Desenvolvimento de uma fountain atômica para utilização como padrão primário de tempo

Daniel Varela Magalhães

USP/IFSC/SBI

8-2-001646

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

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

São Carlos – 2004

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

IFSC - SBI
CLASS.....
CUTTER.....
TOMBO Te 1646.....

Magalhães, Daniel Varela

"Desenvolvimento de uma fountain atômica para utilização como padrão primário de tempo."
Daniel Varela Magalhães – São Carlos, 2004

Tese (Doutorado) – Área de Física Aplicada do Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo
2004 - Páginas: 166

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato
Metrologia, Tempo e freqüência, Padrão de átomos frios, Instrumentação.
I. Título

UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO
Instituto de Física de São Carlos

Av. Trabalhador São-carlense, 400
Caixa Postal 369
13560-970 - São Carlos - SP - Bras

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE DANIEL VARELA MAGALHÃES APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 30-04-2004.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato (Orientador e Presidente) – IFSC/USP

Prof. Dr. Cláudio Lenz Cesar – UFRJ

Prof. Dr. José Roberto Rios Leite – UFPe

Prof. Dr. José Carlos Sartori – EESC/USP

Prof. Dr. Sérgio Carlos Zilio – IFSC/USP

Dedicatória

Tudo tem o seu tempo determinado, e há tempo para todo propósito debaixo do céu: Há tempo de nascer e tempo de morrer; tempo de plantar e tempo de arrancar o que se plantou; tempo de matar e tempo de curar; tempo de derribar e tempo de edificar; tempo de chorar e tempo de rir; tempo de prantear e tempo de saltar de alegria; tempo de espalhar pedras e tempo de ajuntar pedras; tempo de abraçar e tempo de afastar-se de abraçar; tempo de buscar e tempo de perder; tempo de guardar e tempo de deitar fora; tempo de rasgar e tempo de coser; tempo de estar calado e tempo de falar; tempo de amar e tempo de aborrecer; tempo de guerra e tempo de paz.

Que proveito tem o trabalhador naquilo com que se afadiga? Vi o trabalho que Deus impôs aos filhos dos homens, para com ele os afligir. Tudo fez Deus formoso no seu devido tempo; também pôs a eternidade no coração do homem, sem que esse possa descobrir as obras que Deus fez desde o princípio até ao fim. Sei que nada há melhor para o homem do que regozijar-se e levar vida regalada; e também que é dom de Deus que possa o homem comer, beber e desfrutar o bem de todo o seu trabalho. Sei que tudo quanto Deus faz durará eternamente; nada se lhe pode acrescentar e nada lhe tirar; e isso faz Deus para que os homens temam diante dele. O que é já foi, e o que há de ser também já foi; Deus fará renovar-se o que se passou.

Eclesiastes 3, 1-15

A Deus, pois sem Ele nada do que foi feito se fez;
À minha esposa Kilvia;
Aos meus pais Tomaz e Virginia;
Aos meus irmãos Débora e Davi.

Agradecimentos

A dificuldade em escrever essas palavras não é pelo fato de não ser grato, mas pelo receio de esquecer alguém que tenha conhecido durante esse período e que, direta ou indiretamente, tenha contribuído de alguma forma nesse período. Além disso, como achar diferentes formas de agradecer a todos sem tornar-se repetitivo e enfadonho? Começo a citá-los amigos, não por ordem de importância, mas pela fila que me vem à lembrança.

Ao meu orientador e amigo, Prof. Vanderlei, pelos ensinamentos, apoio e pela dedicação ao nosso trabalho. Além de tudo ainda ter que escutar que sempre "funcionamos" a 50% de nossa capacidade de trabalho;

Aos membros da banca, Profs. Cláudio, Rios, Sartori e Zílio, por contribuírem para esse árduo trabalho, com suas críticas e sugestões, tanto para o texto como para a continuação de seu desenvolvimento;

À Kilvia, pelo convívio, tolerância e apoio em todos os momentos, em casa ou no laboratório;

Ao pessoal da hora certa (Lab do Relógio): Mônica, Flávio, Aida e Stella. Trabalhar o dia inteiro conjuntamente exige paciência. Sorte não termos que votar de vez em quando para dois de nós irem pro paredão;

Ao Prof. Marcassa, pela amizade e disposição em contribuir, com sugestões e discussões;

Aos amigos de além-mar, pela confiança, respeito e sinceridade: Giorgio, Sébastien, Pierre, Christophe e André;

Aos antigos companheiros de sala, pela amizade: Sérginho (tem que ter o acento), Gugs e nossas intermináveis discussões sobre qualquer coisa que se possa imaginar, principalmente relacionadas a microcomputadores;

À galera do lab de eletrônica pelo apoio técnico de eletrônica, mecânica, serralheria, carpintaria, pintura, faxina, ...: Marcelo, Caon, João Marcelo, Orlando, Edson e Elizeu;

Ao Evaldo e ao seu telefone de emergência, pra fazer câmara de vácuo no domingo, por exemplo. Na falta de câmaras um churrasquinho sempre vai bem;

