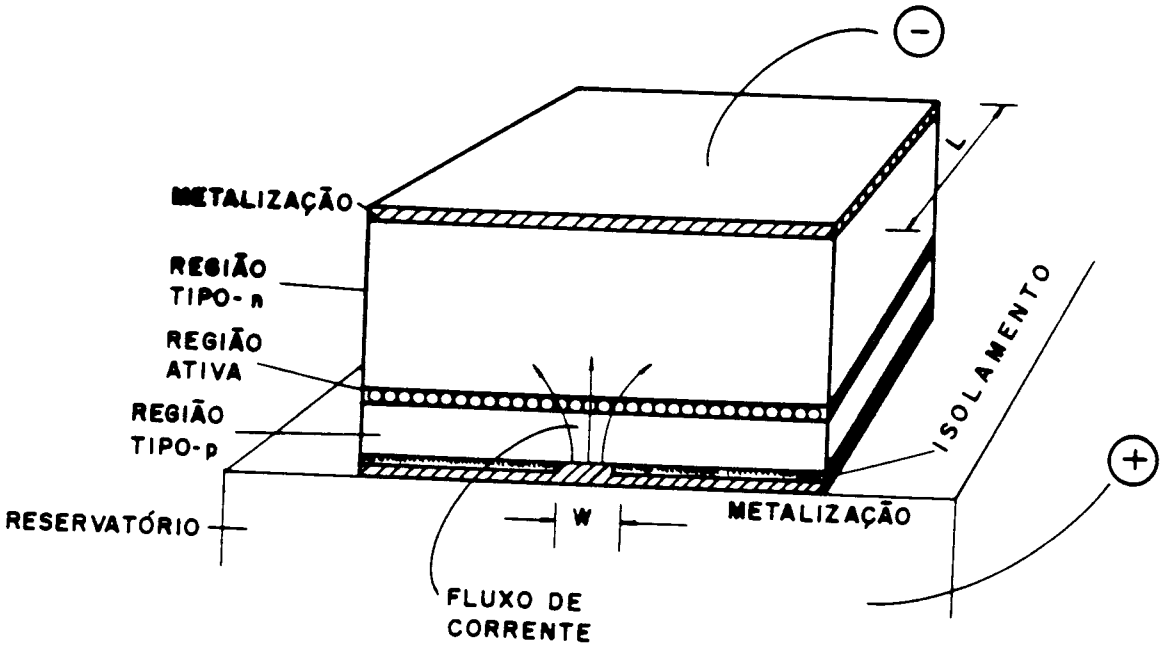

Fig.15 - Esquema de um laser de diodo de dupla hetroestrutura[6].

Nos lasers a semicondutor a transição eletrônica da banda de valência para banda de condução, resultante da recombinação elétron-buraco, ocorre de forma radiativa de modo que o fóton emitido tenha energia,

$$h\nu = E_c - E_v \qquad (3.1)$$

Semicondutores em que a transição da banda de valência para a banda de condução ocorrem segundo a equação acima são chamados de semicondutores de "gap" direto[6].

Ao aplicarmos uma voltagem, a barreira criada pela junção diminui e os elétrons podem atravessá-la, invertendo a população. Ao se recombinarem com os buracos emitem fótons de energia igual à energia do "gap" (E_g).

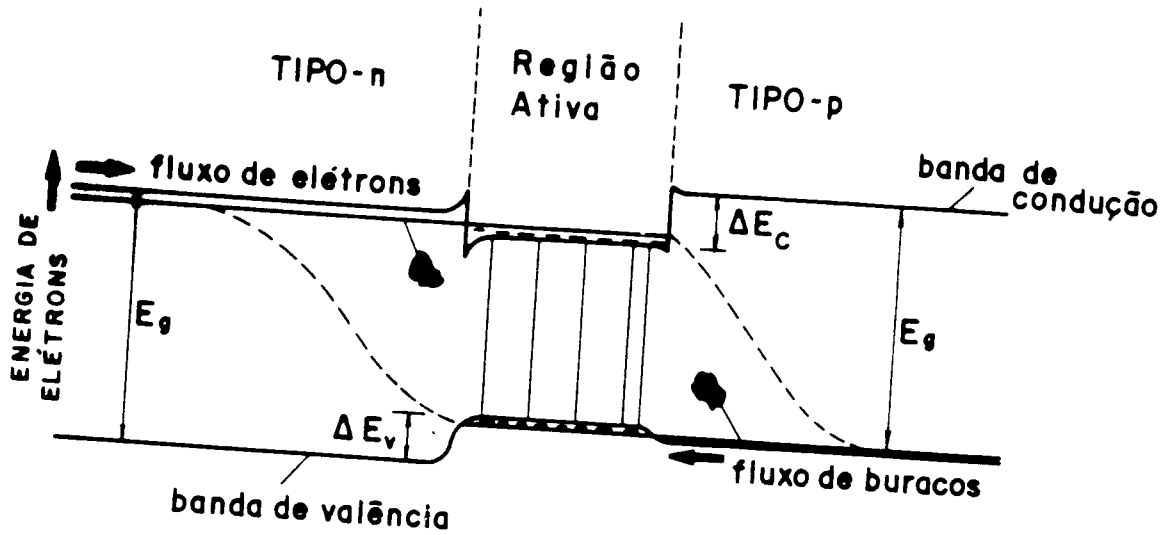

Fig.16 - Diagrama de níveis de uma junção com uma voltagem aplicada[6].

Os lasers que funcionam na faixa de frequência que trabalhamos (850 nm) são semicondutores do tipo GaAs, de gap direto. O substrato é GaAs enquanto que as camadas são $Ga_{1-x}Al_xAs$, onde (1 - x) é a concentração de Ga que foram trocados por Al que é tipicamente < 0.38 . Para x pequena ele ainda é um semicondutor de "gap" direto mas para x grande torna-se indireto. Conforme acrescentamos Al no GaAs o "gap" de energia se torna maior. Esse elemento serve, então para controlar faixa de frequência de emissão desses diodos lasers.

A região ativa da junção semicondutor é de dimensões micrométricas como indicado na Fig.17. A cavidade é constituída pela refletividade de Fresnel de suas faces que são clivadas de maneira que formem dois espelhos paralelos. A refletividade de cada face é de aproximadamente 30%, devido ao índice de refração do semicondutor na faixa de frequência da emissão que é n = 3,6. Lasers mais potentes possuem tratamento refletor na face traseira da cavidade e camada parciamente anti-refletora na face de saida. Os lasers mais potentes são mais instáveis e portanto mais difíceis de serem estabilizados, em particular em regime de fraco retorno óptico.

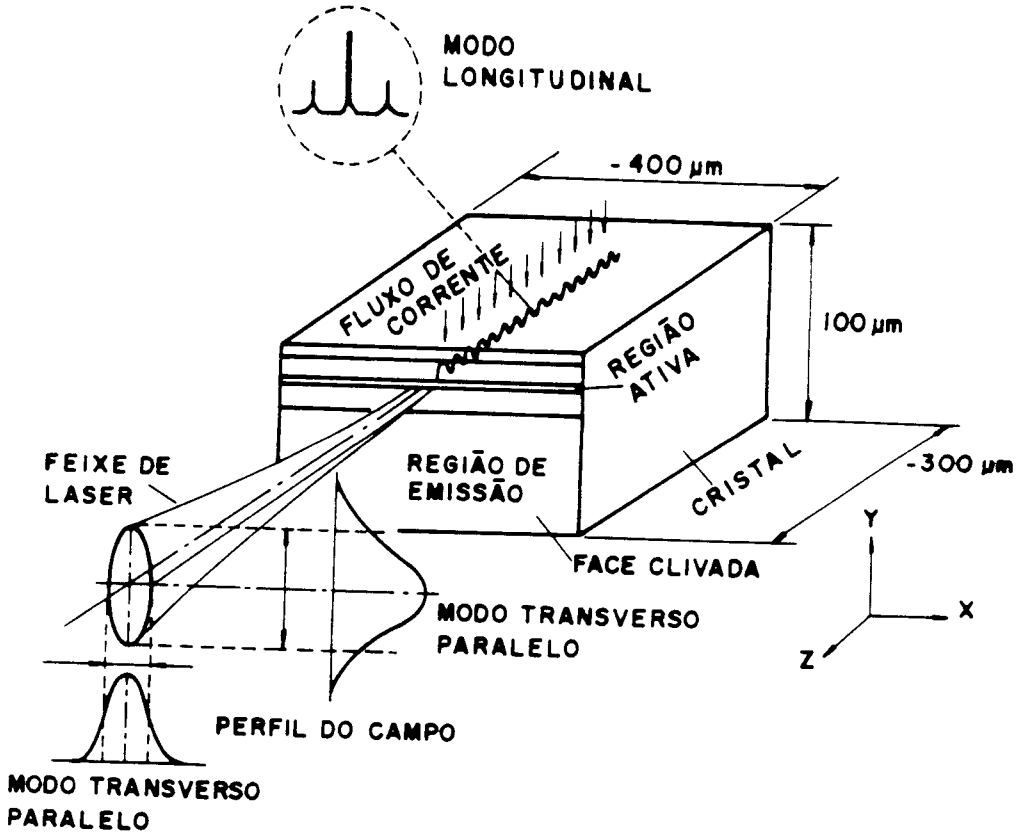

Fig.17 - Esquema do laser de diodo com suas dimensões.[6]

Há duas maneiras de confinarmos o modo da cavidade, o guiamento por índice e o guiamento por ganho. Na dupla heteroestrutura a região ativa de índice de refração n está entre duas camadas de índice de refração n'. Essa diferença de índice de refração confina a oscilação na região ativa, esse método é conhecido com guiamento por índice. O guiamento por ganho também confina elétrons na região ativa. A zona de amplificação é confinada lateralmente, pela própria estrutura do material, de maneira que o modo fundamental seja favorecido.

Como a luz é emitida por uma região retangular (da ordem de 0.1 μm por 0.3 μm) a saída do feixe será de forma divergente, como mostra a Fig.17. A divergência é tipicamente 30° na direção perpendicular a junção e 10° na direção paralela.

Se o modo principal da cavidade não estiver no centro da curva de ganho outros modos poderão ser favorecidos. Conforme variamos a temperatura do semicondutor ocorre uma mudança no índice de refração do material e consequentemente um deslocamento no comprimento de onda de ganho máximo. Em termos práticos temos $\Delta\lambda/\Delta T=0.34$ nm/$^{\circ}$K , $\Delta\lambda/\Delta I=0.12$ nm/mA. Uma variação da corrente e/ou da temperatura implica numa modificação na altura efetiva do "gap" de energia e no caminho ótico na cavidade. Isso limita a faixa de variação do laser para um mesmo modo de oscilação, significando que em certas condições o modo seguinte passa a ser privilegiado. Quando isso ocorre dizemos que o laser "pulou" de modo. Na Fig.18 apresentamos a variação do comprimento de onda de um laser de diodo em função da corrente e da temperatura. Essas medidas foram obtidas usando-se um medidor de onda dinâmico, quando estavam sendo iniciandos os trabalhos com lasers de diodo em nossos laboratórios[4].

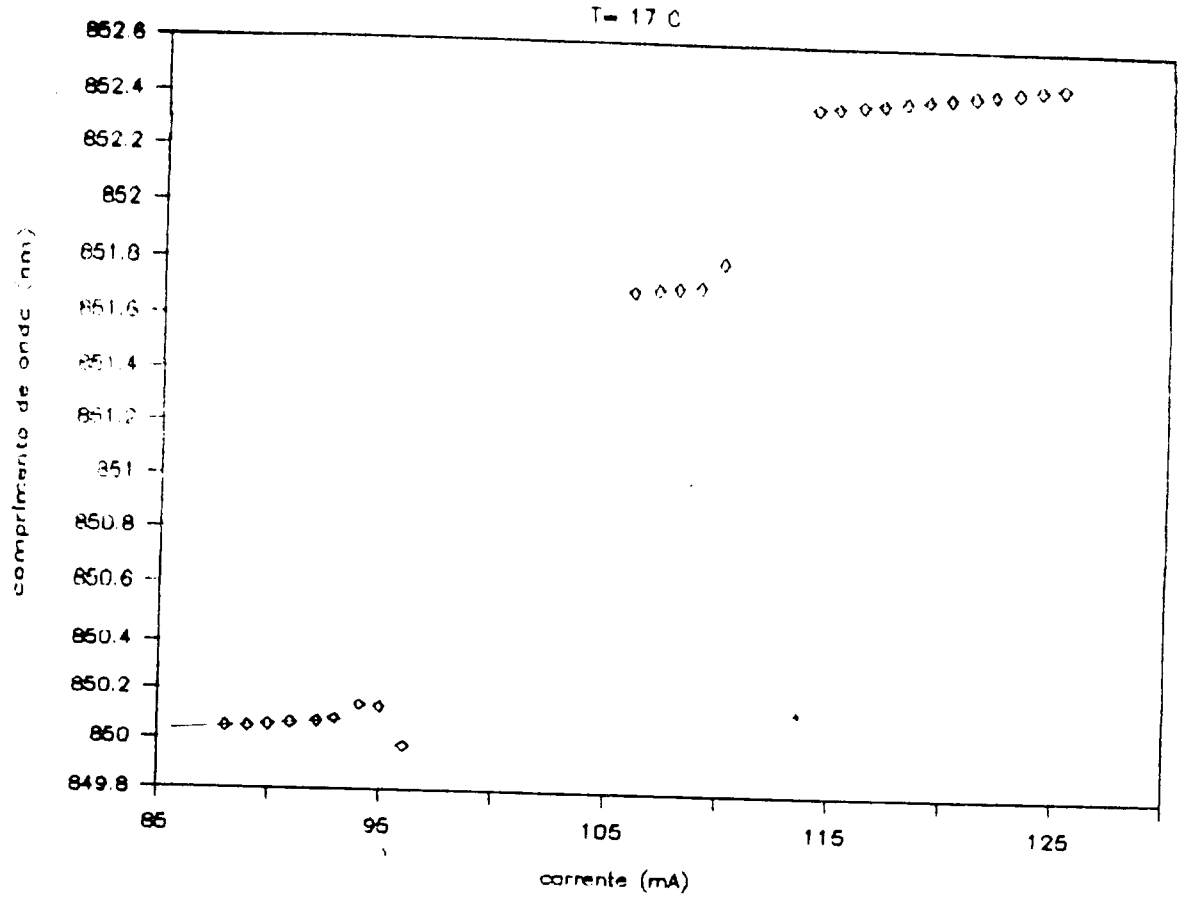

Fig.18a - Gráfico do comprimento de ondas do laser HLP 1400 versus a corrente[4].

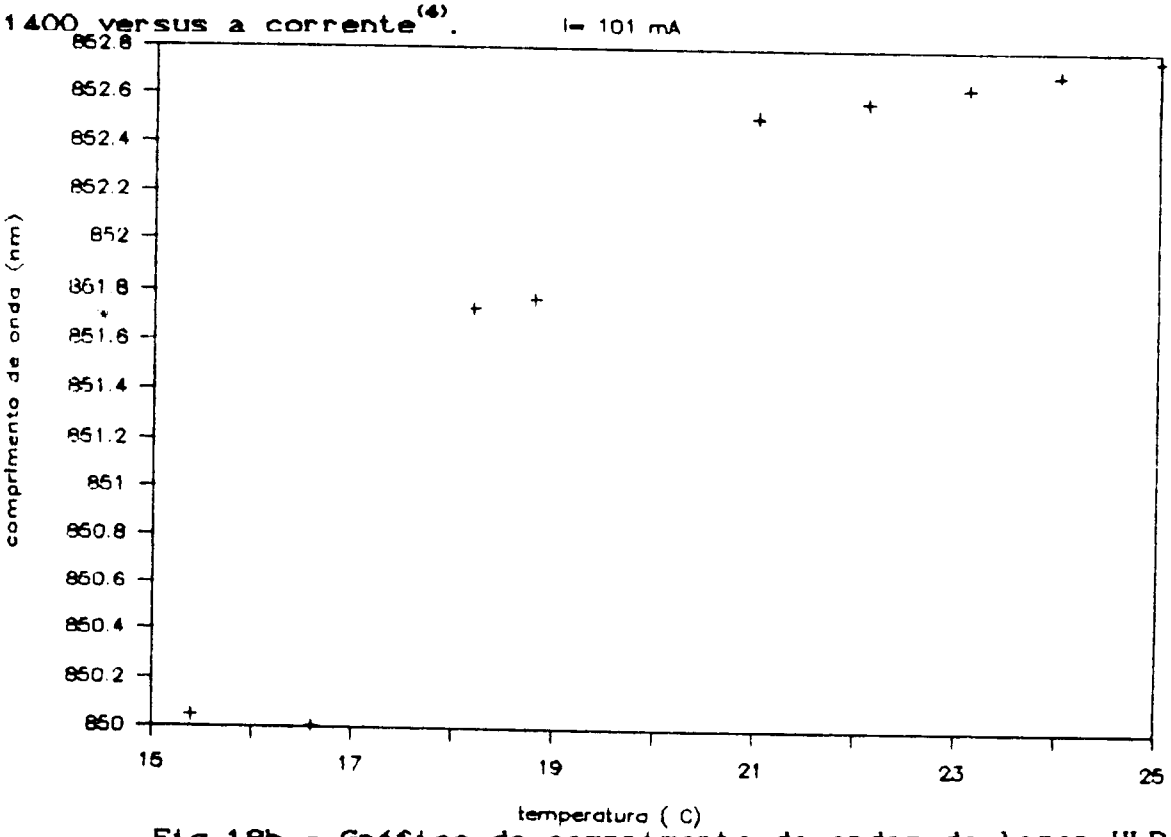

Fig.18b - Gráfico do comprimento de ondas do laser HLP 1400 versus a temperatura[4].

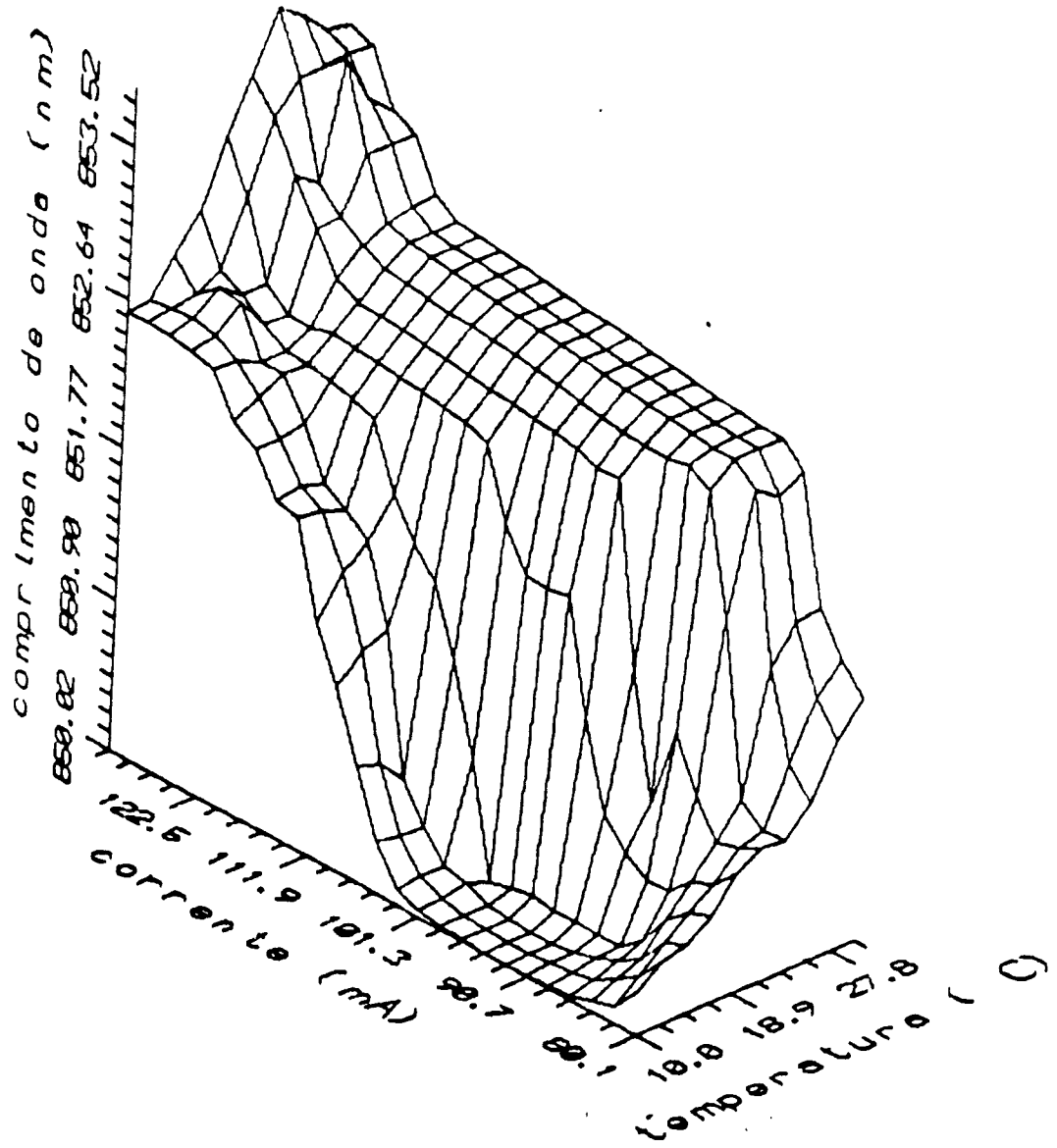

Fig.18c - Gráfico ilustrativo da variação da frequência do laser em função da corrente e temperatura de um laserHLP 1400, Hitachi[4].

Muito são os fatores que provocam instabilidade. Visto as suas dimensões físicas os lasers de diodo são mecânicamente estáveis, a emissão espontânea (10^{12} fótons/s) é o principal responsável pelo ruído presente na amplitude e na frequência de emissão dos diodos. Henry[7] mostrou que a largura de linha é ligeiramente maior que a prevista pela expressão de Schallow-Townes[8] como foi medido por Fleming-Mooradian[9], por um fator $(1 + \alpha^2)$, onde α é o fator de alargamento espectral. α é um fator de acoplamento da fase com a amplitude dado pela razão entra a flutuação da parte real do índice de refração e a flutuação da parte imaginária. α varia tipicamente de 1 à 8.

3.2 - ESTABILIZAÇÃO PRIMÁRIA

Para utilizarmos os lasers de diodo em espectroscopia é necessário que eles emitam numa frequência bem definida e permaneçam nessa situação, se possível, por horas. Fazemos uma estabilização primária em corrente e temperatura. Com essa estabilização somos capazes de estabilizar o laser em dezenas de MHz. Os controladores que usamos possuem precisão prevista de $\Delta T=0.001$ °K e $\Delta I=0.01$ mA.

Em espectroscopia de alta resolução necessitamos de lasers com largura de linha inferior a um MHz. Para alcançarmos esses valores usamos outras técnicas além da estabilização em corrente e temperatura.

3.2.1 - CONTROLE DE TEMPERATURA [1]

Como já foi mencionado o comprimento de onda de emissão do diodo depende fortemente da temperatura. Então para que a emissão seja suficientemente estável é necessário termos controle sobre esta temperatura. Esse controle é feito via um circuito PID e um termistor com elemento sensor e um Peltier como elemento atuador, sua função é de transferir calor para o (ou do) reservatório que serve de suporte.

O controlador de temperatura é dividido em quatro partes principais:

O circuito sensor é uma "ponte de Wheatstone" em que um dos ramos há um termistor de contato (NTC), veja Fig.19.

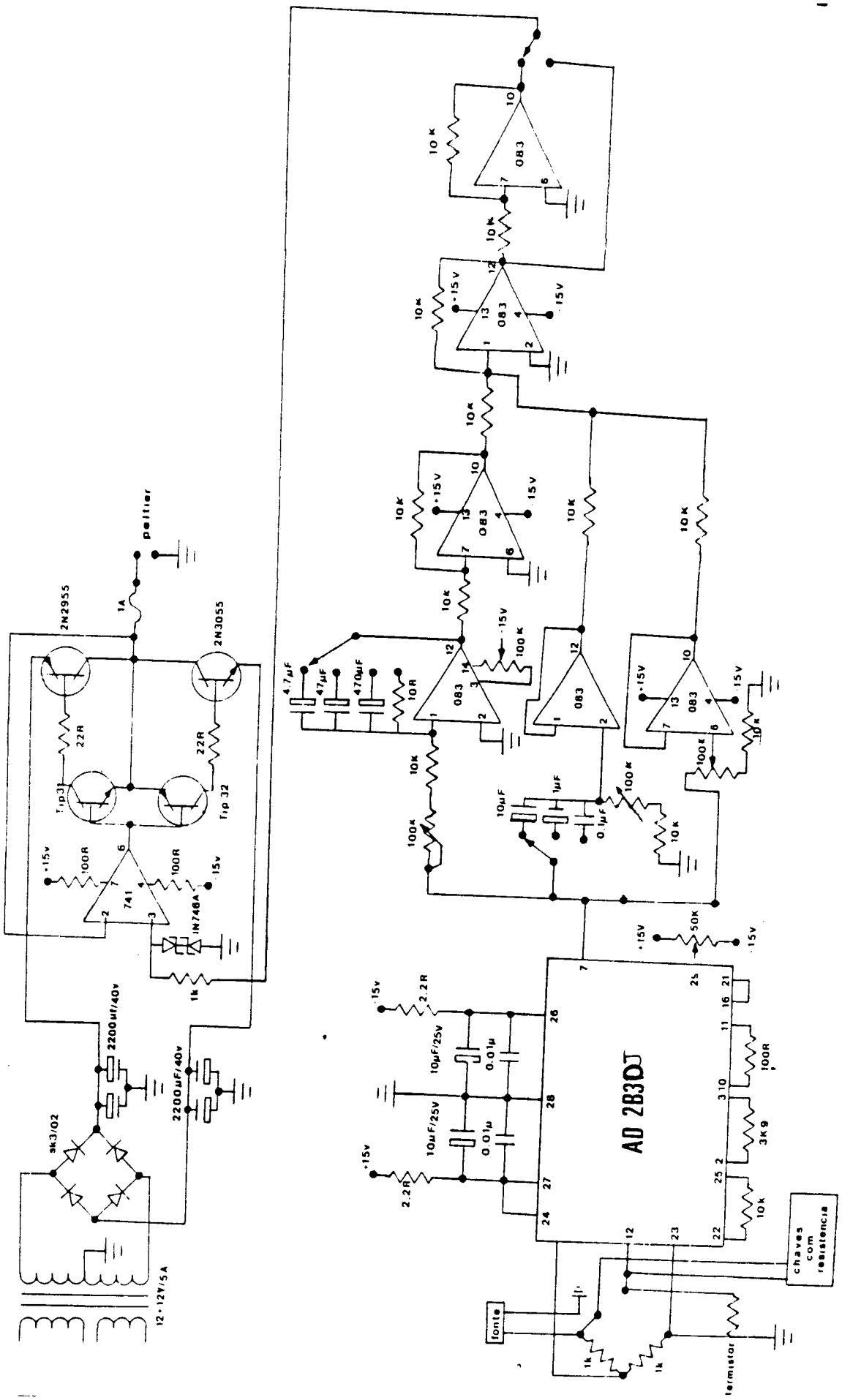

Fig.19 - Esquema do controlador de temperatura.

R_- é um resistor de precisão e R_F é um resistor variável que consiste de um conjunto de resistores em série colocados numa chave rotativa. Através dessa chave podemos escolher a resistência de referência e consequentemente a temperatura que desejamos operar.

A ponte é alimentada por uma tensão constante + V entre os pontos 1 e 2, se a ponte não estiver em equilíbrio $R_F \neq R_T$, será produzido uma tensão erro V_E entre os pontos 3 e 4 para corrigir a diferença. Então as variações de temperatura do laser são convertidas em variação de tensão na ponte, essa variação de tensão é chamada de tensão erro.

Para uma boa amplificação de V_E usamos um circuito integrador 2B30J (Analog Device). Esse circuito integrador possui algumas características especiais devido à sua alta precisão, entre elas temos: baixo "drift de offset", variação de tensão de saída quando não existe sinal erro de 0,5 $\mu V/^oC$, linearidade de amplificação, baixo ruído ($1\mu V_{Ppmax}$), alta estabilidade térmica e grande rejeição de modo comum (cmrr) que indica a propriedade de um amplificador de atenuar qualquer sinal indesejável de mesma amplitude e fase que iriam se sobrepor aos sinais de entrada que seriam amplificados.

Depois do sinal erro ter sido amplificado ele passa por um sistema de controle analógico tipo PID (proporcional, integrador e derivador), Fig.20. A função do PID é analisar o sinal erro e determinar o sinal de saída necessário para manter o sinal do sistema.

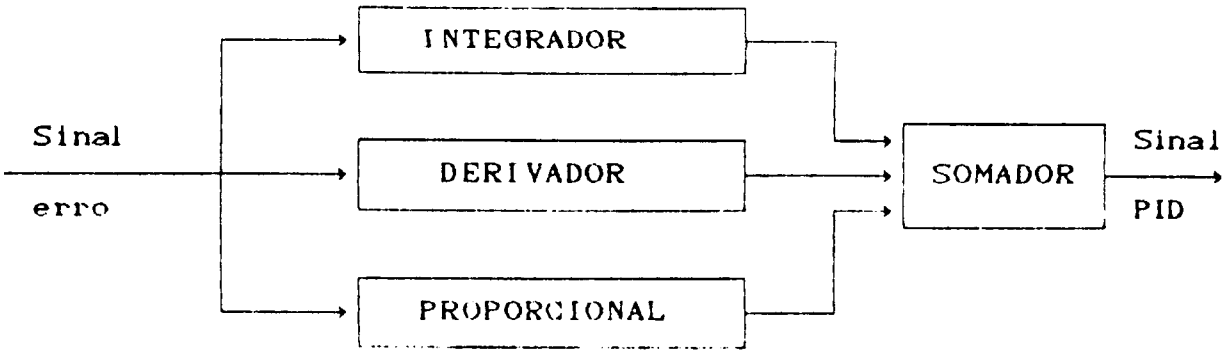

Fig. 20 - Diagrama do sistema de controle tipo PID.

No circuito integrador, temos uma saída que é a integral do sinal erro, ao longo do tempo, vezes o ganho da integração. Esse circuito deteta continuamente as variações e gera rampas de modo que a temperatura permaneça constante.

$$V_S(t) = k_I \int_C^t V_E(t)\, dt + V_1(0)$$

No circuito diferenciador o sinal de saída é proporcional a variação de V_E no tempo, vezes o ganho do circuito (k_D).

$$V_S(t) = k_D \frac{dV_E}{dt}$$

O circuito proporcional apresenta uma relação linear entre o sinal de entrada e a saída.

$$V_S = K_P V_E + V_1$$

K_P é a constante de proporcionalidade.

A fonte que alimenta esses quatro circuitos foi desenvolvida usando-se o regulador LM723C que possui baixo ruído e alta estabilidade térmica, veja Fig.21. O circuito PID é alimentado com ± 15V DC e a ponte de +10v.

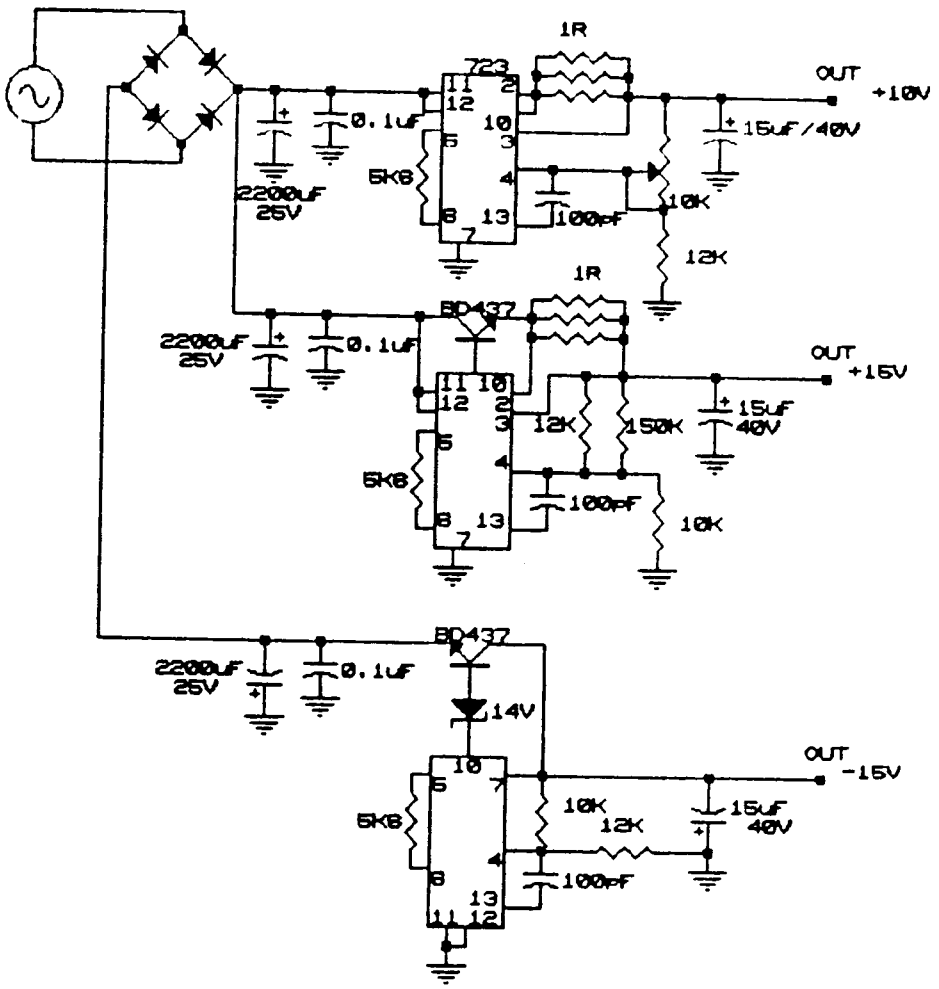

Fig.21 - Fonte usada na alimentação do circuito

A leitura da temperatura é feita através de um termistor (dito de leitura) que está próximo ao laser, conectado também a um multímetro digital

3.2.2. - ALIMENTAÇÃO DO DIODO [1]

O esquema do circuito da fonte de corrente está descrito na Fig.22. O circuito é alimentado por uma bateria química (de carro de 12V), por apresentar descarga lenta e não oferecer flutuações.

Para leitura da corrente usamos um VU digital com precisão de 0,1 mA, alimentado por uma bateria de 9V evitando-se assim que se introduza 60Hz no circuito do diodo.

Para evitar qualquer flutuação na fonte de alimentação quando não tiver em uso introduzimos uma chave de proteção (CP). Quando a chave está ligada curto-circuitamos o positivo e o negativo do laser. O esquema desse circuito encontra-se na Fig.23. Tivemos a iniciativa de introduzir esse circuito protetor pois sem nenhum motivo aparente um dos lasers queimou, em nossas primeiras montagens. É bastante conhecida a sensibilidade das junções diodo as cargas estáticas.

Podemos injetar no laser uma corrente modulada introduzindo no circuito (Modul 1 Modul 2), veja Fig.22. Podemos obter uma variação na corrente e consequentemente na frequência. Essa rampa de tensão é produzida pelo sistema de aquisição do micro que gera uma variação na corrente (0,05mA/V) e na frequência (253 MHZ/V).

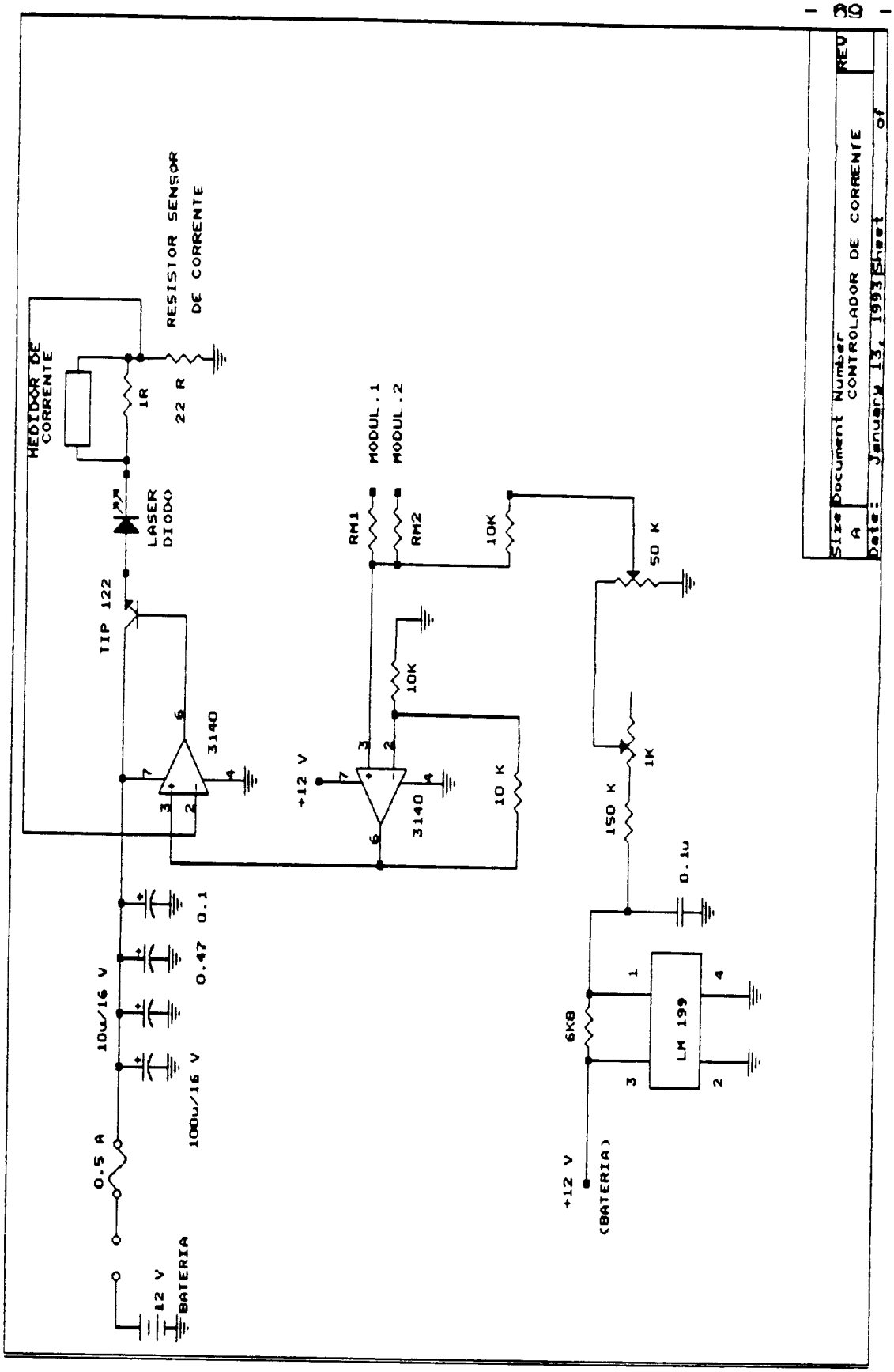

Fig. 22 - Esquema do circuito da fonte de corrente.

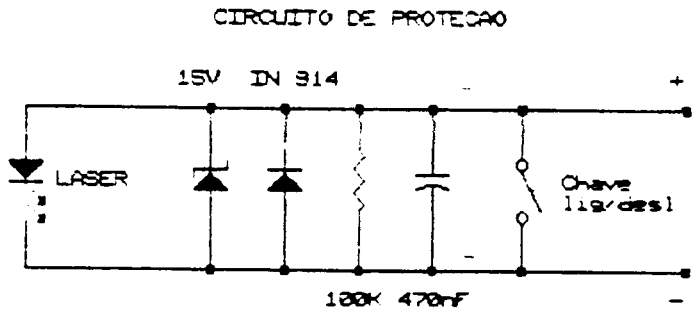

Fig.23 - Esquema do circuito protetor.

Com esses sistemas conseguimos estabilizar a temperatura em milésimo de grau e corrente em centésimos de mA.

3.3 - ESTABILIZAÇÃO EM ABSORÇÃO SATURADA

3.3.1 - DESCRIÇÃO TEÓRICA DA TÉCNICA

A absorção saturada se baseia na saturação seletiva de uma transição atômica alargada inomogeneamente para se ter alguns átomos com apenas uma determinada velocidade[1,10].

Incidindo um laser de frequência ω (e vetor de onda k) sobre uma amostra gasosa que possue uma transição entre dois níveis E_i e E_f, correspondendo a uma separação em frequência de ω_o, temos que a frequência "sentida" pelo átomo num certo intervalo está deslocada devido ao efeito Doppler.

$$V_z \pm dv_z = (\omega_o - \omega \pm \delta\omega)/k \qquad (3.3.1.1)$$

$\delta\omega$ é a largura de linha da transição.

A distribuição de velocidade $n_i(v_z)dv_z$ dos átomos em um nível E_i é do tipo Maxwelliana e a populaçao total do nível é:

$$N_i = \int n_i(v_z)dv_z \qquad (3.3.1.2)$$

$$\frac{n_i(v_z)\ dv_z}{v_p\sqrt{\pi}} = N_i \exp[-(v_z/v_p)^2\ dv_z,\ v_p=(2kT/m)^{1/2} \qquad (3.3.1.3)$$

Devido a saturação a densidade de população $n_i(v_z)dv_z$ do grupo de átomos que absorvem, presentes no intervalo $dv_z=\sum\sum(\delta\omega/k)$ em torno de $v_z=(\omega - \omega_{if})/k$ diminui enquanto a população correspondente no estado E_f aumenta. Então teremos um buraco na distribuição de população $n_i(v_z)$ e um pico na distribuição de população do estado superior $n_2(v_z)$. Esse buraco, como mostra a Fig. 24, é comumente chamado de "Hole-burning" ou buraco de Bennet.

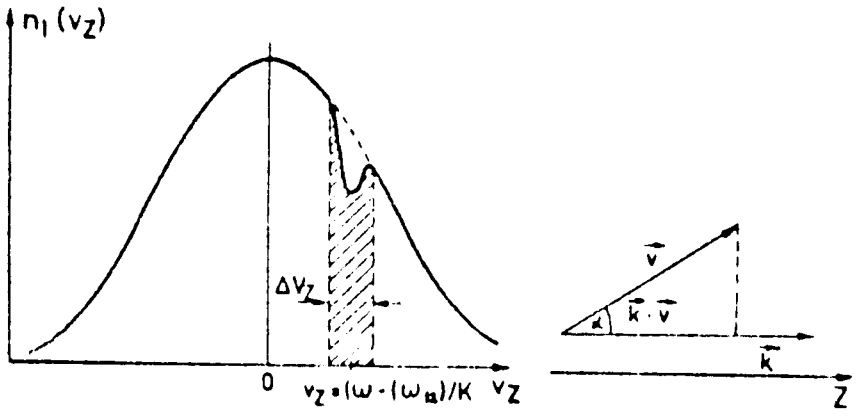

Fig. 24 - "Hole-burning" na distribuição Maxweliana de uma amostra gasosa devido a excitação por um laser[10].

A probabilidade de absorção expressa em função da seção de choque, de absorção, depende somente da velocidade do átomo, de sua frequência e do vetor de onda da radiação.

$$\sigma_{12}(v,\omega) = \frac{\sigma_o}{(\omega_o - \omega - k.v)^2 + (\gamma/2)^2} \qquad (3.3.1.4)$$

Quando $\gamma << \Delta\omega_D$, a largura de linha na saturação é muito menor que a largura Doppler e o alargamento por saturação é muito menor que o alargamento por efeito Doppler. Neste caso a exponencial não varia muito próximo de $v_z=(\omega-\omega_o)/k$. Então, podemos fazer algumas aproximações.

A diferença de população, $\Delta n_o=n_i-n_f$, de um sistema de dois níveis na ausência de campo de radiação é alterado quando introduzimos a radiação. Essa diferença depende do parâmetro de saturação, S_w:

$$\Delta n = \frac{\Delta n_o}{(1+\Delta\omega)} \qquad (3.3.1.5)$$

$$S_w = \frac{B_{if}(\omega)\ g(\omega-\omega_o)}{R} \qquad (3.3.1.6)$$

$B_{if}(\omega)$ é taxa de bombeamento, R é a taxa de relaxação, $g(\omega - \omega_o)$ é o perfil Lorentizano.

Então, fazendo a aproximação de campo fraco, $S_\omega<<1$, podemos escrever Δn na forma:

$$\Delta n(v)=\Delta n_o(v)\left\{1 - \frac{S_o(\gamma/2)^2}{(\omega - \omega - k.v)^2 + (\gamma_s/2)^2}\right\} \qquad (3.3.1.7)$$

$\gamma_s = \gamma\sqrt{1 + S_o}$ é largura de linha da transição alargada por saturação; γ é taxa de relaxação média.

Considerando que $R = \gamma_1 + \gamma_2$ é independente da frequência, dentro do perfil de linha, Lorentziano, podemos escrever que:

$$S_\omega = S_o \frac{(\gamma/2)^2}{(\omega - \omega_o)^2 + (\gamma/2)^2} \qquad S_o = \frac{2S}{\pi\gamma} \qquad (3.3.1.7)$$

O coeficiente de absorção $\alpha(v,\omega)$ representa a absorção da radiação de frequência ω por átomos com velocidade v na direção k, ou seja, direção z. O coeficiente de absorção total para átomos $(N_2 - N_1)$, dentro de toda a distribuição de velocidades, é:

$$\alpha(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n(v_z)\sigma(v_z,\omega)dv_z \qquad (3.3.1.8)$$

Que é conhecido como perfil de Voigt.