A todos das oficinas de óptica e mecânica (Carlinhos, Gerson, Roberto, Mauro, Cido, Ademir, Luiz, Marcos, Fernando, etc). Nossas peças *sui generis* e necessidades de urgência os tornam fundamentais;

À Isabel, pelo auxílio em todos os assuntos burocráticos ou relacionados às agências de suporte e ao instituto;

À Ivani por tantas dores de cabeça que causei;

Ao Lininho, pelo companheirismo e amizade, pelo café de todos os dias e nosso artigo interminável de velocidade do som;

À Cida Tuboy, por tantas discussões sobre os lasers de diodo e experimento;

Ao Ítalo, pelo trabalho de confecção das versões finais desse texto, cópias de última hora e que sempre lê os agradecimentos;

A tantos outros (Rui, Carlos, Silvio, Marcel, Braz, Benê, etc), que de alguma forma contribuíram para a realização desse trabalho.

Como já disse, só posso suplicar pelo perdão de quem eu tenha esquecido de mencionar, mas que nem por isso se faz menos importante.

Sumário

RESUMO 13

ABSTRACT 14

CAPÍTULO 1 15

INTRODUÇÃO

CAPÍTULO 2 23

VISÃO GERAL DO SISTEMA

CAPÍTULO 3 27

MÉTODO DE RAMSEY DE CAMPOS SEPARADOS

A PROBABILIDADE DE RABI 29
A PROBABILIDADE DE RAMSEY 30
O PEDESTAL DE RABI 31

CAPÍTULO 4 36

SISTEMA DE AVALIAÇÃO DE SINAIS DE TEMPO E FREQÜÊNCIA

SINAL SENOIDAL 37
MÉTODOS MAIS COMUNS DE MEDIDA DE ESTABILIDADE DE FREQÜÊNCIA 38
MÉTODO DE FREQÜÊNCIA DE BATIMENTO 38
SISTEMA DE DIFERENÇA DE TEMPO UTILIZANDO DOIS MIXERS 39
LAÇO FRACO DE TRAVAMENTO DE FASE 40
LAÇO FORTE DE TRAVAMENTO DE FASE 41
MÉTODO DA DIFERENÇA TEMPORAL 41
CARACTERIZAÇÃO DOS DADOS 42
FLUTUAÇÕES NÃO-RANDÔMICAS 42
FLUTUAÇÕES RANDÔMICAS 42
ANÁLISE NO DOMÍNIO DO TEMPO 44
ANÁLISE ESPECTRAL 46
LEIS DE POTÊNCIA DE RUÍDO 50
SISTEMA DE AVALIAÇÃO DE FREQÜÊNCIAS IMPLEMENTADO NO LABORATÓRIO 52
AVALIAÇÃO DE UM PADRÃO ATÔMICO 55

CAPÍTULO 5 59

SÍNTESE DE MICROONDAS PARA A INTERROGAÇÃO DOS ÁTOMOS

CONSIDERAÇÕES INICIAIS 60
MISTURADOR 60
MULTIPLICADORES DE FREQÜÊNCIA 62
DIVISORES DE FREQÜÊNCIA 63
MÉTODOS DE SÍNTESE DE FREQÜÊNCIA 63
MÉTODO DIRETO 63
SÍNTESE DIRETA DIGITAL 64
MÉTODO INDIRETO 65
OSCILADORES 66
OSCILADORES DE CRISTAL DE QUARTZO 67
PHASE LOCKED LOOPS 68

A CADEIA DE SÍNTESE DE MICROONDAS 70

TRAVAMENTO DE FASE DOS OSCILADORES DE 10MHZ E 100MHZ 74
TRAVAMENTO DE FASE ENTRE OS OSCILADORES DE 100 MHZ E 4,6 GHZ 82

CAPÍTULO 6 89

AMBIENTE DE LABORATÓRIO, SISTEMA DE VÁCUO E CAVIDADE DE INTERROGAÇÃO.

A CAIXA DOS RELÓGIOS 89
O SISTEMA DE VÁCUO 94
A CAVIDADE DE INTERROGAÇÃO 96

CAPÍTULO 7 102

O SISTEMA DE CONTROLE DO PADRÃO DE ÁTOMOS FRIOS

SEQÜÊNCIA TEMPORAL 103
PLACAS DE INTERFACE E PROGRAMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS 104

CAPÍTULO 8 111

SISTEMA ÓPTICO E PREPARAÇÃO DOS LASERS DE DIODO

MONTAGEM ÓPTICA PARA DISTRIBUIÇÃO DOS LASERS 112
PRODUÇÃO DE RF PARA OS MODULADORES ACUSTO-ÓPTICOS 121
CONTROLE DOS VCO'S DE 80MHZ 121
LASERS DE DIODO 123
O LASER DE CAVIDADE ESTENDIDA 125
LASER DE CAVIDADE ESTENDIDA COM UMA REDE DE DIFRAÇÃO 126
SISTEMAS DE CONTROLE PARA OS LASERS DE DIODO 127
CONTROLE DE TEMPERATURA DA CAIXA 128
CONTROLE DE TEMPERATURA DO LASER DE DIODO 129
CONTROLE DE CORRENTE DO LASER DE DIODO 133
AMPLIFICADOR DE ALTA TENSÃO 133