Para campos de radiação fraco, caso não saturado, S=0, chamaremos $\Delta n(v)$ de $\Delta n_o(v)$ que reprsenta o perfil Gaussiano da distribuição Maxwelliana de velocidades. Assim, temos uma nova expressão para $\alpha_o(\omega)$.

$$\alpha_o(\omega) = \frac{\gamma^2 \sigma_o \Delta N_o}{4\sqrt{\pi}\, v_p} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left[-(v_z/v_p)\right] dv_z}{(\omega - \omega_o - kv_z)^2 + (\gamma/2)^2} \qquad (3.3.1.9)$$

Em campo forte, caso saturado, temos:

$$\alpha_s(\omega)=\frac{\gamma^2\sigma_o\Delta No}{4v_p\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{\exp\left[-(v_z/v_p)^2\right]dv_z}{(\omega-\omega_o-kv_z)^2+(\gamma_s/2)^2} \qquad (3.3.1.10)$$

A diferença entre as duas situações está somente no γ_s. Fazendo a aproximação de que $\gamma \ll \Delta\omega$ de modo que a exp nao varie muito perto de v_z, chega-se a uma expressão mais simples para o coeficiente de absorção:

$$\alpha_s(\omega)=\alpha_o(\omega)\sqrt{1+S_o} \qquad (3.3.1.11)$$

$$\alpha_o(\omega)=\alpha_o(\omega_o)\exp\left[-((\omega-\omega_o)/\Delta\omega_D)^2\right] \qquad (3.3.1.12)$$

Então o perfil de linha alargado pelo efeito Doppler se torna:

$$\alpha_s(\omega)=\frac{\alpha_o(\omega_o)}{\sqrt{1+S_o}}\exp\left[-((\omega-\omega_o)/0.36\Delta\omega_D)^2\right] \qquad (3.3.1.13)$$

Numa experiência com um único laser, o "Hole-Burning"não pode ser detectado sintonizando-se a frequêcia do laser, pois a absorção surge em toda frequência da onda incidente (absorção linear, dada por uma linha de largura Doppler).

Para detectar esta depleção, criada na distribuição de população pelo feixe incidente, usamos um outro feixe, comumente chamado de feixe de prova, contrapropagante ao primeiro, dito de bombeamento. Desta forma, quando o feixe de prova estiver ressonante com o mesmo grupo de átomos que o de bombeamento, o seu coeficiente de absorção diminuirá. A classe de velocidade selecionada será em torno de v=0 para dois feixes de mesma frequência (mesmo laser).

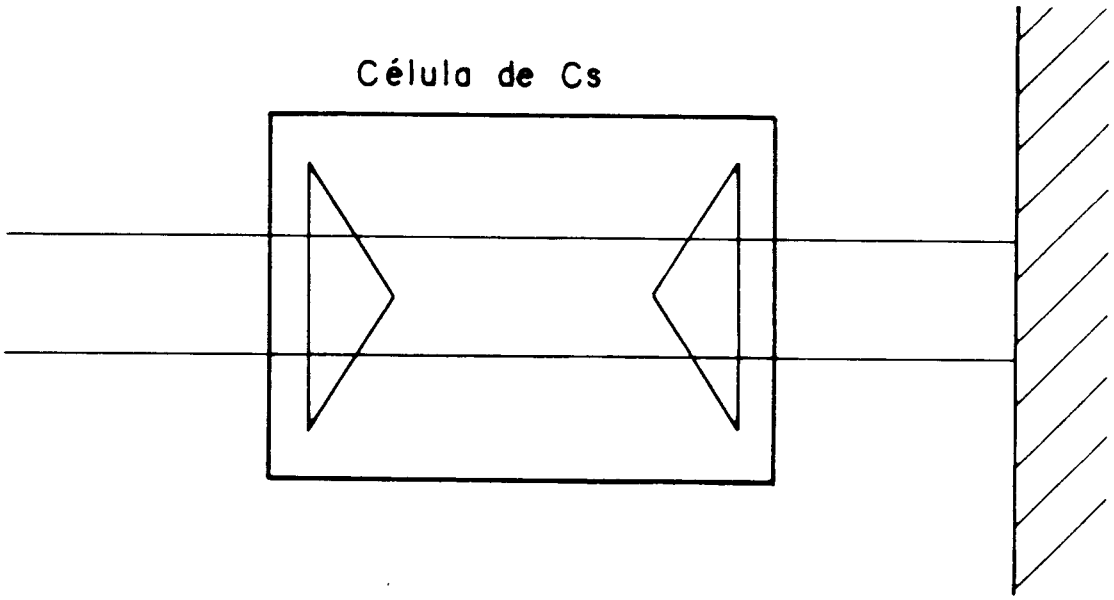

Fig.25 - Arranjo experimental para absorção saturada.

Como temos dois feixes contrapropagantes então teremos dois "Hole-Burning" na distribuição de população para velocidade $v_z = \pm(\omega - \omega_o)/k$. Para a velocidade nula, os dois feixes irão interagir com o mesmo grupo de átomos. Desta forma, teremos no espectro de absorção da sonda um buraco de largura homogênea, como mostra a Fig.26.

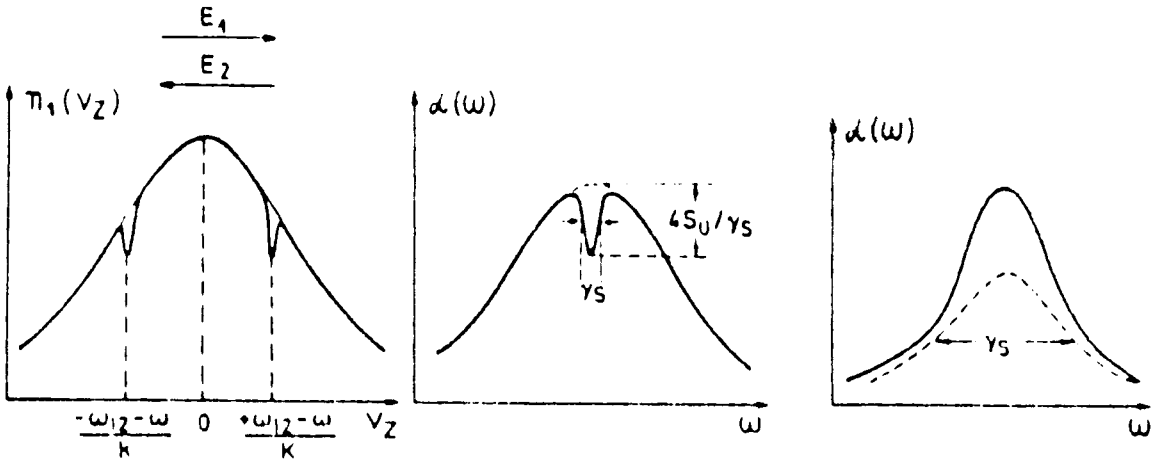

Fig.26 - Distribuição de população, quando há dois feixes contrapropagantes[10].

Podemos calcular o coeficiente de absorção para a onda estacionária que agora é formada por dois feixes:

$$\alpha_s(\omega) = \Delta n_o \sigma(\omega) \int \Delta n_s(v_z)[\sigma(\omega_o - \omega - kv_z) + \sigma(\omega_o - \omega + kv_z)]dv_z \qquad (3.3.1.14)$$

A razão entre a população, devido aos dois feixes, é dada por:

$$\Delta n_s(v_z) = \Delta n_o(v_z)[1 - \frac{(\gamma/2)^2 S_o}{(\omega_o - \omega - kv_z)} - \frac{(\gamma/2)^2 S_o}{(\omega_o - \omega + kv_z) + (\gamma/2)^2}]$$

(3.3.1.15)

Podemos reescrever o coeficiente de absorção explicitando σ e a distribuição $\Delta n_o(v_z)$, substituida pela distribuição de Maxwell e também a aproximação de campo fraco, $S_o \ll 1$, obtemos:

$$\alpha_s(\omega) = \alpha_o(\omega) \left\{ 1 - \frac{S_o}{2} \left[1 + \frac{(\gamma/2)^2}{(\omega - \omega_o)^2 + (\gamma_s/2)^2} \right] \right\} \quad (3.3.1.16)$$

$$\alpha_o(\omega) = CN_o \exp\left[\frac{-(\ln 2)(\omega - \omega_o)^2}{\Delta\omega_D^2} \right]$$ que é o perfil Doppler.

A absorção total da onda estacionária possui uma depressão em $\omega=\omega_o$, que é a frequência do laser quando v=0, essa depleção é conhecida como "Lamb dip". Se varrermos a frequência do laser, ω, em torno do perfil Doppler ambos os buracos irão coincidir em $\omega=\omega_o \Rightarrow v_z=0$. Quando $\omega=\omega_o$, a intensidade de saturação da onda resultante é duas vezes a intensidade de um dos feixes. O buraco de "Bennet" em ω_o é mais profundo do que quando $\omega \neq \omega_o$. A largura do "Lamb dip" é determinada pela largura γ_s e sua profundidade pela intensidade de saturação, dado pelo parâmetro de saturação S_o.

3.4 - O EXPERIMENTO DE ABSORÇÃO SATURADA

O sistema experimental usado para realizarmos a experiência de absorção saturada está descrito na Fig.27, abaixo.

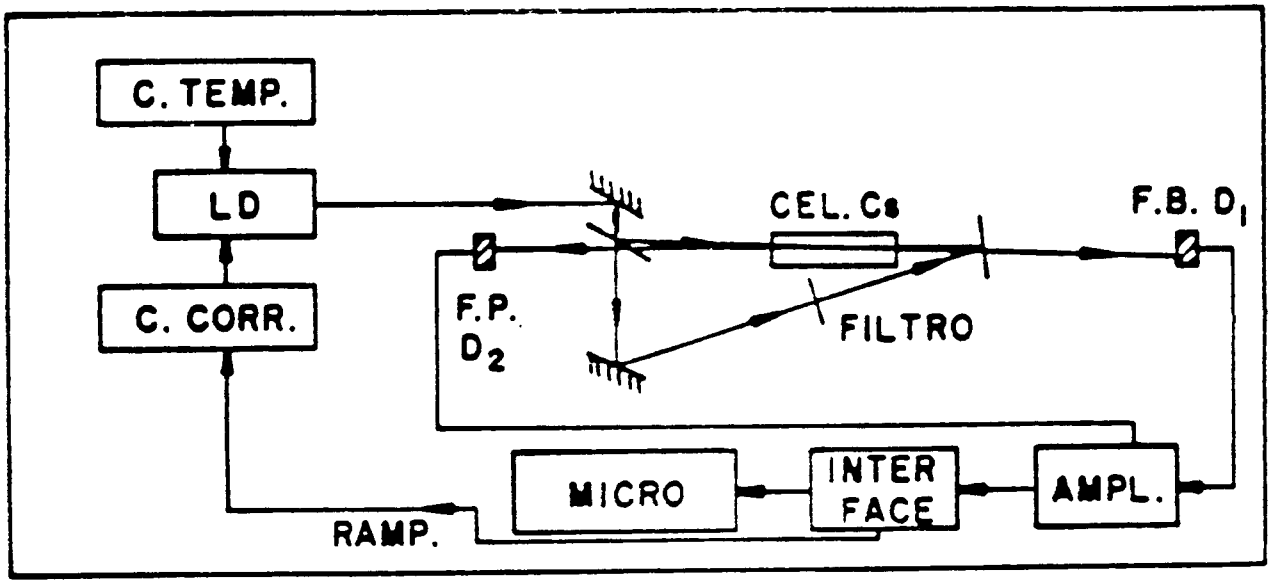

Fig.27 - Esquema experimental para absorção saturada do Cs.

Os sinais recebidos pelos fotodetetores são amplificados e enviados ao micro. A interface de aquisição gera uma rampa de tensão, dente de serra, que varia a corrente do laser. Essa varredura em corrente corresponde à varredura em frequência.

O laser utilizado foi um HLP - 1400, da Hitachi, cuja potência nominal é de 10mW. A variação da frequência como função da temperatura e corrente é 28 GHz/°C e 3,8 GHz/mA, respectivamente.

Sintonizamos a frequência do laser através dos controles de corrente e temperatura.

A célula utilizada para fazer a absorção é de 2,5 cm de comprimento e 1 cm de diâmetro. O nosso meio absorvedor é o vapor de Cs.

Detetamos a fluorescência, na célula, usando um visor de infravermelho, da Eletraphys.

O feixe de laser é colimado por uma lente Melles Griot de 4mm de foco e então dirigida a um divisor de feixe. Neste ponto parte do feixe, bombeamento, segue para a célula de Cs com potência de aproximadamente 1,65 mW, enquanto que a outra parte, feixe de prova, segue para ser atenuado pelo filtro neutro, tendo como potência final 0,04mW. Os dois feixes contrapripagantes atravessam a célula. Mas deve haver um pequeno ângulo entre eles de modo a evitar o retorno no laser.

A aquisição foi feita com um micro (IBM PC/XT) que possui uma interface de aquisição de dados. Essa mesma interface produz uma rampa de tensão no laser e coleta os dados dos dois sinais dos fotodetetores D_1 e D_2, da Fig.27.

Como resultado final obtemos o espectro da Fig.28. Em cada caso temos dois espectros, um em que o feixe de

bombeamento está ressonante (a) e um outro em que não há feixe de bombeamento (b).

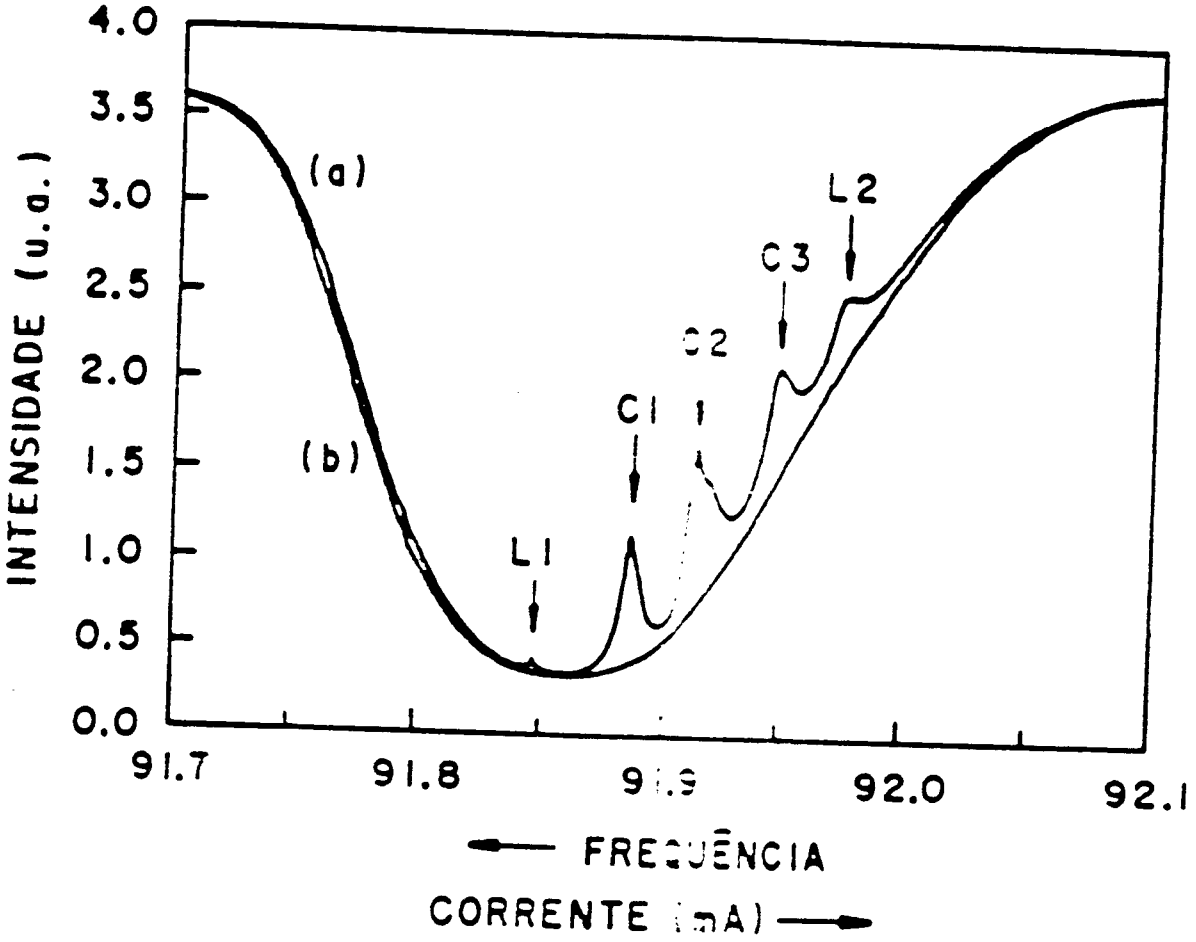

Fig. 28a - Espectro de absorção saturada, de transição da linha D_2 do Cs, a partir do sub-nível hiperfino F=4, do estado fundamental.

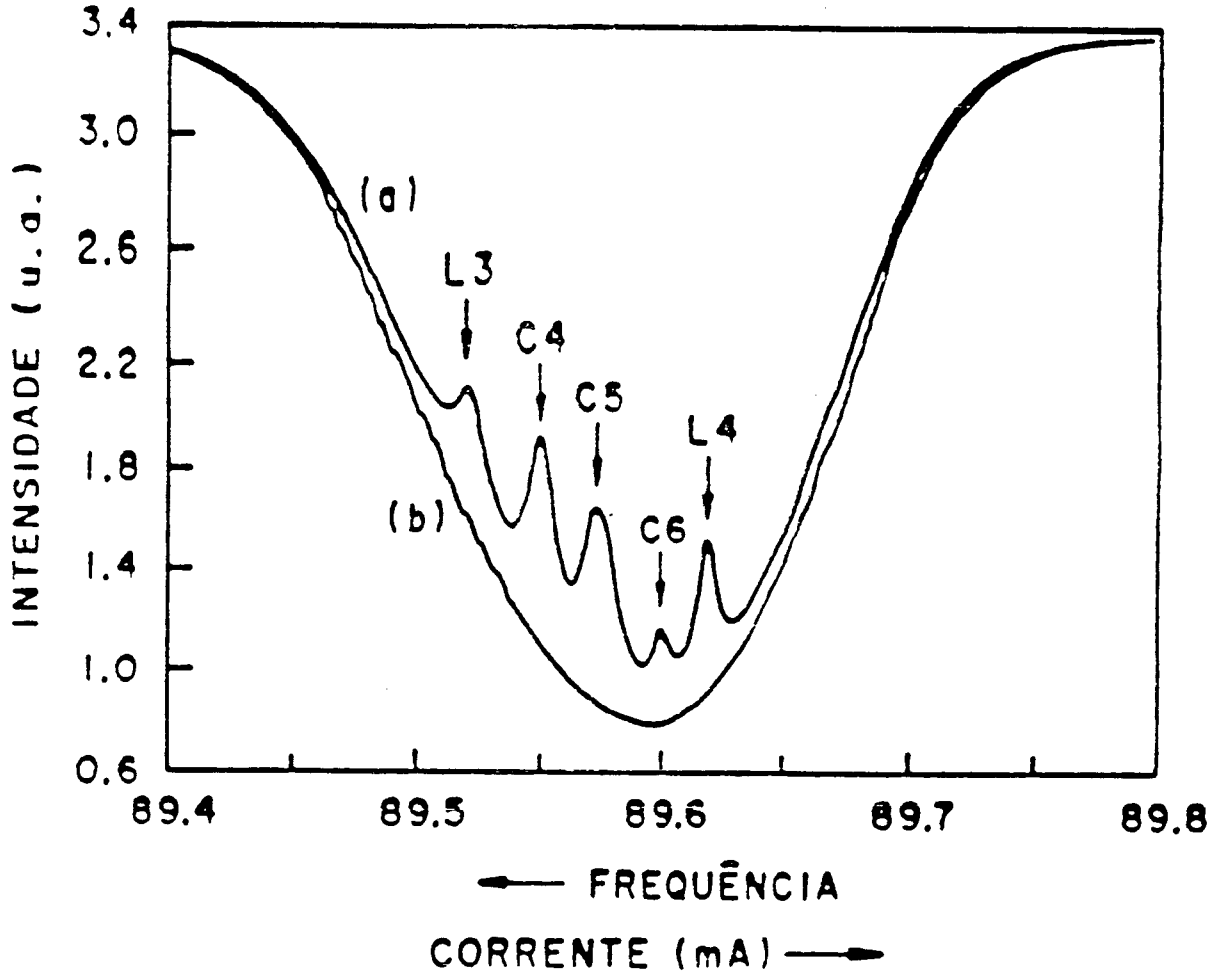

Fig.28b - Espectro de absorção saturada , de transição da linha D_2 do Cs, a partir do sub-nível hiperfino F=3, do estado fundamental.

A Fig.28a é referente à transição $6^2S_{1/2}F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2}F'=3,4$ e 5. Os picos L_1 e L_2 correspondem as transições para os níveis F'=3 e F'=5. Os outros são ressonância de cruzamento de níveis, "crossovers", entre os pares de transição: F'=5 e 4, F'=5 e 3, F'=4 e 3, respectivamente. Essas ressonâncias "crossovers" são observadas quando a frequência do laser está na metade das duas transições.

Para endermos melhor as transições "crossovers", seja

por exemplo, um estado fundamental e dois níveis excitados, fazendo um diagrama simplificado temos:

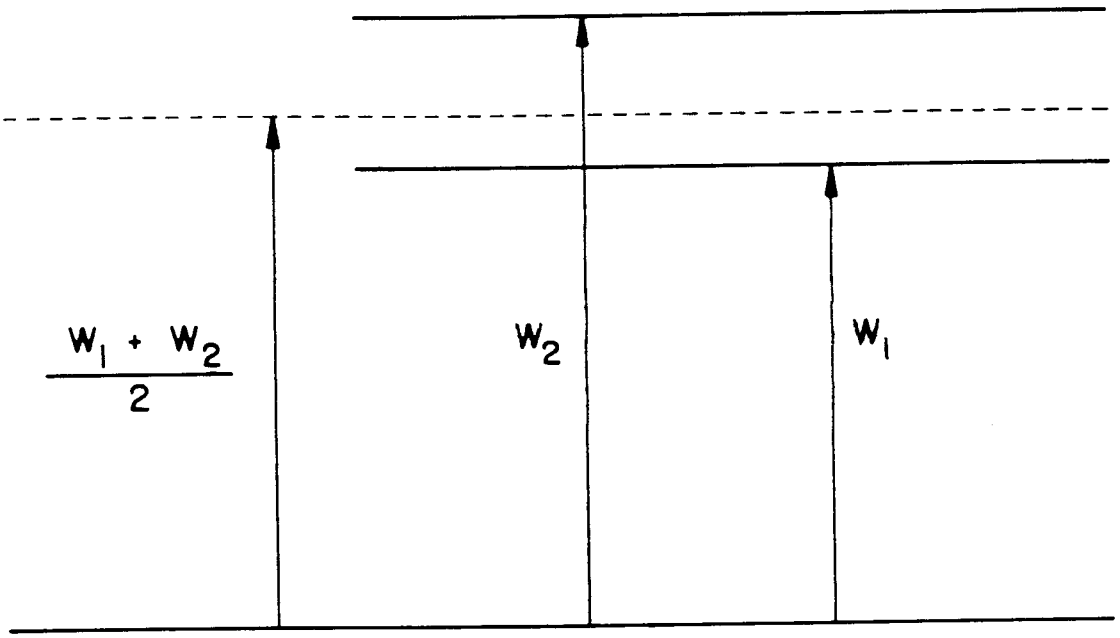

Fig. 29 - Diagrama de uma ressonância "crossover".

O feixe de bombamento interage com átomos ressonantes com a transição 1 deslocadas por efeito Doppler: $\omega_c=\omega_1-kv_z$. O feixe de prova interage com um outro grupo de átomos ressonante com a transição 2, também deslocadas por efeito Doppler: $\omega_c=\omega_2+kv_z$.

Desta forma a interação do laser com um mesmo grupo de átomos, que implica numa diminuição no coeficiente de absorção, só se verificará quando $\omega_1-kv_z=\omega_2+kv_z$, ou seja, $\omega_c=(\omega_1+\omega_2)/2$.

Assim, temos "Lamb dips" na frequência média entre as transições.

Devemos também levar em conta que esses sinais só

surgirão quando o alargamento Doppler for comparável à separação entre as transições. No caso especial do Cs a largura Doppler vale 400 MHz.

A Fig.28b mostra a transição de $6^2S_{1/2}F=3 \rightarrow 6^2P_{3/2}F'=2,3,4$. Os picos L_3 e L_4 correspondem as transições para os estados F'=4 e F'=3, respectivamente. As ressonâncias "crossover" são entre os pares de transição F'=4 e 3, F'=4 e 2, F'=3 e 2.

Não somos capazes de distinguir o "Lamb dip" referente à transição $6^2S_{1/2}F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2}F'=4$ do "crossover" C_2. Pois a separação entre elas é de 25MHz e o nosso laser possui largura de linha 50MHz. O mesmo ocorre para a transição $6^2S_{1/2}F=3 \rightarrow 6^2P_{3/2}F'=3$ e o"crossover" C_3.

Sabemos reconhecer cada uma das transições, fazendo um raciocínio simples. Conhecemos o quanto o laser varia em frequência, assim há uma correspondência entre a frequência e o tamanho do gráfico.

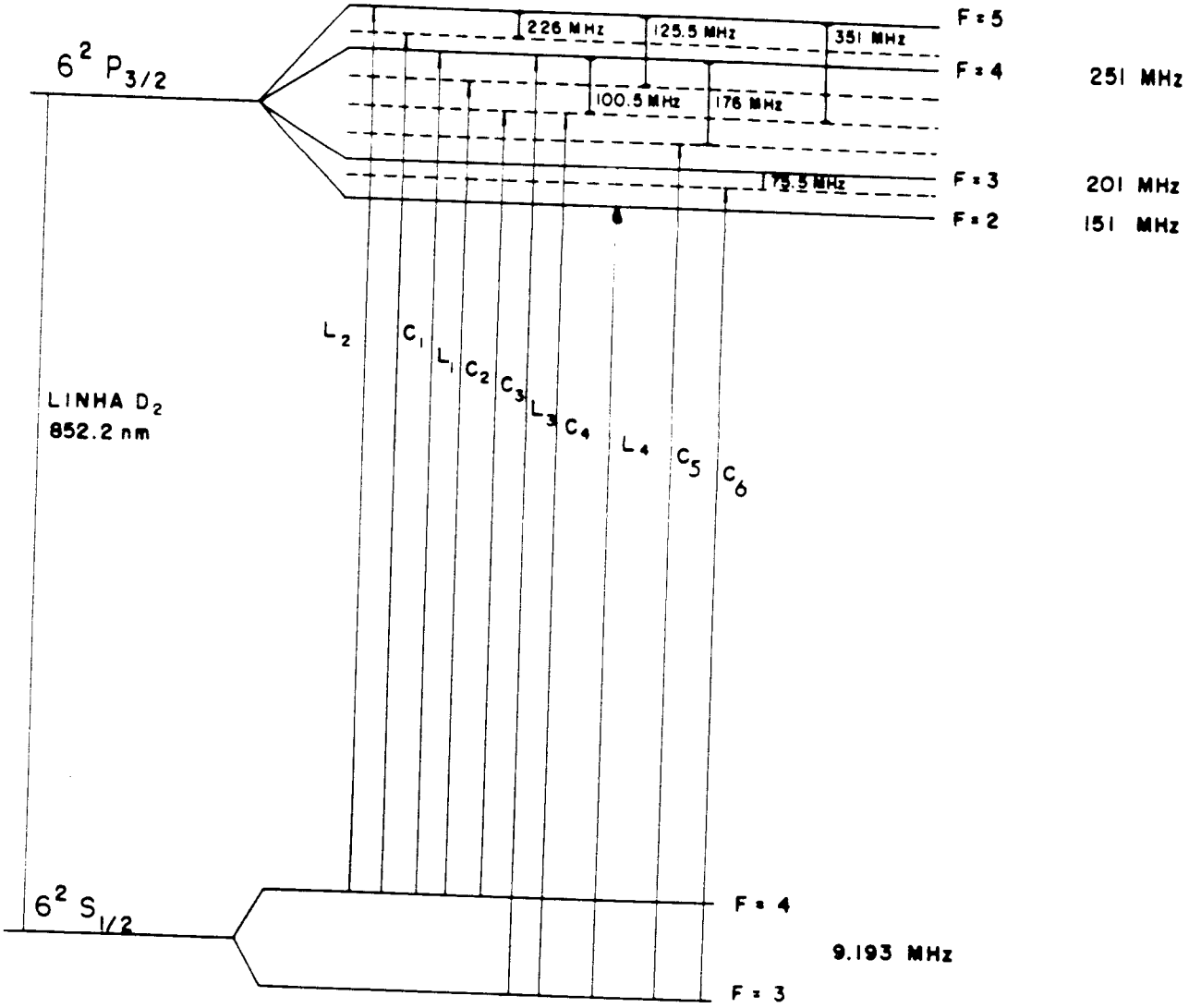

Fig. 30 - Diagrama de níveis siplificado, mostrando a distância, em frequência, entre os "crossovers" e as transições.

Fazendo a conversão das distâncias tiradas do gráfico da Fig.29 para GHz e comparando com os valores encontrados a partir do diagrama de níveis, vemos que há uma correspondência entre elas. Desta forma, podemos reconhecer cada pico do gráfico da Fig.32a e 32b como sendo uma transição ou um "crossover". Finalmente sabemos reconhecer cada uma das transições.

3.5 - ESTABILIZAÇÃO EM FREQUÊNCIA[11]

Como já foi mencionado, para utilizarmos os lasers de diodo em espectrocopia é necessário que eles estejam estabilizados. Fizemos uma estabilização em corrente e temperatura e agora vamos melhorar a estabilidade em frequência, para isso usamos a técnica de absorção saturada.

Foi desenvolvido um sistema de realimentação que mantém a frequência central de emissão do laser de diodo fixa em um "Lamb dip". Optamos por estabilizar a frequência na linha C_1, da Fig.28a, que é uma ressonância "crossover" do estado $6^2P_{3/2}$. Escolhemos essa linha por ser o pico mais evidente e portanto o mais fácil de reconhecer. A montagem do sistema experimental está descrita na Fig.31.

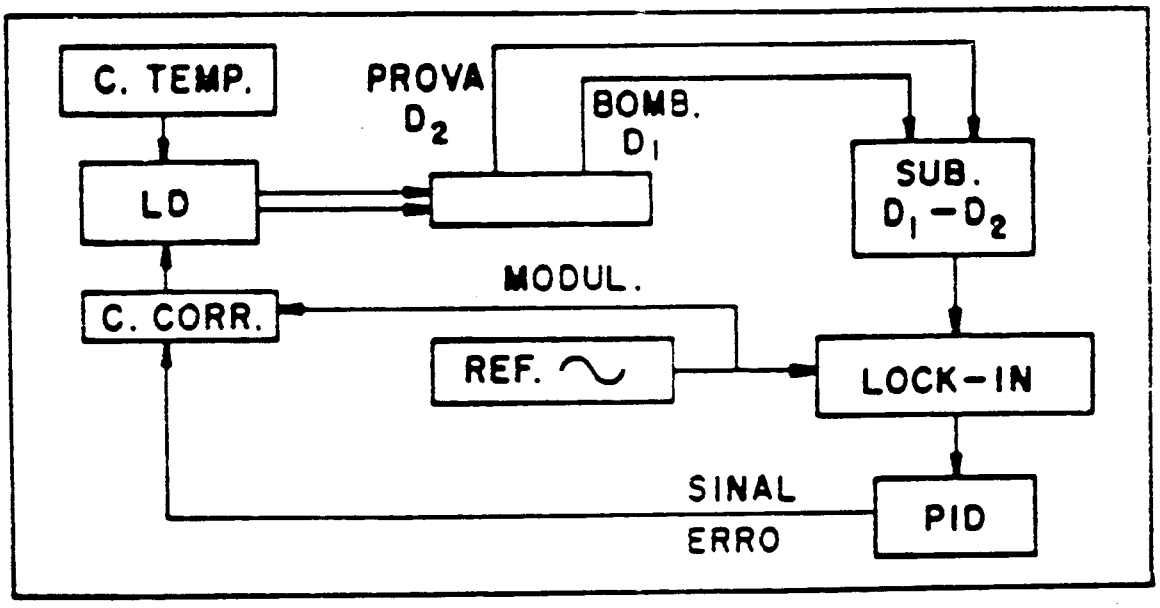

Fig. 31 - Montagem experimental da estabilização em frequência[11].

Este método apesar de estabilizar a frequência não reduz a largura de linha. A redução da largura de linha só sera tratada na seção (3.7).

A Fig. 32 apresenta o sinal de prova com o laser sem estabilização. No instante inicial da medida temos a intensidade coincidindo com a intensidade máxima do "Lamb dip", mas no decorrer do tempo o sinal foi decrescendo até atingir o vale entre as duas ressonâncias entre C_1 e C_2. A aquisição durou 400s. Então, podemos dizer que para uma variação de tempo de 400s houve uma variação em frequência equivalente à metade da largura do "Lamb dip", que corresponde à 40MHz.

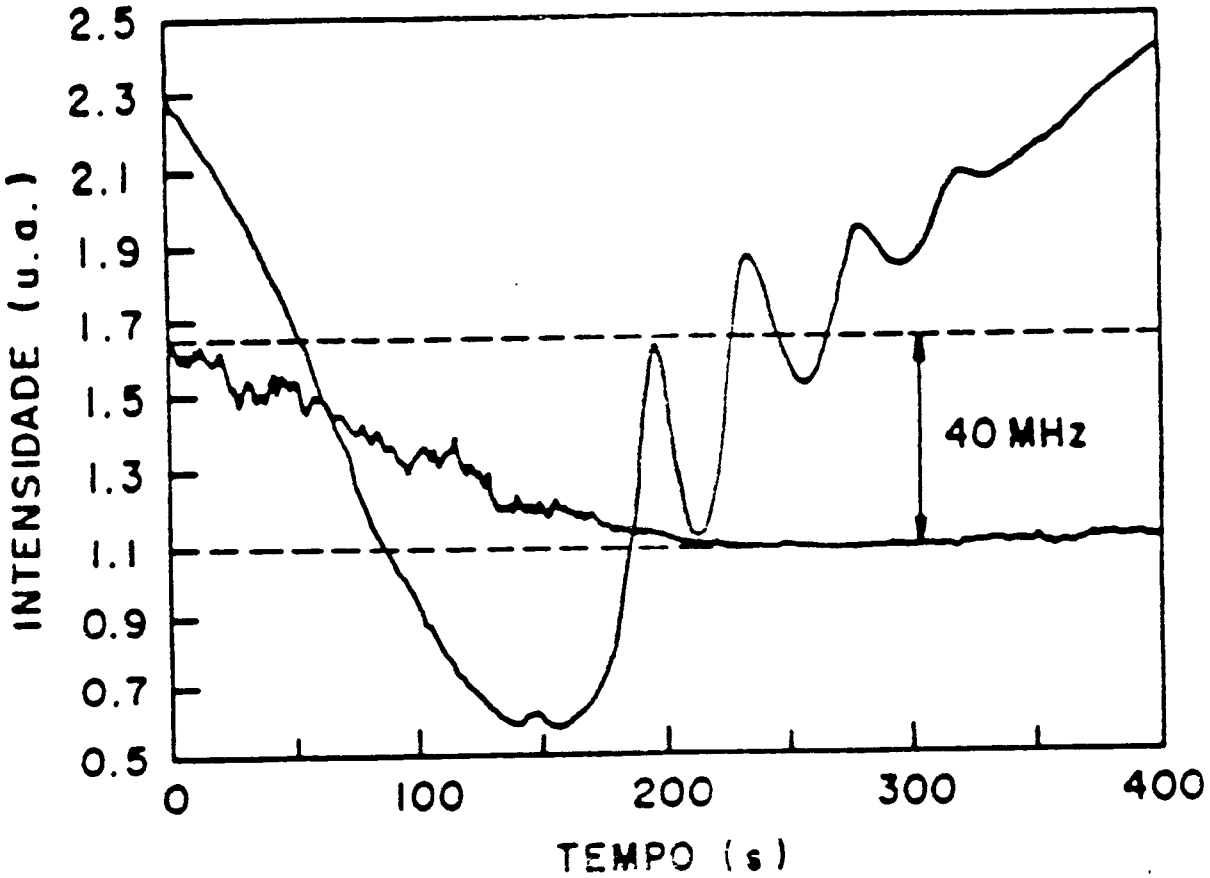

Fig. 32 - Espectro de absorção saturada do Cs[11].

Na Fig. 33 o laser está sendo realimentado, e o sinal de prova está estabilizado. Comparando com a figura anterior, a estabilização melhorou por um fator 10, passou de 40MHz para 4MHz. Apesar da aquisição durar apenas 400s, observamos que o laser permanece estável por várias horas.

Nas Fig. 34 e 35 seguintes, temos o sinal de prova superposto ao sinal de absorção saturada para os lasers de potência que temos disponíveis, 40mW da "STC Optical Device". Estimando a estabilização, através da variação do sinal de prova, como no caso anterior, concluimos que a variação de 80MHz foi reduzida para 10MHz.

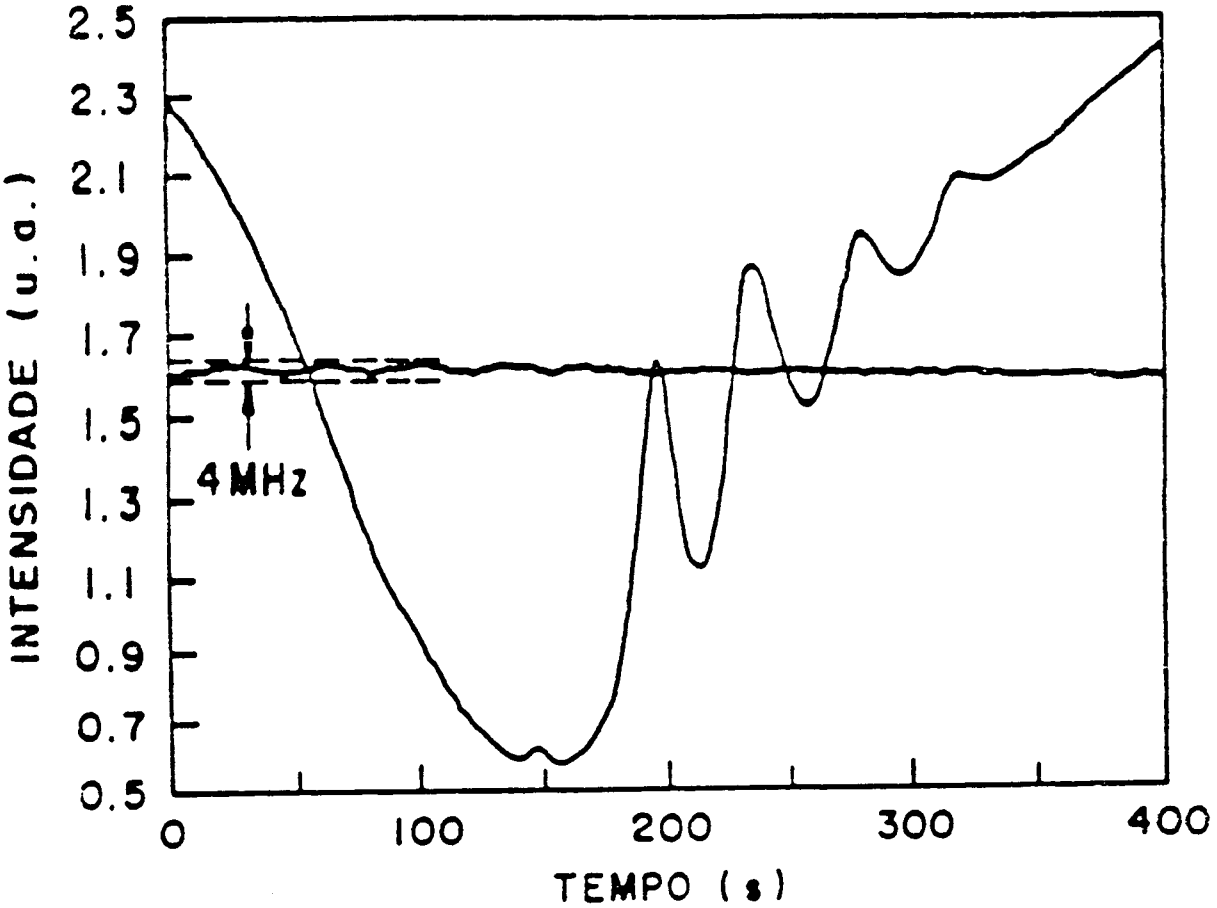

Fig. 33 - Espectro de absorção saturada do Cs, com realimentação[11].

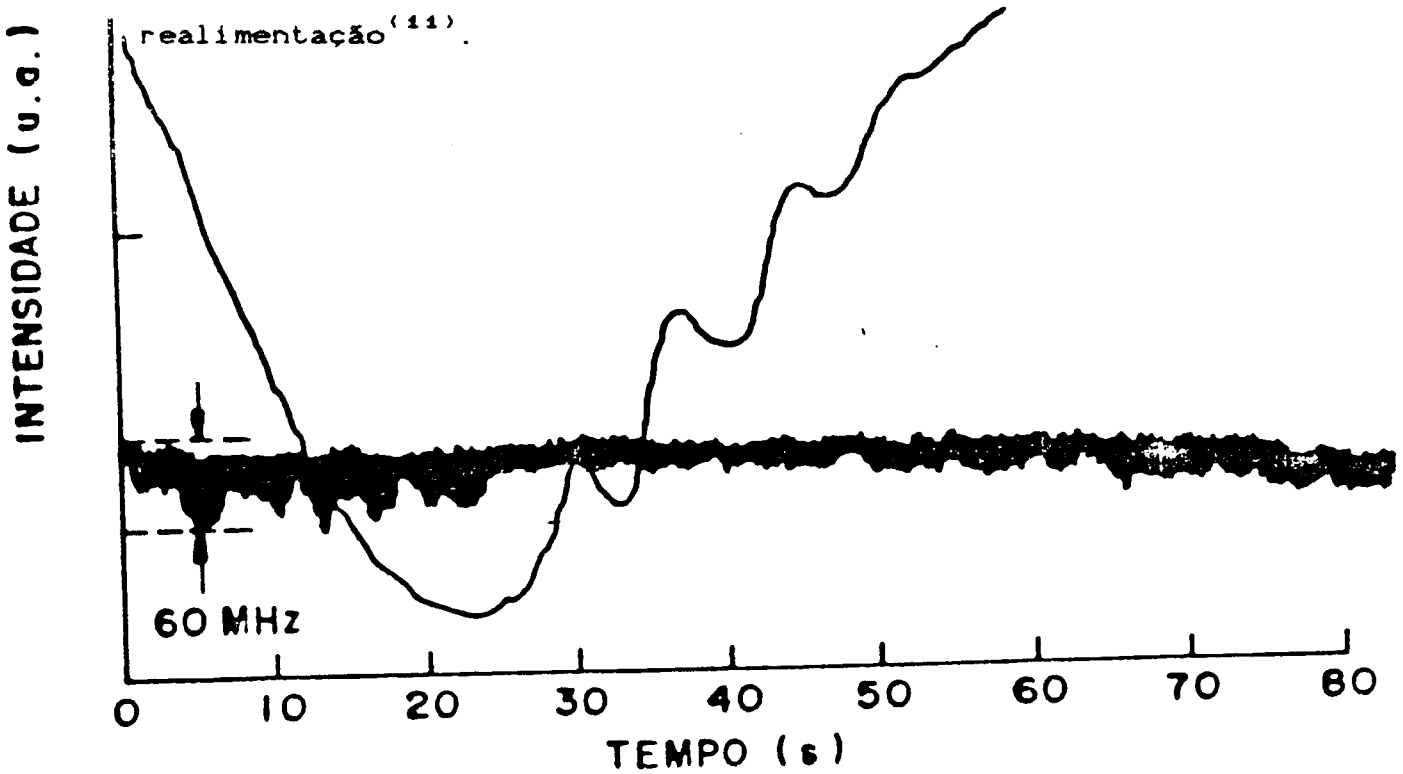

Fig. 34 - Espectro de absorção saturada para o laser de potência, sem realimentação[11].

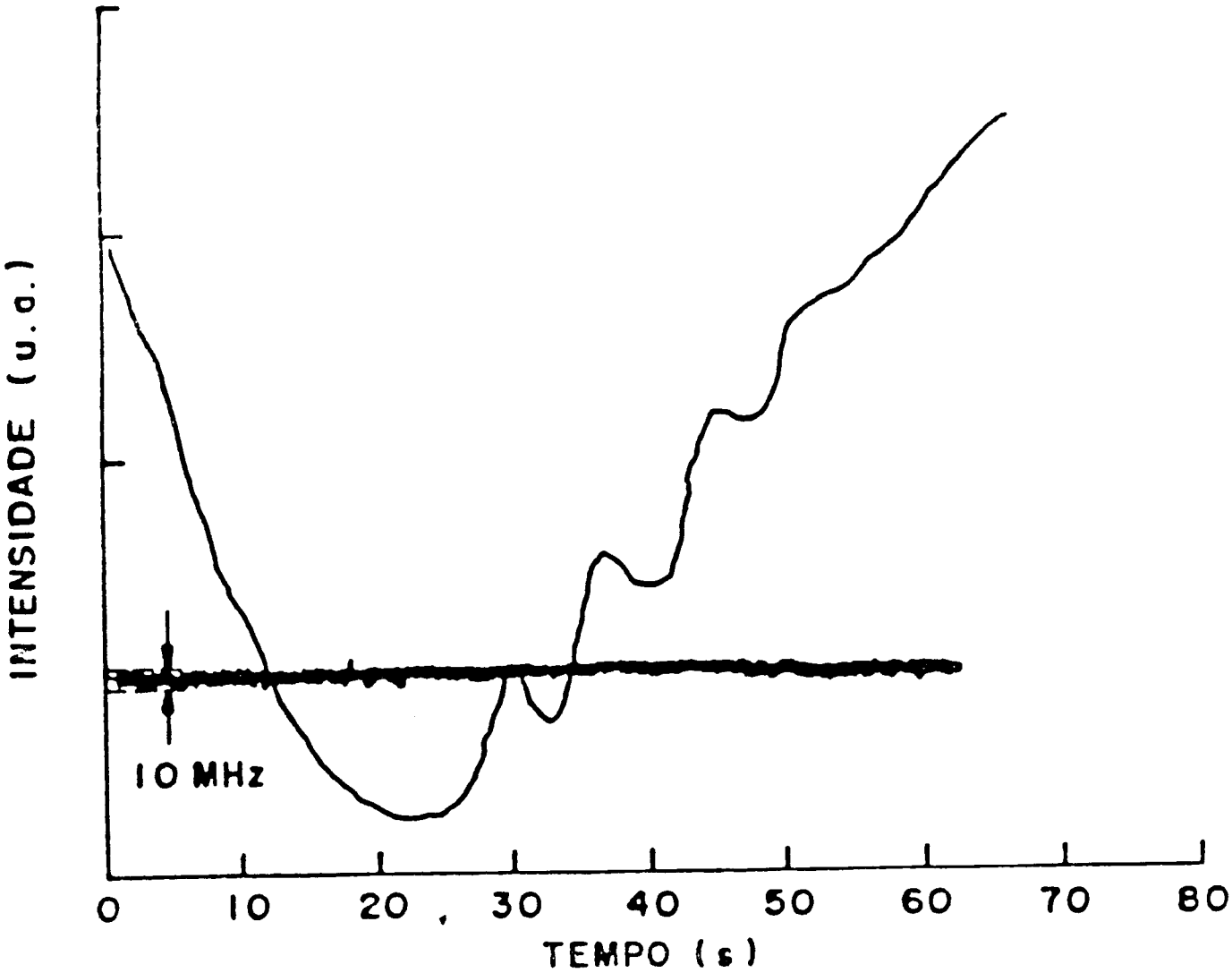

Fig.35 - Espectro de absorção saturada do laser de potência, com realimentação[11].

Como não consideramos o ruído da deteção podemos afirmar que obtivemos performances espectrais melhores que 10MHz e 4MHz para os lasers STC e Hitachi, respectivamente. Os lasers mais potentes são mais difícil de estabilizar.

No experimento de desaceleração usamos dois lasers sendo que em somente um deles fizemos a absrção saturada, de referência, no laser desacelerador. Não estabilizamos em frequência, apenas fizemos a absorção saturada para conhecermos a posição das linhas.

A técnica de estabilização em frequência foi aplicada com sucesso, obtivemos boas performances, principalmente com os lasers menos potentes. Com o objetivo de obtermos lasers estabilizados e de largura de linha reduzida vamos discutir, na próxima seção, a redução da largura de linha de um laser de diodo usando uma cavidade externa tipo Fabry-Pérot.

3.6 - MODIFICAÇÃO DA CAVIDADE DE UM LASER DE DIODO[4,13]

O baixo fator de qualidade da cavidade dos lasers de diodos e o alto ganho são fatores que tornam os laser à semicondutor bastante particulares. A baixa refletividade das faces clivadas bem como o reduzido tamanho da cavidade determinam a qualidade espectral do modo laser.

A largura de linha do laser é dada por:

$$\Delta\nu = \frac{R_{sp}}{N_{Pho}} \left(1 + \alpha^2 \right) \qquad (3.6.1)$$

onde R_{sp} é a taxa de emissão espontânea, N_{Pho} é o número total de fótons estocado na cavidade e α é o fator de alargamento espectral (coeficiente de acoplamento entre a fase e a amplitude). Esse fator é a razão entre a parte real do índice de refração e a flutuação da parte imaginária do índice ($\alpha = \Delta n'/\Delta n''$, que varia tipicamente de 1 à 8).

Há muitas formas de se estreitar a largura de linha de emissão de um laser de diodo. O ponto comum entre todas elas é aumentar o tempo de estocagem dos fótons na cavidade laser. Algumas formas de se obter seletividade do laser são:

i) aumentando as dimensões do semicondutor, porém sem aumentar a poténcia de saída.

ii) aumentando a refletividade das faces de saída.

iii) usando a técnica de retorno óptico. Como os diodos são muito sensíveis ao retorno é possível modificar a frequência de emissão e a largura espectral Essa técnica pode ser usada com dois lasers obrigando um laser a assumir as

características espectrais do outro laser.

iv) ainda usando a técnica do retorno óptico podemos utilizar retorno proveniente de sua própria emissão. No nosso caso, em particular, usaremos um retorno seletivo em frequência de uma cavidade de grande finesse. A taxa de retorno pode ser fraca e o sistema é então um oscilador complexo com duas cavidades acopladas. Esse retorno é uma das transmições de um Fabry-Perot externo.

v) acoplando diretamente o diodo à uma raia atômica através do retorno óptico aliado à transição.

Usando-se diferentes configurações dessa técnica mostrou-se possível melhorar a performance espectral dos lasers a semicondutor, podendo-se obter largura de linha inferior a 100KHz e varrer o comprimento de onda por alguns nm.

Quando dispomos de laser cujas faces não são tratadas com filme anti-refletor, podemos injetar um retorno óptico no meio ativo. Esse retorno pode ser uma transmissão de uma cavidade de referência. Trata-se então, do problema de duas cavidades acopladas em que a frequência de emissão e a largura de linha são bem determinadas. Como o Fabry-Pérot é seletivo em frequência, ao acoplarmos a cavidade semicondutor a ele a melhora na qualidade do modo de emissão é notória. Estabilizamos a frequência de emissão na frequência de ressonância da cavidade externa.

A estabilidade mecânica é fundamental para um bom funcionamento da técnica, a distância entre a cavidade semicondutor e o Fabry-Pérot deve ser constante. Há uma relação entre a distância entre as cavidades, a fase do retorno óptico e o sinal de transmissão do Fabry-Pérot. Uma

maneira de termos a reflexão do Fabry-Pérot voltando no diodo é utilizar um Fabry-Pérot confocal fora do eixo, como está descrito na Fig.37. Uma das desvantagens desta técnica é a persistência da estrutura de modos da micro-cavidade original.

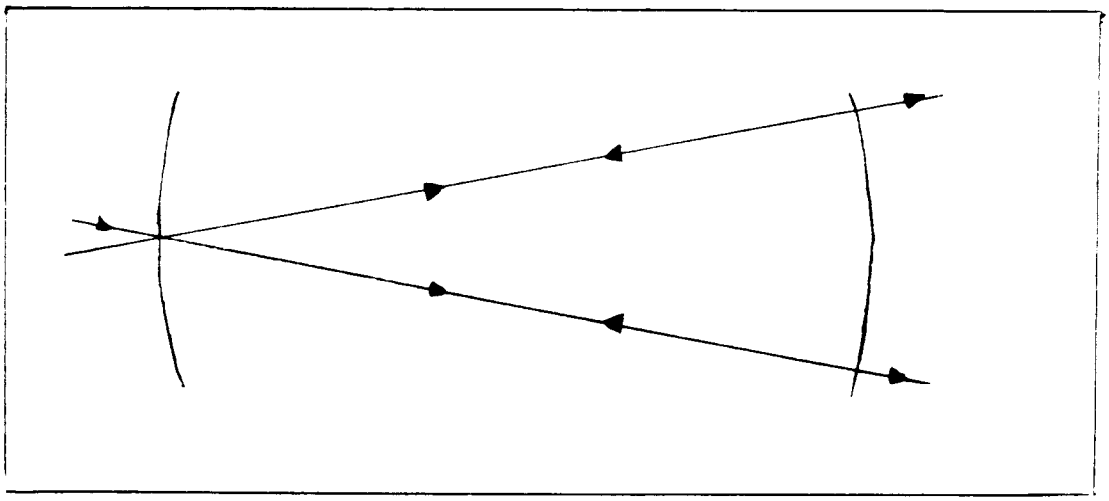

Fig.36 - Diagrama de um Fabry-Pérot confocal fora do eixo.

Laurent et al[12] desenvolveram um modelo teórico para os resultados experimentais do problema de duas cavidades fracamente acopladas. Encontraram expressões que concordam bem com os resultados experimentais. Para determinar a frequência de emissão do diodo (ω) eles introduziram na equação de taxa que rege a evolução do campo eletromagnético, tratada

classicamente, um termo de interferência entre o campo amplificado ou refletido no laser e o campo refletido, com a fase e a refletividade dependentes da frequência do Fabry-Pérot. Obtendo então, a expressão da frequência de emissão em função da frequência natural de emissão ω_N e os parâmetros de acoplamento com o Fabry-Pérot,

$$\omega = \omega_N - \frac{K\sin[\omega(\tau_d + \tau_p) + tg^{-1}\alpha] - r^4\sin[\omega(\tau_d - \tau_p) + tg^{-1}\alpha]}{1 + F'^2 \sin^2\omega\tau_p} \qquad (3.6.2.)$$

F' é um fator de acoplamento com o Fabry-Pérot, $\omega_N = \frac{N\pi c}{nL_d}$ é a frequência natural do diodo livre, nL_d a largura óptica e K o fator de acoplamento

$$K = (1 + \alpha^2)^{1/2}\sqrt{\beta}\, c\frac{F_{fpc}}{\eta L_d 2F_d}$$

F_{fpc} é a finesse do Fabry-Perot, ($\cong$100 em nossa montagem) F_d é a finesse do diodo, (em geral $\cong$ 3). β é o fator de acoplamento em intensidade que representa a atenuação entre a intensidade emitida na saída do diodo e a intensidade refletida pelo Fabry-Pérot. τ_D e τ_P são os tempos de ida e volta entre a face da frente do diodo e a face de entrada do Fabry-Pérot confocal, e o tempo de ida e volta na cavidade Fabry-Pérot respectivamente. $F = 2r^2/(1 - r^4)$ é o coeficiente de reflexão em amplitude do Fabry-Pérot.

Reescrevendo a expressão da largura de linha em função de $R_{SP} = T_I/N_{Ph}$ onde T_I é a taxa de emissão induzida e N_{Ph} é o número de fótons do modo de emissão, temos:

$$\Delta\nu \ \alpha \ \frac{1}{N_{Pho} \ N_{Ph}} \qquad (3.6.3)$$

que é uma expressão aproximada para a largura de linha.

Considerando-se que os dois termos do lado direito da equação (3.6.3), são proporcionais ao tempo de ida e volta na cavidade e que a condição de saturação permanece invariável, então podemos aproximar para duas cavidades acopladas que: $\Delta\nu \ \alpha \ 1/\tau_{eff}$, sendo τ_{eff} o tempo de ida e volta efetivo

Onde τ é definido como $\tau = \tau_d F'$ e F' é o coeficiente de acoplamento com o Fabry-Pérot. A relação para a largura de linha pode ser dada pela expressão aproximada:

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\nu_o}{F'^2} \qquad (3.6.6)$$

Essa nova relação é de fácil interpretação física, pois descreve a nova largura de linha do laser acoplado em função da largura de linha do laser "livre". O fator de redução é dado pelo parâmetro F'. E baseado nos expressões de Laurent et al[12] encontramos uma expressão mais exata para F',

$$F' = 1 + 2k\tau_p \qquad (3.6.7)$$

Obtem-se, assim, uma expressão para a largura de linha que depende explicitamente da finesse do Fabry-Pérot confocal e taxa de acoplamento β

3.7 - REDUÇÃO DA LARGURA DE LINHA DE UM LASER DE DIODO USANDO UMA CAVIDADE FABRY-PÉROT

Para fazermos uma estabilização do laser de diodo numa cavidade Fabry-Pérot externa e reduzir a largura de linha do laser é necessário termos controle sobre o retorno óptico e garantir a estabilidade da distância entre a cavidade e o Fabry-Pérot.

Na Fig.37 temos o arranjo experimental da redução da largura de linha, através de uma cavidade Fabry-Pérot.

Neste experimento usamos um laser de alta potência (50mW), modelo Hitachi HL83186.

Controlamos a distância entre a cavidade do laser e a cavidade Fabry-Pérot através do espelho que está colado a um PZT.

Para varrer o Fabry-Pérot de referência, usamos um gerador de função, que gera uma rampa dente de serra de 100kHz de frequência.

A lente usada antes do Fabry-Pérot é para focalisar o feixe no centro da cavidade Fabry-Pérot.

A deteção do sinal é feita através de um fotodetetor de silício que recebe uma das transmissões do Fabry-Pérot. O sinal segue para o amplificador "lock-in" que possui uma modulação senoidal de referência. Esse sinal é comparado com a referência, de modo que quando o sinal do fotodetetor for máximo a resposta do "lock-in" será nula. Conforme o laser se afasta da posição desejada, o sinal do fotodetetor diminui e o "lock-in" gera um sinal erro que passa por um amplificador de

alta tensão e segue para o PZT, a fim de corrigir as derivas na fase do retorno óptico.

Para estabilizarmos o laser numa determinada frequência é necessário que façamos um acordo entre a fase do retorno óptico, que retorna do Fabry-Pérot, e a oscilação na cavidade laser. Com montagem de boa estabilidade mecânica só é necessário corrigir as derivas de baixa frequência e, de fato, nós trabalhamos com eletrônica com ganho importante para frequência inferiores a uma dezena de Hz.

Nós obtivemos um laser estreito, sintonizável e cuja estabilidade mecânica e eficiência da realimentação nos permite trabalhar durante dezenas de minutos com o sistema acoplado. Ou seja, obtemos uma fonte laser de boa qualidade espectral e estável.

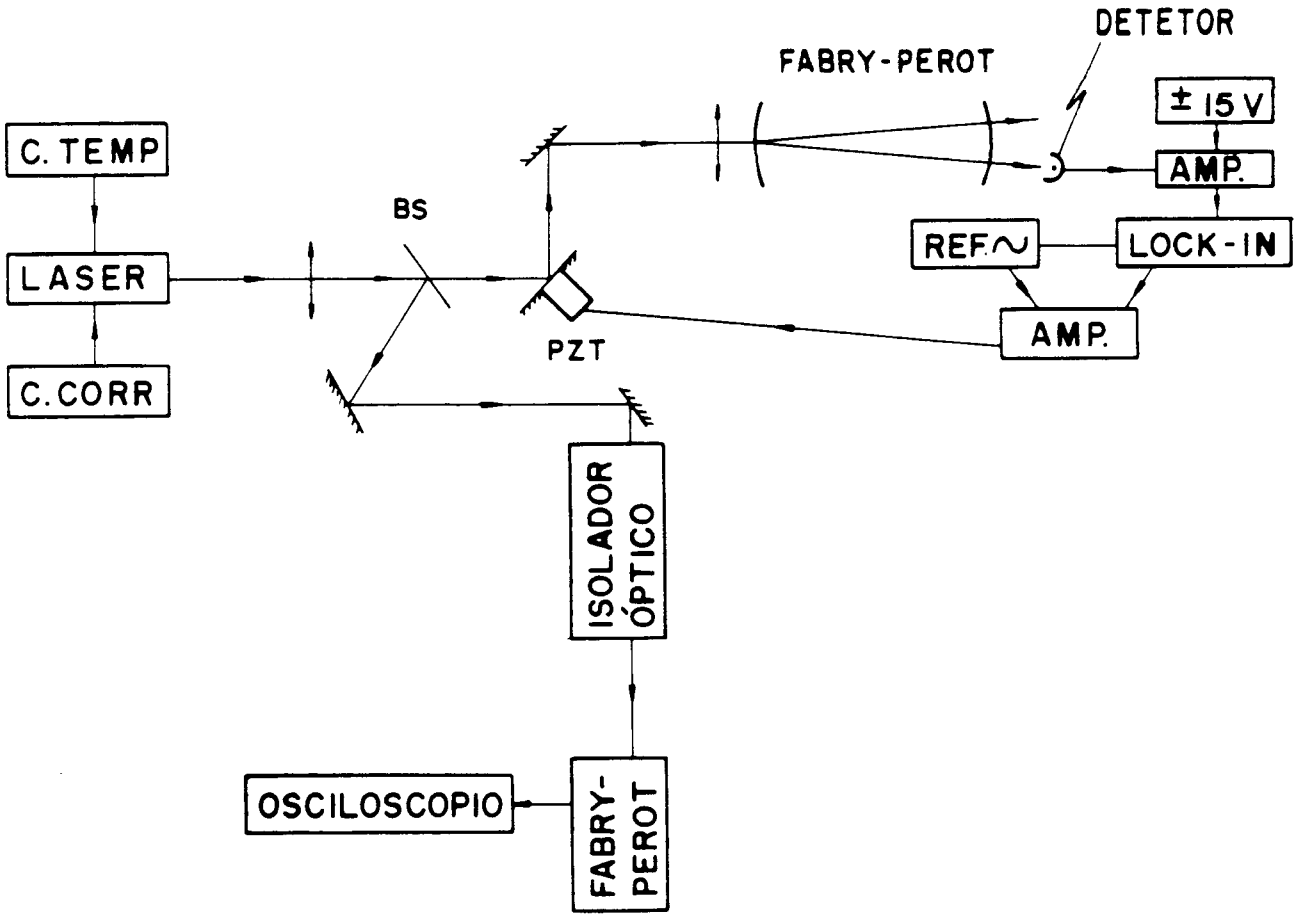

Fig. 37. -. Esquema experimental para a redução da largura de linha do laser de diodo usando um Fabry-Pérot.

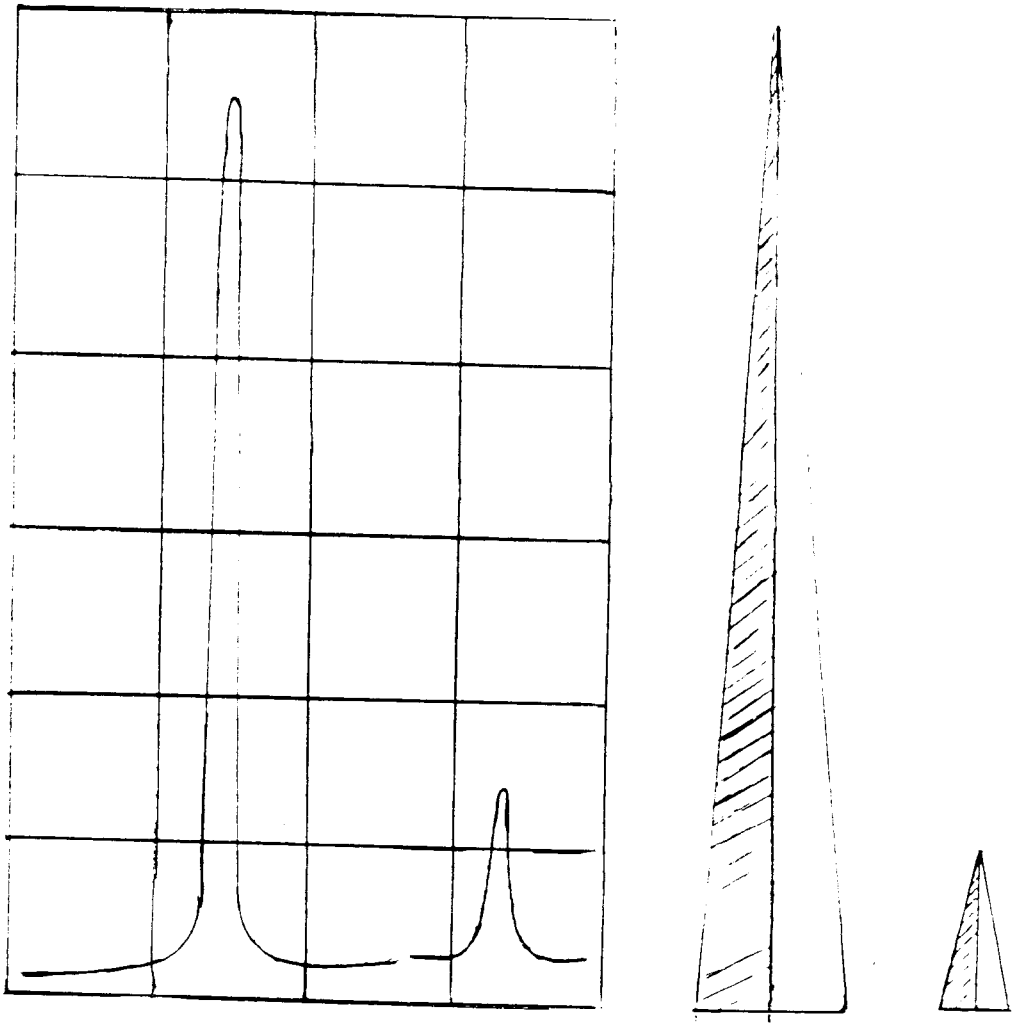

Fig.38 - Diagrama da estimativa da largura de linha

Baseados no que que observamos do osciloscópio, que estava acoplado ao Fabry-Pérot de análise, Fig.38. Fizemos uma estimativa do quanto a largura de linha do laser foi reduzida. A medida foi feita a flanco, de um pico de transmição de um Fabry-Pérot de análise. A idéia da nossa medida consiste em utilisar a sensibilidade de um Fabry-Pérot, de análise, como discriminador de frequência, ou seja, lembrar que uma variação em frequência corresponde a uma variação em intensidade. Desta forma colocamos o laser numa frequência lateral do Fabry-Pérot e podemos aproximar a curva do Fabry-Pérot por um triângulo, o que é razoável à meia altura

A finesse do Fabry-Pérot é a largura a meia altura de sua curva. Logo, podemos fazer uma avaliação da largura do pico do laser observando a largura da intensidade transmitida pelo Fabry-Pérot. A partir daí, usando a semelhança de triângulos fazemos uma regra de três simples e estimamos o valor da largura de linha do laser. Com esse método concluimos que a largura de linha do laser acoplado à cavidade externa é inferior a 0,5 MHz.

Para obtermos uma medida mais precisa da largura de linha devemos usar a técnica do batimento. Mas para tanto precisamos dispor de dois sistemas equivalentes ou de um laser de referência que seja estreito. No nosso trabalho não chegamos a usar essa técnica visto que o segundo laser está apenas começando a ser montado.

REFERÊNCIAS

1 - A.M.Tuboy,"Estabilização de Laser de Diodo para Utilização em Espectroscopia Atômica",Tese de mestrado, IFQSC(1990)

2 - C.E.Wieman e L.Hollberg,Rev.Sci.Instrum.,62,1(1991)

3 - J.W.R.Tabosa,G.Chen,Z.Hu,R.B.Le, e H.J.Kimble,Phys.Rev. Lett.,66,3245(1991)

4 - M.Oriá,"Spectroscopei de Reflexion et Melange d'Onde en Volume sur la Vapeur de Cs avec des Doides Lasers.",Tese de Doutorado,Université Paris-Nord(1990)

5 - C.Wieman,"A narrow band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb." A ser publicado.

6 - K.Petermann,"Laser Diode Modulation and Noise",Kluwer Ac.Publishers-KTK Scientific Publishers,Tokyo(1988)

7 - C.H.Henry,"Theory of the Linewidth of Semi-conductor Laseer",IEEEJ.Quant.Electron.,18,259(1982)

8 - A.L.Schalow e C.H.Townes,Phts.Rev.,112,1940(1958)

9 - M.W.Flemming e A.Mooradian,IEEEJ.Quant.Electron.,17,44, (1981)

10 - W.Demtröder,"Laser Spectroscopy",Springer-Verlag Berlin Heidelberg,New York(1981) pag.484

11 - A.M.Tuboy,S.A.Tonissi Jr.,M.S.Samtos e V.S.Bagnato,Rev. Fís.Aplic. e Instrum.,6,96(1991)

12 - Ph.Laurent,A.Clairon e Ch.Breant,IEEEJ.Quant.Electron., 25,1131(1989)

CAPÍTULO IV - MONTAGEM EXPERIMENTAL

Neste capítulo trataremos das montagens experimentais utilizadas para desaceleração de átomos de Cs. A nossa montagem experimental é bastante ampla. Portanto, vamos subdividi-la em várias partes como: o sistema magnético, a produção do feixe e o sistema de vácuo e o sistema óptico.

4.1)- Sistema Magnético

O solenóide que usamos não foi construído especialmente para este experimento, mas sim para desaceleração de Na. Entretanto, foi possível usá-lo para desaceleração do Cs, com os parâmetros encontrados através da simulação numérica, conforme descrito na seção 2.5 . O formato parabólico do campo foi dado durante a construção do solenóide. Este solenóide é formado por um conjunto de camadas de espiras uma sobre a outra. A cada nova camada diminuíse um certo número de espiras. Cada camada possui seus extremos de fio ligado na camada superior, constituindo uma ligação em série. Os extremos, da primeira e da última camada foram conectados numa fonte de corrente. Se separassemos a primeira camada, ligando-a em uma outra fonte teríamos controle sobre o B_b. De posse de controle extra poderíamos trabalhar em campo forte mas com o gradiente de

campo suave.

O campo magnético que usamos foi indicado na Fig.9. Os átomos só serão desacelerados na região da parábola decrescente, pois, nesta região o campo magnético está diminuindo provocando a desaceleração. A região inicial do solenóide, de zero a B_{max}, é uma parábola crescente e não contribui com o processo. Essa região crescente existe devido aos efeitos de borda, inerente a um solenóide finito

4.2)- Produção do feixe e sistema de vácuo

Nosso forno é do tipo efusivo. O fluxo de átomos (ou moléculas) do gás através de uma abertura pequena é chamado efusão. Na efusão os átomos não colidem entre si quando escapam pela abertura. Considere uma câmara com paredes finas e uma pequena abertura que contém gás a pressão P, que no nosso caso é a pressão de vapor do Cs, dentro de um recipiente fechado. Se a pressão for suficientemente baixa, de tal modo que o caminho livre médio λ na câmara seja muito maior que a abertura, os átomos terão sofrido sua última colisão quando ainda estiverem dentro da câmara. O fluxo médio, atraves da abertura, é obtido da teoria cinética dos gases:

$$N = \frac{PA}{2\pi m k_B T} \quad \text{átomos/s}$$

Nosso forno funciona com uma válvula que está acoplada uma cruzeta, como está mostrado na Fig.38. Essa montagem possui um corpo onde é colocada a ampola de Cs e sua tampa possui uma extensão com um parafuso, de maneira que, conforme atarrachamos, a extensão desce e quebra a ampola.

O Cs precisa estar encapsulado por ele ser extremamente reativo com o ar.

Durante o experimento mantivemos o forno a 125°C,

aquecido com fita térmica e monitoramos a temperatura através de três termopares, colocados na base da válvula,onde se encontrava a ampola de Cs, na cruzeta e na junção entre a válvula e a cruzeta.

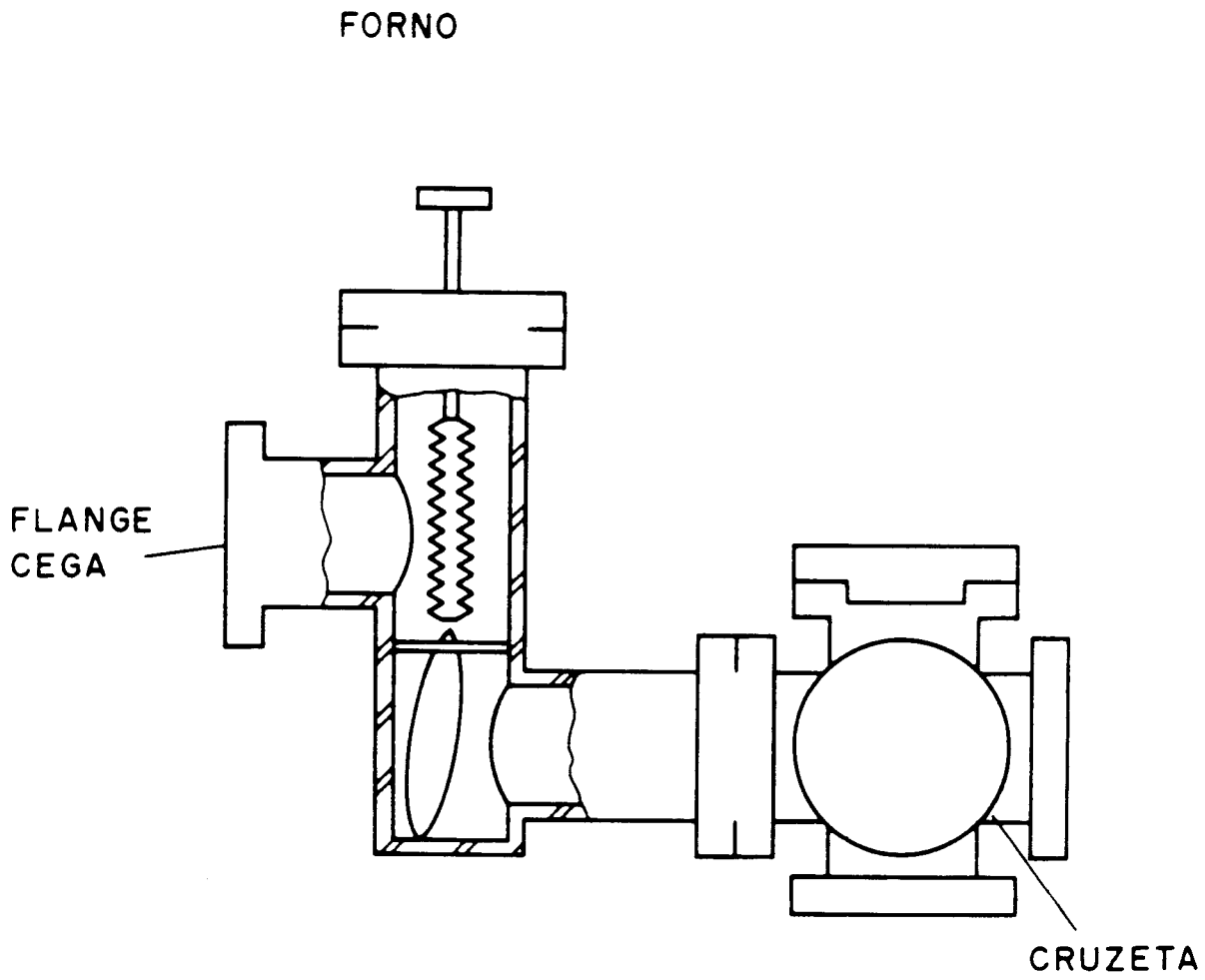

Fig. 38 - Montagem do forno.

Na Fig.39a e b temos a montagem da parte mecânica do experimento. Acoplada à cruzeta temos uma bomba mecânica, Edwards de dois estágios, modelo E2M18 com 18 m^3/h de velocidade de bombeamento ao ar livre. O vácuo primário na câmara principal, cruzeta e junção em T, é feito pela bomba mecânica e o secundário,por uma bomba difusora, feita no nosso instituto, acoplada à um trap de N_2 líquido, com velociddade de bombeamento avaliada em 800 l/s na pressão de regime. Após a junção em T temos uma outra bomba mecânica, Balzers DVO 016B com velocidade de bombeamento ao ar livre de 16 m^3/h responsável pelo vácuo primário e também uma bomba turbo-molecular, Balzers TPU 170,girando com 60000 rpm e com velocidade bombeamento de 170 l/s na pressão de regime. Após a cruzeta, dentro da junção e T, temos três aberturas, uma de 4mm de diâmetro, uma outra de 5mm e finalmente uma de 3mm. Após a junção em T, temos um canal de 2mm. As aberturas e o canal têm a função de colimar o feixe atômico.

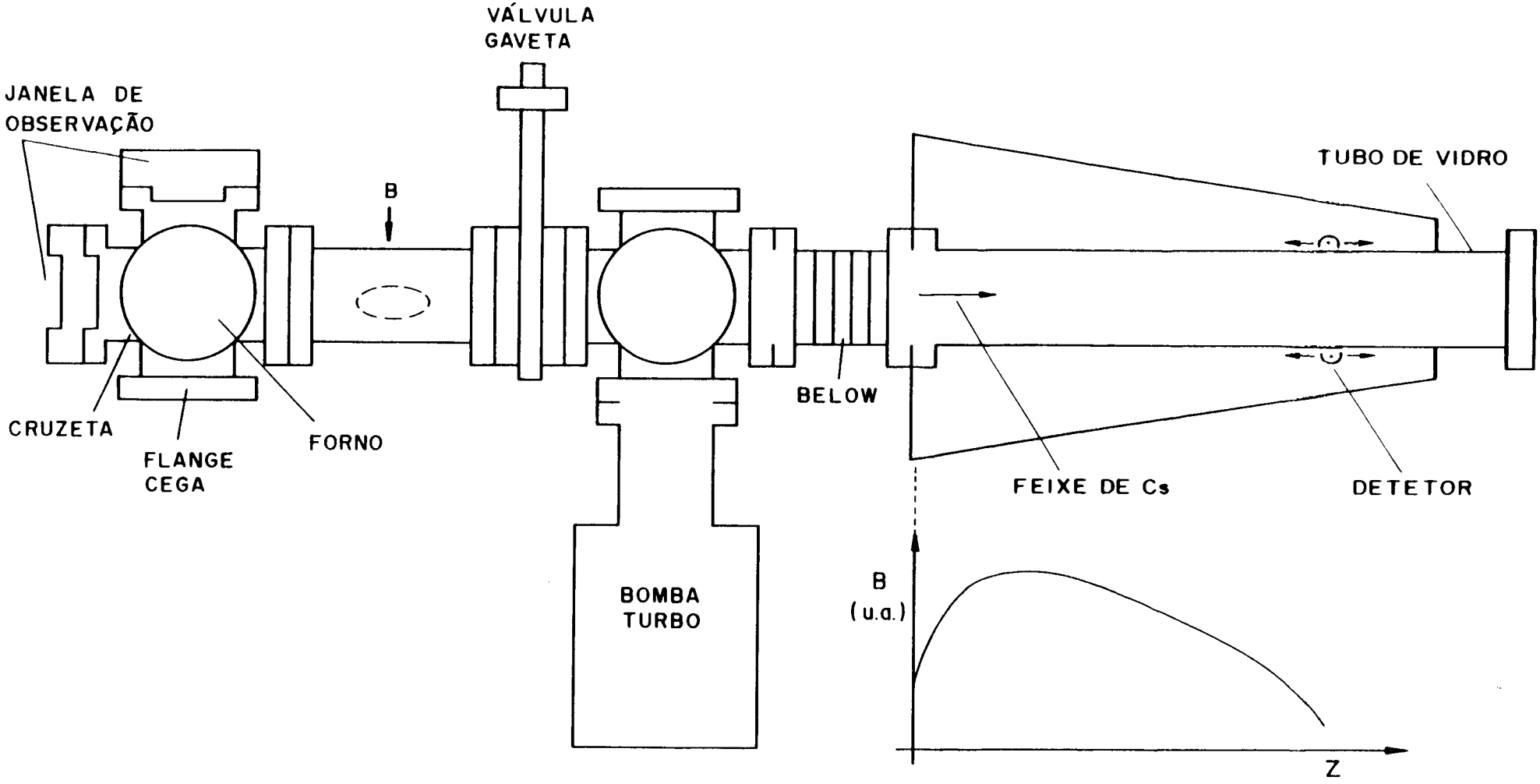

Fig. 39a - Montagem experimental mecânica.

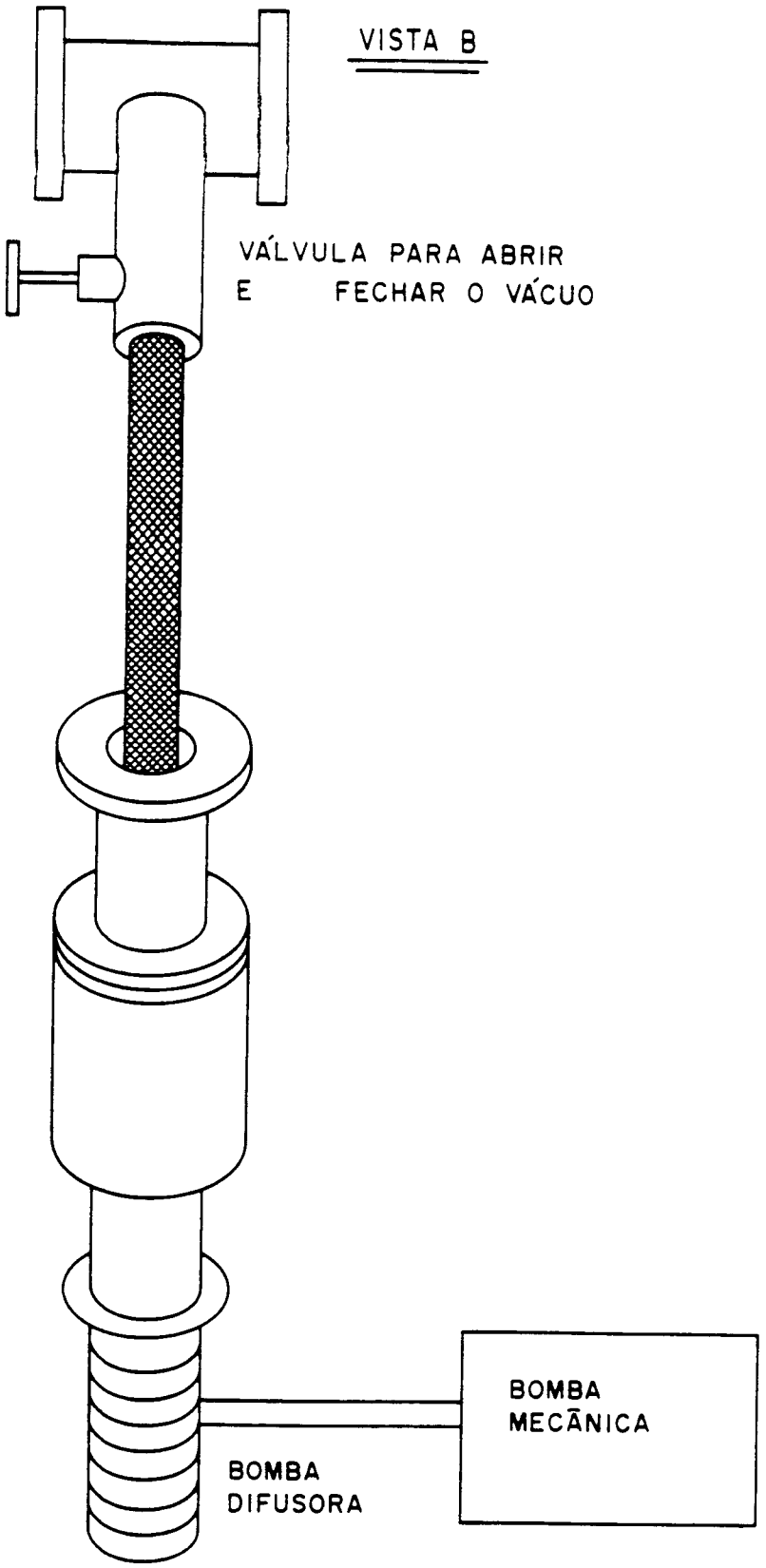

Fig. 39b - Vista "B" da figura 39a.

4.3)- Sistema Óptico

O laser de rebombeamento é fundamental para o experimento de desaceleração pois ele recupera os átomos que decaíram para o nível $6^2S_{1/2}$ F=3 excitando-os novamente e tornando-os participantes do processo. O laser desacelerador é de marca Hitachi modelo HL8318G-410 e o laser de rebombeamento é um laser de diodo STC modelo LT50A-82P. O diâmetro dos feixes é de aproximadamente, 5 cm.

Conforme está mostrado na Fig.40 parte do feixe do laser de rebimbeamento e do laser desacelerador é usado como referência em uma célula de Cs. A absorção saturada nos permite verficar se o laser desacelerador está em ressonância com a transição $6^2S_{1/2}$F=4 $\rightarrow$ $6^2P_{3/2}$F'=3,4,5 e o laser de rebombeamento com a transição $6^2S_{1/2}$ F=3 $\rightarrow$ $6^2P_{3/2}$ F=2,3,4. Alinhamos a montagem de maneira que a partir do BS1 (divisor de feixe) os dois feixes sigam colinearmente. Usamos duas lentes convergentes para focalizar o feixe no canal, e assim concentrar toda potência do laser nesse ponto. Ao longo do tubo desacelerador as intensidades são de 20mW/cm^2, para o laser desacelerador e 10mW/cm^2, para o laser de rebombeamento. Focalizando o feixe de laser no canal, ele coincide espacialmente com o feixe de Cs, que emerge do canal. Desta forma aproveitamos toda a radiação. O laser Hitachi possui polarização predominantemente vertical enquanto que o STC

horizontal. Quando os dois feixes passam pelo polarizador de calcita o feixe devido ao STC se torna muito fraco porque o polarizador está na posição vertical. Isto é adequado ao nosso propósito, pois o laser desacelerador deve ser mais intenso que o laser de rebombeamento.

Após o polarizador de calcita temos uma lâmina de quarto de onda que transforma polarização linear em circular. No nosso caso usamos luz polarizada à direita (σ^+). Os motivos dessa escolha já foram esclarecidos.

Finalmente o feixe passa pela segunda lente e é focalizado no canal.

A deteção do sinal de fluorescência é efetuada usando-se um fotodetetor,de Si, que corre ao longo do tubo. O sinal do detetor bem como o sinal da absorção saturada seguem para o micro. A aquisição é feita através do computador, cuja interface gera uma rampa dente de serra com constante de tempo fixa, 9s. Essa rampa provoca uma variação na frequência do laser de 2,1GHz. Assim obtivemos espectros de fluorescência versus frequência do laser desacelerador.

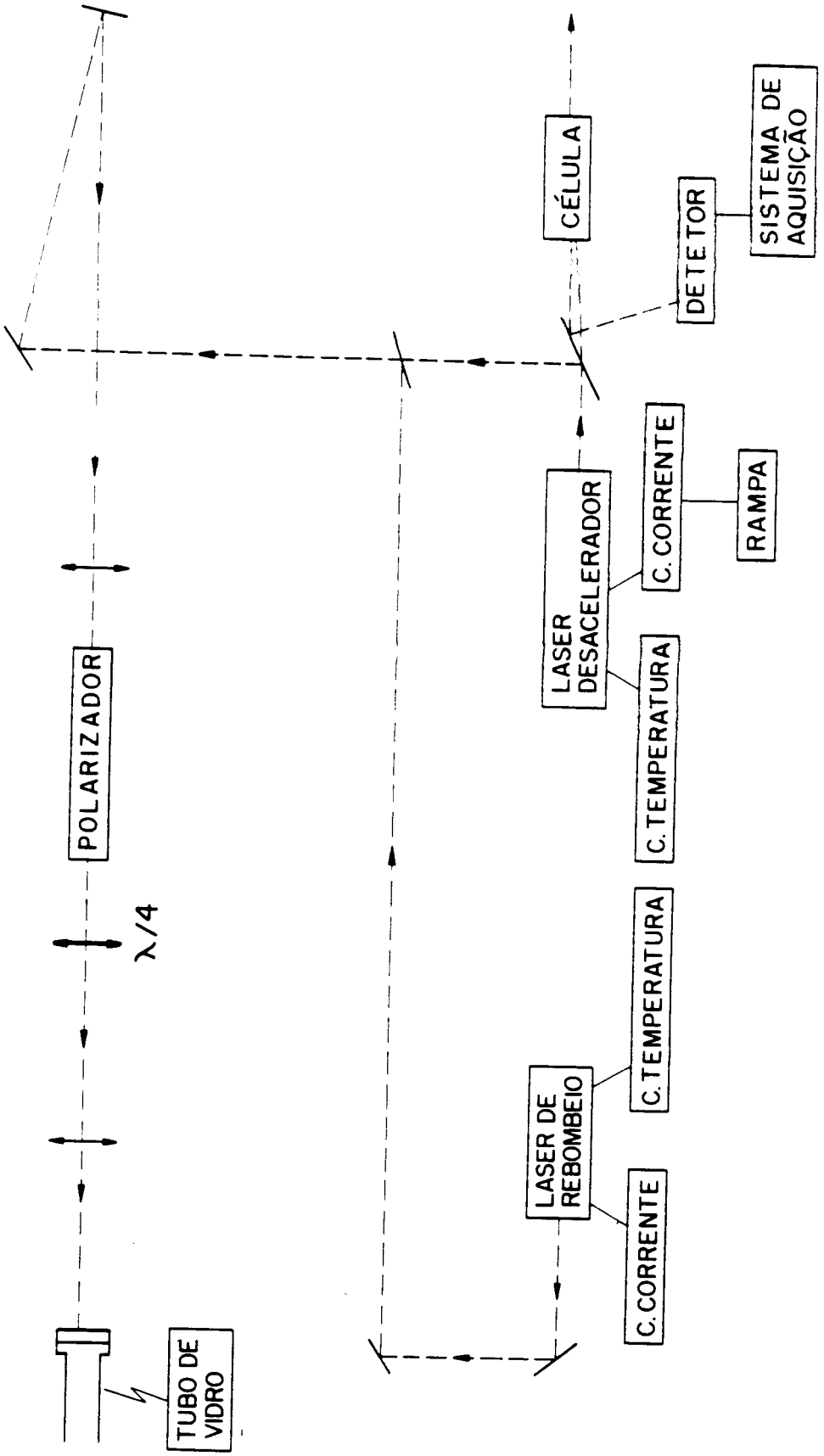

Fig. 40 - Montagem Óptica.

CAPÍTULO V - RESULTADOS E CONCLUSÕES

Usualmente, em experimentos de desaceleração, usa-se para deteção um laser de prova, que verifica a mudança na distribuição de velocidades causada pela desaceleração. Entretanto, nessse experimento não usamos este terceiro laser pois seria necessário um terceito conjunto de controle de corrente e temperatura, dos quais nós não dispúnhamos. Para a deteção usamos um método simples, desenvolvido pelo nosso grupo de pesquisa, que já foi aplicado ao Na. Os resultados obtidos para a desaceleração do Cs estão mostrados nas figuras a seguir. Obtivemos gráficos de fluorescência versus frequência do laser desacelerador, para cada posição do fotodetetor que corre ao longo do tubo. Fizemos duas aquisições simultâneas: uma da fluorescência dos átomos de Cs no feixe atômico e uma outra da absorção saturada na cela. Para fazermos essas aquisições aplicamos uma rampa de tensão na corrente do laser, de modo que o laser variasse 2,1 GHz em torno da frequência de interesse. Esta varredura é produzida por uma interface do micro.

Apesar do laser estar varrendo, em frequência, cada átomo individualmente não é capaz de perceber esta varredura. A distância entre o forno e o final do tubo é de aproximadamente 1m. O forno estava a 125°C, que significa uma velocidade mais provável de 282 m/s. Considerando que a

velocidade no fim do tubo é nula, então a velocidade média dos átomos é de 136 m/s. Concluimos que o átomo leva 7.10^{-3} s para chegar ao final do tubo. Esse intervalo de tempo corresponde à 1,5 MHz, que é muito menor que a largura de linha do laser, 50 MHz. Então podemos afirmar que para um determinado átomo o laser está fixo.

Foi necesário tirarmos uma aquisição da absorção saturada pois precisamos localizar a transição que estamos interessados com precisão. Se utilizásemos a absorção simples na cela de Cs, as linhas hiperfinas de interesse não estariam resolvidas, devido ao alargarmento por efeito Doppler e colisional na cela.

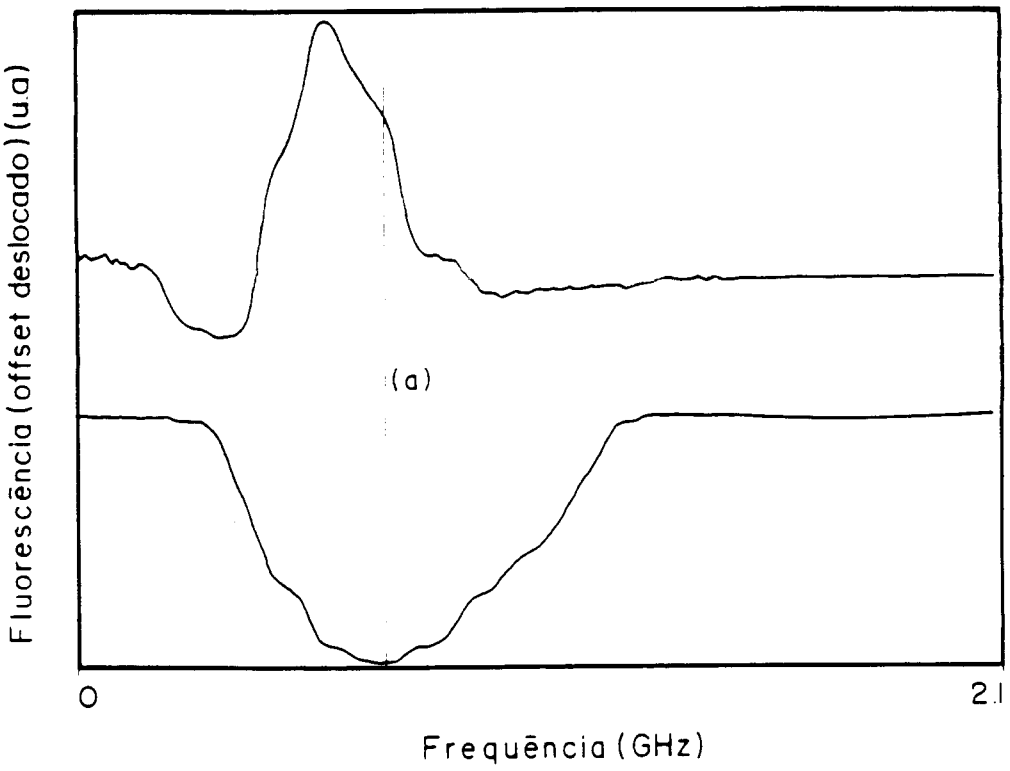

Fig. 41 - O gráfico 1 indica a fluorescência de emissão do Cs em função da frequência ao longo do tubo enquanto que o gráfico 2 indica a absorção saturada na cela.

A reta (a) designa a posição da transição $6^2S_{1/2}F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2}F'=5$ fora do campo magnético (ν_0). Esta é a nossa origem. Conhecemos essa posição baseada no sinal simultâneo da absorção saturada, como está na Fig. 41.

A reta (c), das Figs. 42, 44, 46 e 48, corresponde a translação da origem devida a presença do campo magnético. Essa translação é devido ao efeito Zeeman e vale $\gamma B(z)$, onde γ

é o coeficiente Zeeman. Um pico de fluorescência na frequência dada por esta reta, indicará átomos com velocidade zero (submetida ao efeito Zeeman do campo magnético local).

A reta (b) corresponde à frequência do pico que desejamos investigar. Nas equações ela corresponde a frequência do laser, ν_L, que não está fixa mas varrendo, 2,1GHz, em torno do valor de interesse. Queremos investigar onde estão os átomos desacelerados e também com que velocidade. Como $v = (\nu_o + \gamma B - \nu_L)/k$ então quando v=0, $\nu_L = \nu_o + \gamma B_z$, a reta (b) coincidirá com a (c). A velocidade dos átomos será dada pela intervalo entre as retas (b) e (c) dividido pelo vetor de onda.

O intervalo entre a reta (b) e (c) é igual à $[\nu_o + \gamma B(z) - \nu_L]$ e o intervalo entre a reta (a) e (b) é o "detuning", $\Delta = \nu_L - \nu_o$.

Durante a aquisição sabemos que o laser variou 2,1GHz, logo podemos converter uma dada distância entre a retas, na correspondente frequência.

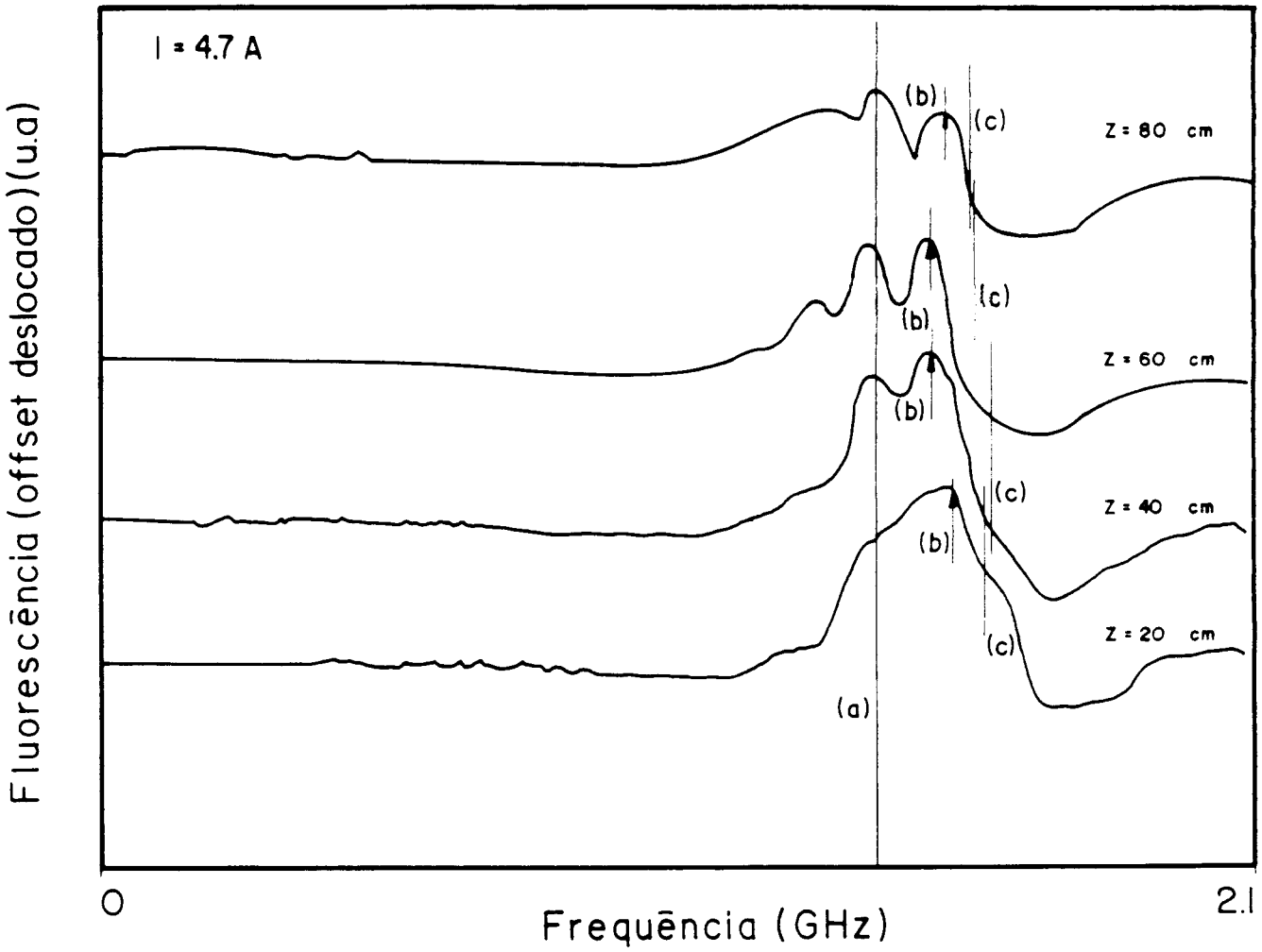

Fig. 42 - Gráfico de fluorescência versus frequência para I=4,7 A.

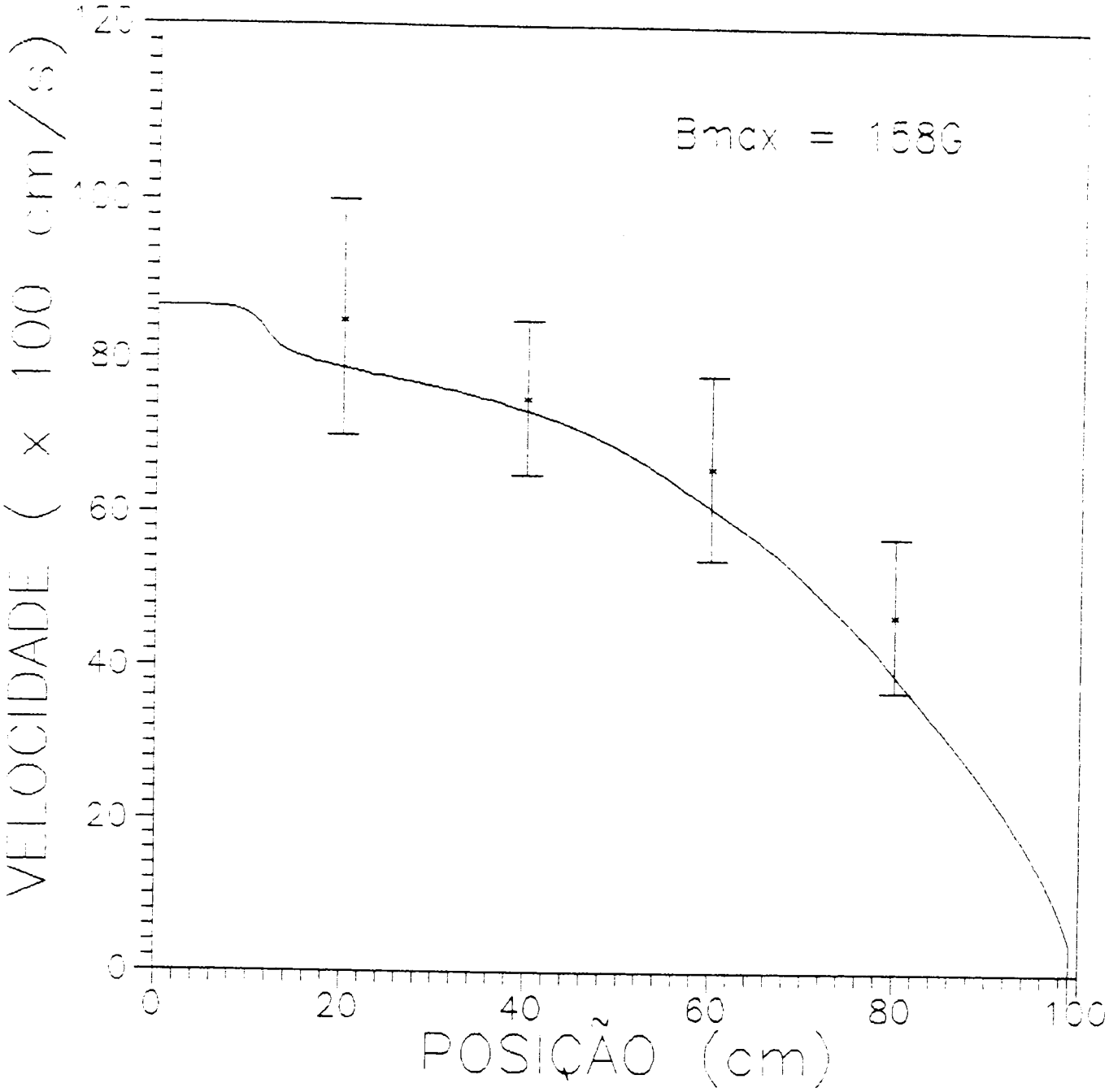

Fig. 43 - Gráfico da velocidade e simulação versus posição para I=4,7A.

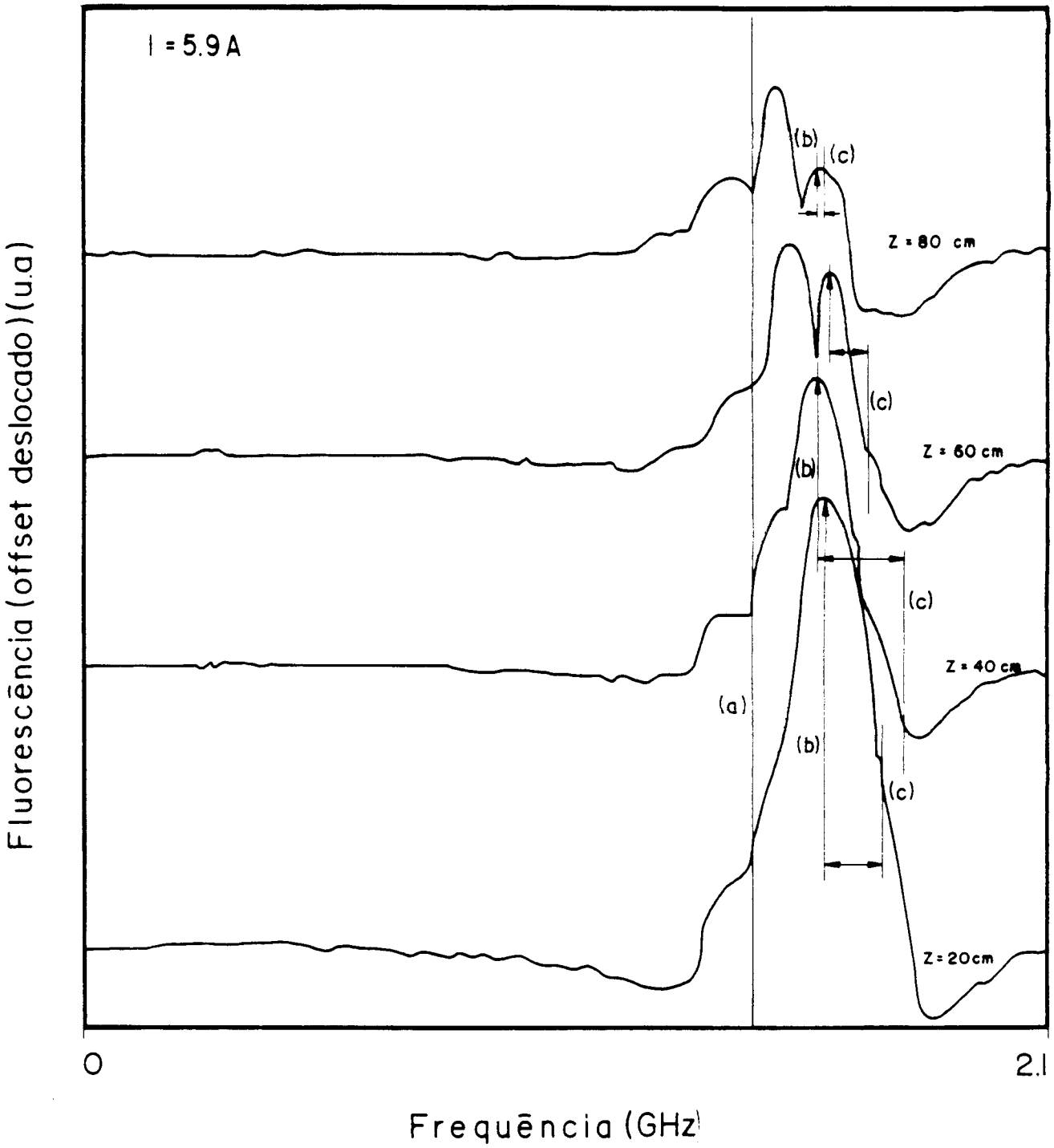

Fig. 44 - Gráfico de fluorescência versus frequência para I=5,9A.

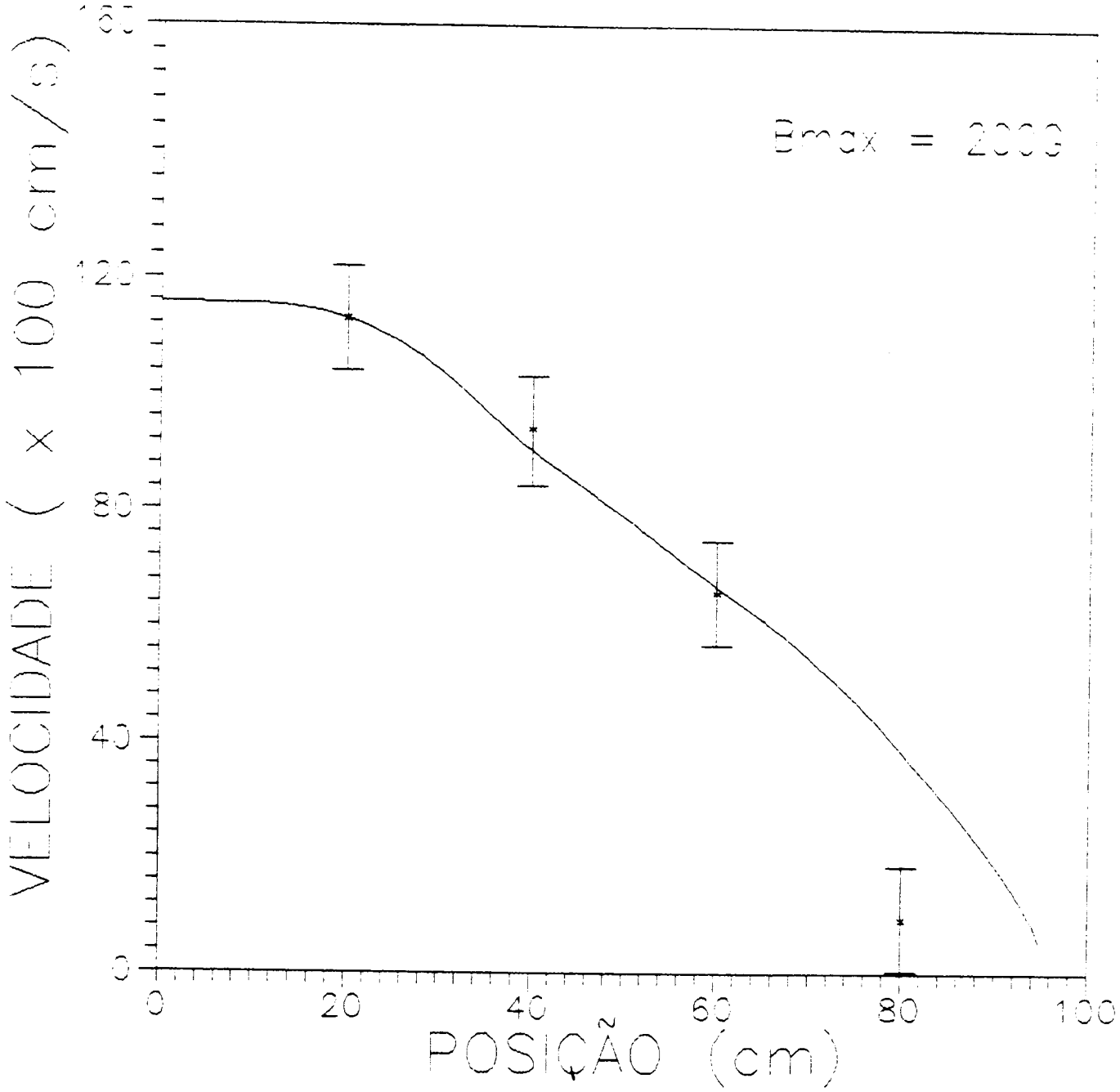

Fig. 45 - Gráfico de velocidade e simulação versus posição para I=5,9A.

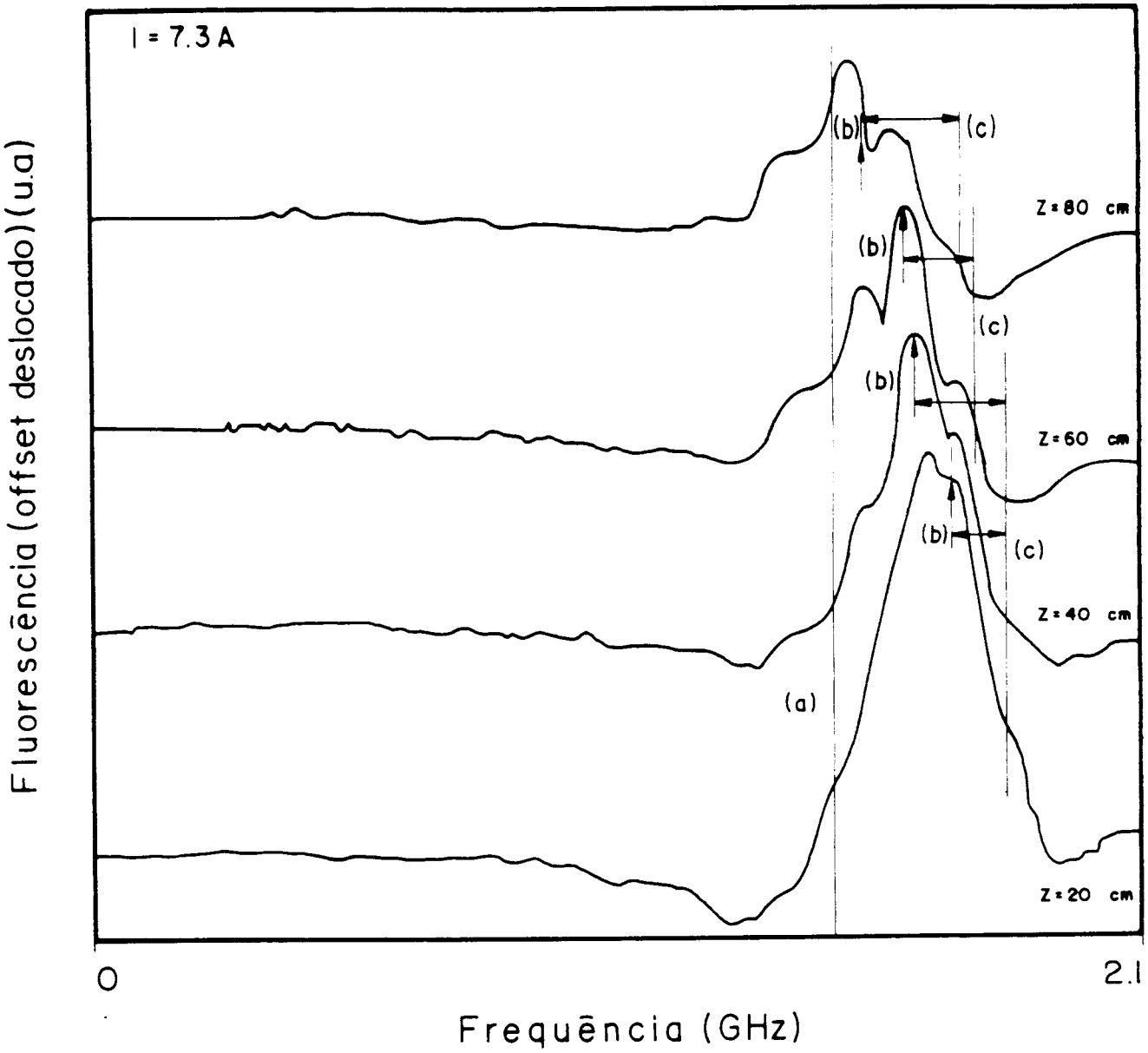

Fig. 46 - Gráfico da fluorescência versus posição para I=7,3A.

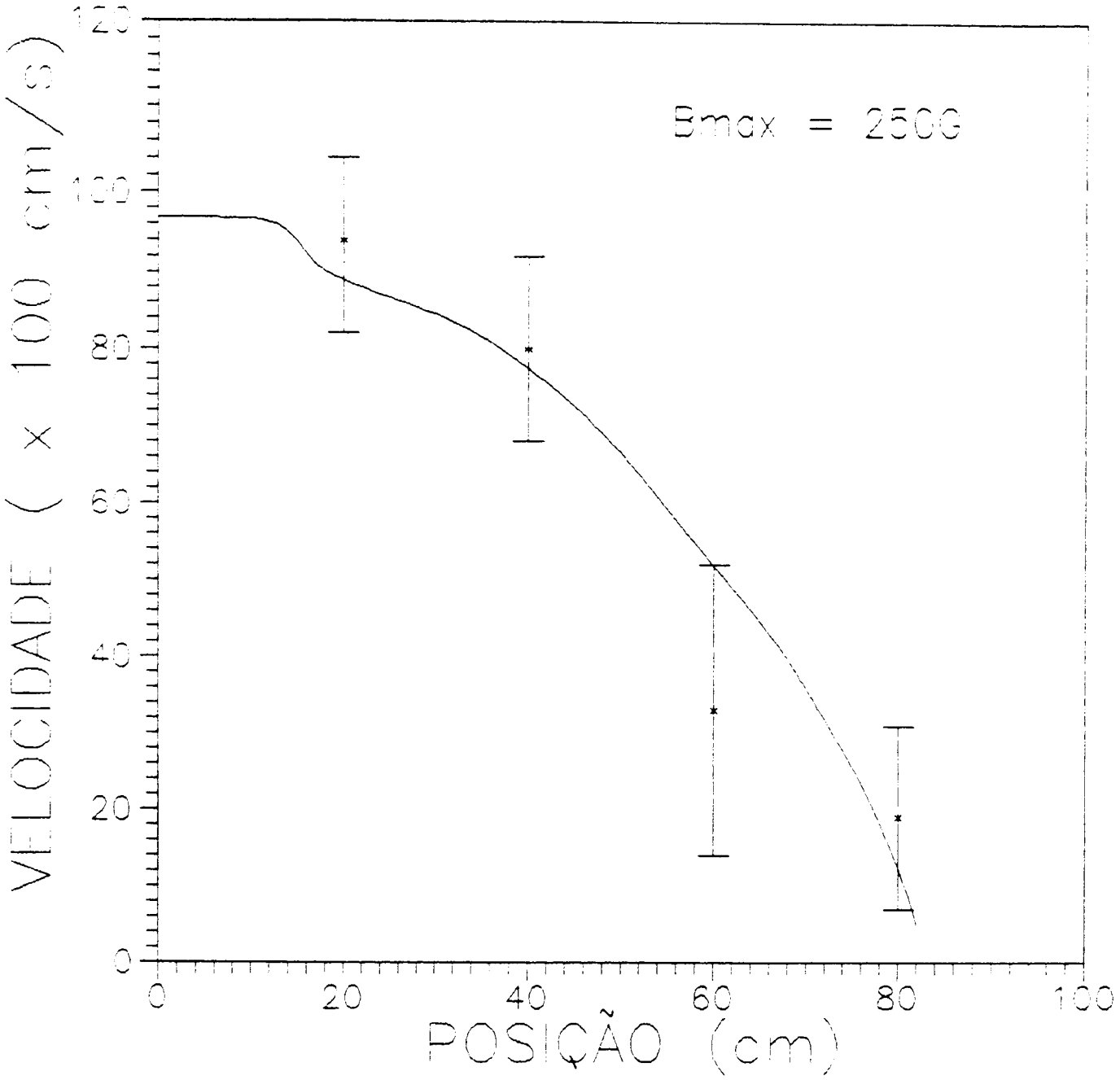

Fig. 47 - Gráfico da velocidade e simulação versus posição para I=7,3A.

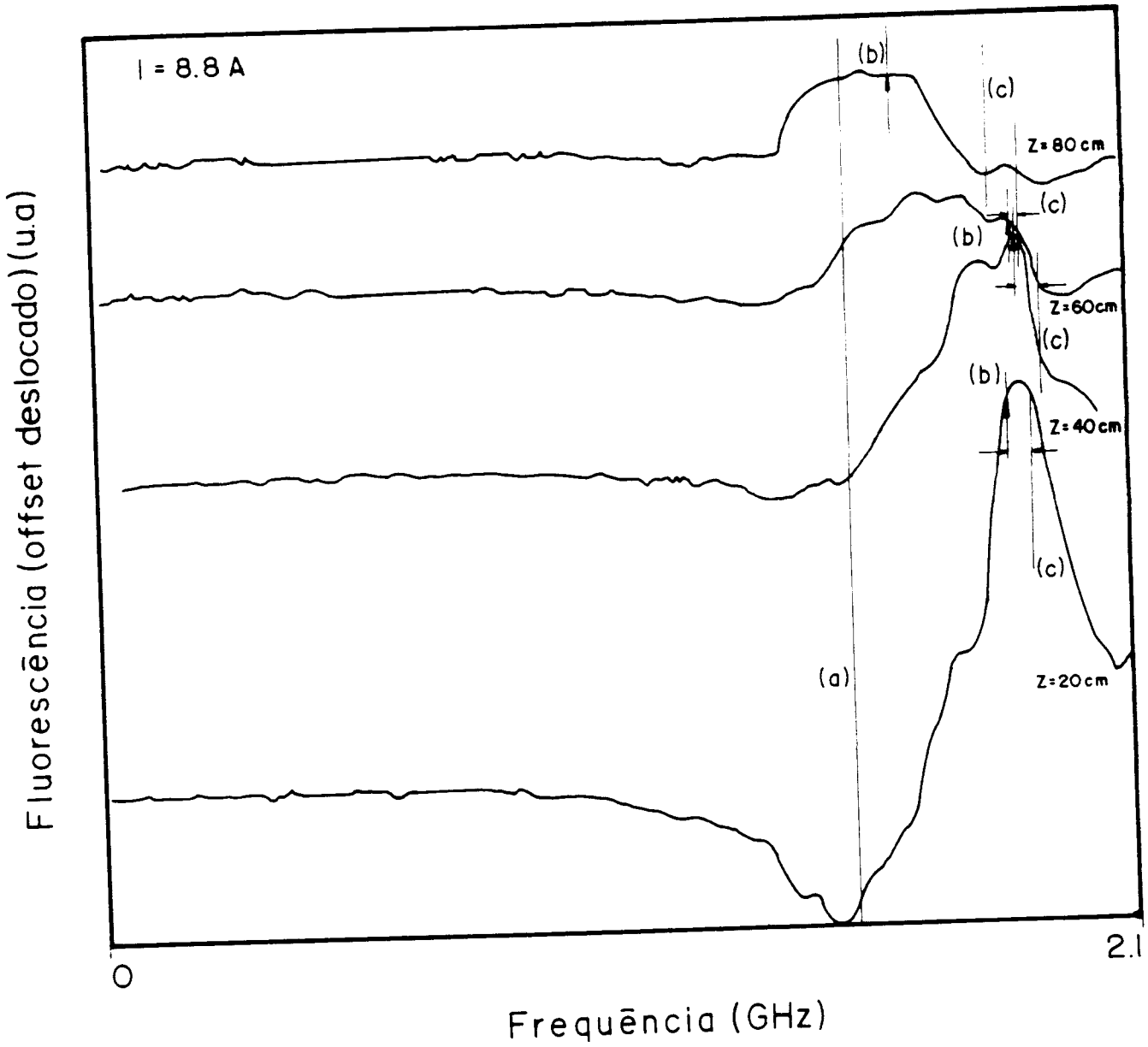

Fig. 48 - Gráfico da fluorescência versus posição para I=8,8A.

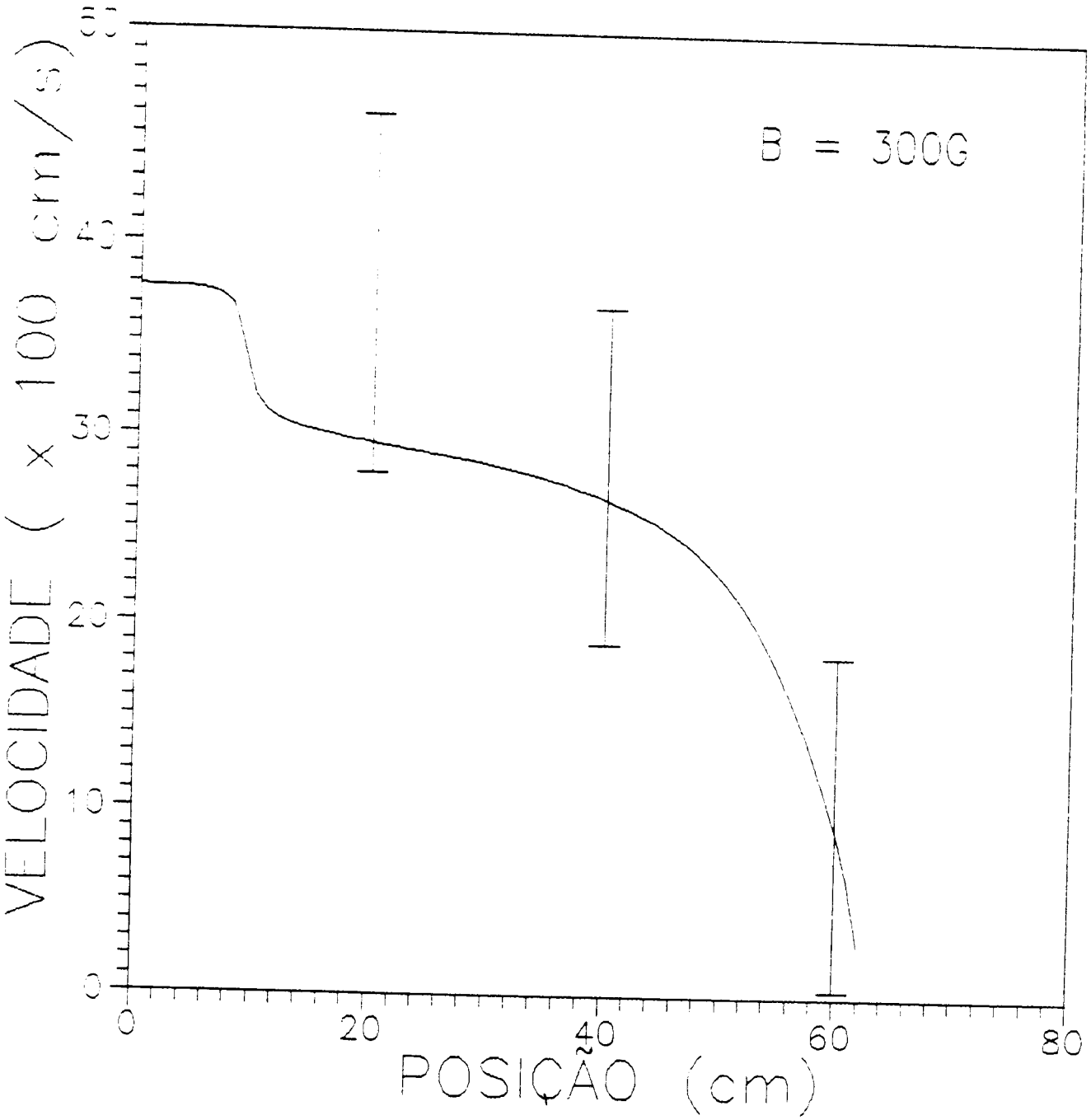

Fig. 49 - Gráfico de velocidade e simulação versus posição para I=8,8A.

Temos um movimento uniformemente desacelerado. Como já mencionamos, a velocidade obedece a equação de Torricelli, ou seja, é uma função parabólica da posição. Fizemos uma interpolação dos valores de velocidade que obtivemos, para cada corrente, e observamos uma função do tipo:

$$v = (\alpha + \xi z)^{1/2}$$

Isso vem confirmar a teoria, pois a equação de Torriceli é: $v = (v_0 - 2az)^{1/2}$, onde a é o módulo da desaceleração.

O programa que usamos, Grapher, nos fornece a equação da curva. Então, de posse dessa equação podemos obter um valor para a desaceleração experimental e compará-lo com o valor previsto pela teoria. Para cada corrente e posição temos uma equação para v. Calculamos a aceleração em cada posição, para cada corrente com seus respectivos erros.

I (A)	a (10^2 cm/s^2)
4,7	4097 ± 748
5,9	10627 ± 526
7,3	9683 ± 3593
8,8	1601 ± 137

O valor previsto na saturação, é de 6.10^6 cm/s^2. Portanto, os nossos resultados estão de acordo, em ordem de grandeza.

Não apresentamos o gráfico de velocidade versus posição para I=10,3A, porque observamos experimentalmente que não é possível haver desaclereração de Cs para essas condições. A simulação confirma a nossa conclusão.

Os valores experimentais que obtivemos para o "detuning" estão próximos dos valores obtidos com a simulação. Essa concordância, vem corroborar a nossa idéia de qual seria o pico correspondente á transição $6^2S_{1/2}$ F=4 m_F=4 → $6^2P_{3/2}$ F'=5 $m_{F'}$=5.

Durante a experiência esperávamos encontrar apenas um pico, nos gráficos de fluorescência versus posição, que corresponderiam aos átomos desacelerados. Mas como foi possível observar, há outros picos, e eles precisam ser analisados. Primeiramente achavamos que poderia ser flutuações na fase e amplitude do laser. Uma outra hipótese era que fossem transições erradas, mas por outras razões diferentes de campo fraco. Inicialmente não sabíamos que o limite de campo que estavamos trabalhando correspondia a campo magnético fraco.

Após uma análise quantitativa da posição dos picos concluímos que realmente se trata de transições erradas. O segundo pico mais intenso corresponde à transição $6^2S_{1/2}$ F = 4 m_F = 3 → $6^2P_{3/2}$ F' = 4 $m_{F'}$ = 4. Observando atentamente a Fig.11, percebemos que esta transição é a segunda transição mais provável. Não há possibilidade de ser o grupo de transições $6^2S_{1/2}$ F = 4 → $6^2P_{3/2}$ F'= 3, pois a distância em frequência é muito grande e os picos correspondente a estas

transições, estaríamos totalmente fora do gráfico de fluorescência versus freqência. Desta forma temos que nos restringir ao grupo de $6^2S_{1/2}$ F = 4 → $6^2P_{3/2}$ F' = 5. Mas dentro deste grupo há uma série de possibilidades e devemos encontrar quais são as mais prováveis. Não podemos esquecer que devido à luz ser σ^+ as transições devem envolver níveis Zeeman superiores, devido à variação positiva no momentum angular.

Chegamos a conclusão de qual seria a linha mais provável por dois motivos: pelos picos do gráfico de fluorescência versus posição e pelos coeficientes de probabilidades da Fig.11. Desta figura vemos que afora transição correta, a transição mais provável será $6^2S_{1/2}$ F = 4 m_F= 3 → $6^2P_{3/2}$ F' = 4 $m_{F'}$= 4, com coeficiente 35/45. A outra transição mais provável, $6^2S_{1/2}$ F = 4 $m_{F'}$= 2 → $6^2P_{3/2}$ F' = 5 $m_{F'}$= 3 , com coeficiente 28/45 foi descartada pois não coincidia com as posições dos picos encontrados. Existe uma coerência quantitativa bastante grande na análise dos dados quando procuramos esta linha. Vale o mesmo método usado para a transição principal. Mas consideramos que a reta de energia versus campo magnético tem coeficiente angular diferente e está deslocada, conforme explicado no final da seção 2.3. Calculando a velocidade correspondente ao grupo de átomos "atrasados" concluimos que se tratava de um movimento unformemente desacelerado, como no caso anterior. Mas, neste caso o processo é bem menos eficiente, o que já era de se esperar. Na tabela abaixo apresentamos a variação da velocidade versus posição para a transição $6^2S_{1/2}$ F=4 $m_{F'}$=3 →

$6^2P_{3/2}$ $F' = 5$ $m_{F'} = 4$. Como podemos observar é um gráfico típico de um movimento uniformemente desacelerado.

Velocidade(10^2cm/s)	Posição(cm)
160 ± 47	20
198 ± 47	40
170 ± 47	60
113 ± 47	80
56,5 ± 47	100

Fig.50 - Tabela de velocidade versus posição para as transições erradas.

Para trabalhos futuros sugerimos que, na construção de um novo magneto, seja incluido um controle separado para o B_b. Desta maneira será possível trabalhar em regime de campo forte, mas com gradiente de campo suave. Assim evitaremos a presença de transições erradas.

Campo magnético forte aliado ao laser de diodo bem estabilizado numa determinada frequência nos proporcionariam melhores resultados, pois não encontraríamos transições erradas e poderíamos ter um fluxo realmente contínuo de átomos lentos. Com os lasers de diodo estreitos seríamos capazes de fazer espectroscopia de alta-resolução, caracterisar e estudar colisões em armadilhas magneto-ópticas.

Pela primeira vez os átomos de Cs foram desacelerados

pela Técnica de Sintonia Zeeman. Obtivemos resultados bastante satisfatórios. Conseguimos reduzir a velocidade dos átomos até 940cm/s, que é aproximadamente dez por cento da velocidade inicial. Estes átomos estavam ressonantes com a transição $6^2S_{1/2}$ F=4 m_F=4 → $6^2P_{3/2}$ F'=5 m_F=5. Introduzimos um método simples para determinar a velocidade dos átomos, sem um laser de prova.

Foram feitas várias simulações para encontrarmos os parâmetros de campo magnético, "detuning" e velocidade inicial, para a desaceleração. Através dessas simulações, observamos que não é possível desacelerar átomos com velocidade maior que 12000cm/s. Notamos a existência de um intervalo útil de "detuning". Para "detunings" fora desse intervalo não ocorre o processo de desaceleração. Todas essas previsões da simulação foram confirmadas experimentalmente.

Os valores encontrados para a desaceleração concordam em ordem de grandeza com o valor previsto pela teoria. Confirmamos que temos um movimento uniformemente desacelerado.

Devido ao fato de estarmos trabalhando no limite de campo fraco não há o desacoplamento do spin nuclear e eltrônico. Desta forma, a probabilidade de ocorrerem transições erradas aumenta.

Também desaceleramos átomos ressonantes com a transição $6^2S_{1/2}$F=4 m_F=3 → $6^2P_{3/2}$F'=5 $m_{F'}$=4, que é uma transição errada. Para esta transição o processo não é tão eficiente, quanto para a transição citada anteriormente. Mas, é possível obter a desaceleração nessa transição, para vários valores de campo magnético.

Conseguimos resfriar Cs até 500mK. Estes átomos resfriados podem ser utilizados para espectroscopia de alta-resolução, estudo de colisões, etc.

Com esse trabalho obtivemos excelentes resultados. Como estavamos trabalhando em campo fraco, tivemos a oportunidade de entender o comportamento do Cs nesse regime de campo. E assim, conhecer as suas peculiaridades ao sofrer desaceleração num feixe atômico.

APÊNDICE A

Naste apêndice apresentamos o programa, Dsigmais, usado na simulação.

```
      program DSIGMA10
c     origem: Jesus,via seu discipulo [illegible]
      implicit double precision (a-h,o-z)
      dimension CAMPO(0:150)
      common DELTA,CAMPO
      double precision DZ,Z,[illegible] AUXILIAR,K0,K1,K2,K3,VETOR(1:100[illegible]
      double precision K0,K1,K2,K3,MATRIZ(1:15000)
      double precision ZED(1:15000)
      parameter (PI=3.[illegible])
      [illegible]
      [illegible]
      write (*,*) DIGITE DELTA E V0(CM)
      read (*,*) DELTA,V0
      [illegible] DIGITE O VALOR DA CORRENTE
      read (*,*) CORR
      do 10 i=0,149
          CAMPO(i)=CAMPO(i)*(CORR/15.0D0)
10    continue
      [illegible]
      Z=0.0D0
      V=V0
      do 20 i=0,N-1
          AUXILIAR=DVDZ(Z,V)
          K0=DZ*AUXILIAR
          AUXILIAR=DVDZ(Z+DZ/2.0D0,V+K0/2.0D0)
          K1=DZ*AUXILIAR
          AUXILIAR=DVDZ(Z+DZ/2.0D0,V+K1/2.0D0)
          K2=DZ*AUXILIAR
          AUXILIAR=DVDZ(Z+DZ,V+K2)
          K3=DZ*AUXILIAR
          V=V+(K0+2.0D0*(K1+K2)+K3)/6.0D0
          IF ((V.LT.0).AND.(DZ.GT.0)) DZ=-DZ
          Z=Z+DZ
          ZED(I)=Z
          VETOR(i)=0.012D0*V
          MATRIZ(i)=1.4D0*B(Z)-DELTA
20    continue
      do 30 i=0,149
          write(10,*) ZED(I*100),VETOR(i*100),MATRIZ(I*100)
30    continue
      stop
      end
c

      double precision function B(Z)
      implicit double precision (a-h,o-z)
      common DELTA,CAMPO(0:150)
      N=INT(Z)
      B=CAMPO(N)+(CAMPO(N+1)-CAMPO(N))*(Z-N)
      return
      end
c
      double precision function DVDZ(Z,V)
      implicit double precision (a-h,o-z)
      common DELTA
      double precision K,MU
      parameter (PI=3.14159265359D0,K=0.012D0,MU=1.4D0)
      parameter (A=1.272D0,OMEGA=10.6D0)
      DVDZ=(DELTA-MU*B(Z)+K*V)**2
      DVDZ=V*(4.0D0*DVDZ+A**2+2.0D0*(OMEGA**2))
      DVDZ=0.35D6/DVDZ
      DVDZ=-2.0D0*PI+A*DVDZ*(OMEGA**2)
      return
      end
```

```
      subroutine LERCAMPO(CAMPO)
      implicit double precision (a-h,o-z)
      dimension CAMPO(0:150)
      do 10 i=0,149
         read(111,*) CAMPO(i)
10    continue
      return
      end
```

APÊNDICE B

Neste apêndice resumimos todas os parâmetros relvantes neste trabalho.

-Laser

Largura de linha	50MHz
Potência do laser desacelerador	20mW
Potência do laser de rebombeamento	10mW
Diâmetro do feixe	0,5cm
Comprimento de onda	852nm
Variação da frequência com a corrente	3,8GHz/mA
Variação da frequência com a temperatura	26GHz/^{o}C
Varredura em frequência da rampa	2,1GHz
Amplitude da rampa	5V

-Átomo de Cs

Largura de linha da transição D_2	5,6GHz
Intensidade de saturação	1mW/cm^2
Massa	2,2.10^{-25}Kg

Comprimento de onda da linha D_2	852nm
Coeficiente A de Einstein para linha D_2	32,4GHz
Coeficiente A de Einstein para a transição $6^2S_{1/2}$ $F=4 \rightarrow 6^2P_{3/2}$ $F'=5$	7,8GHz
Coeficiente A_J (constante magnética de estrutura hiperfina para $6^2S_{1/2}$)	2298,16MHz
Coeficiente A_J (constante magnética de estrutura hiperfina para $6^2P_{3/2}$)	50,31MHz
Magnetom de Bohr	1,4MHz/G