CIRCUITO DE DETECÇÃO SÍNCRONA 134
OSCILADOR DE VARREDURA 136
CIRCUITO DE TRAVAMENTO 137
SISTEMAS DE REFERÊNCIA DE ABSORÇÃO SATURADA 139
SISTEMA DE DETECÇÃO 142

CAPÍTULO 9 145

PRIMEIROS RESULTADOS

ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA 146

CAPÍTULO 10 154

CONCLUSÃO E PRÓXIMOS PASSOS

Lista de Figuras

Figura 1.1 *– Evolução da estabilidade obtida em diversos sistemas de medida de tempo* 18
Figura 1.2 *– (a) Diagrama mostrando as unidades básicas do SI, denotando suas interligações; (b) O papel do segundo na definição de outras unidades.* 19
Figura 2.1 *– Foto do sistema utilizado para o padrão de átomos frios.* 24
Figura 2.2 *– Diagrama de ligação entre o padrão comercial e o sistema do padrão de átomos frios para estabelecimento do sinal de interrogação.* 26
Figura 3.1 *– Esquema do método proposto por Ramsey para interrogação de uma transição atômica na região de microondas.* 28
Figura 3.2 *– Resposta obtida pela interação dos átomos com um campo de microondas, caracterizando o método de Rabi.* 29
Figura 3.3 *– Resposta em freqüência do método de interrogação de Ramsey de campos separados, obtidos com duas regiões de campo de microondas e para diferentes condições de pulso. (a)* $b\tau = \frac{1}{2}\pi$ *; (b)* $b\tau = \pi$ *e (c)* $b\tau = \frac{1}{4}\pi$ 31
Figura 3.4 *– Perfil do pedestal de Rabi desconsiderando os termos de modulação da resposta de campos separados* 32
Figura 3.5 *– Franja de Ramsey obtida de um padrão de átomos frios de* ^{133}Cs. 33
Figura 3.6 *– Gráfico comparativo dos métodos de Rabi (linha pontilhada) e de Ramsey (linha contínua) para uma amostra de átomos monocinética.* 34
Figura 4.1 *– Esquema de medição de estabilidade de freqüência pelo método de freqüência de batimento* 39
Figura 4.2 *– Esquema de medição pelo método de diferença de tempo a dois mixers* 40
Figura 4.3 *– Esquema de medição pelo método de laço fraco de travamento de fase* 40
Figura 4.4 *– Esquema de medição pelo método de laço forte de travamento de fase* 41
Figura 4.5 *– Método de medição por intervalo de tempo* 42
Figura 4.6 *– Exemplos de padrões de ruído no domínio temporal. Em ordem descendente os tipos de ruído são: ruído branco (White noise), flicker, random walk e flicker walk.* 43
Figura 4.7 *– Ilustração de análise no domínio do tempo (NIST TN-1337). O gráfico superior é o sinal a ser caracterizado e o inferior é sua representação por médias em intervalos de amostragem.* 44
Figura 4.8 *– Ilustração simplificada de uma visão típica numa análise de variância de Allan* 46
Figura 4.9 *– Gráficos obtidos de comparação de osciladores através da análise de variância de Allan para vários osciladores disponíveis no laboratório.* 46
Figura 4.10 *– Exemplo de forma de onda a ser analisada* 46
Figura 4.11 *– Sinal de exemplo representado no domínio de freqüências* 47
Figura 4.12 *– Representação do alargamento do sinal visto no domínio de freqüências e associado às pequenas variações em torno da portadora.* 48
Figure 4.13 *– Gráficos de medidas de densidade espectrais de fase obtidas para os três osciladores de alta performance utilizados na cadeia de síntese de freqüência de microondas (Cap. 5)* 50
Figura 4.14 *– Curva de estabilidade para o padrão comercial, traçada com dados de manual.* 54
Figura 4.15 *– Ilustração do modo common view para comparação remota de sinais de tempo e freqüência.* 55
Figura 4.16 *– Esquema para comparação de um padrão de laboratório* 56
Figura 4.17 *– Gráfico de estabilidade comparativo entre diferentes métodos de medida de estabilidade tomados para o padrão primário a feixe térmico de* ^{133}Cs. 57
Figura 5.1 *– Sintetizador básico de freqüência* 60
Figura 5.2 *–(a) Double balanced mixer; (b) Princípio de funcionamento – Double balanced mixer.* 61

Figura 5.3 *– Diagrama do princípio de funcionamento de um multiplicador de freqüência* *63*
Figura 5.4 *– Laços elementares de síntese direta* *63*
Figura 5.5 *– Diagrama de blocos básico de um DDS SR345 – Stanford* *65*
Figura 5.6 *– Espectros de RF de dois modelos comerciais de DDS.* *65*
Figura 5.7 *– Modelo de Oscilador* *66*
Figura 5.8 *– Diagrama de blocos de um oscilador a cristal de quartzo de alta estabilidade* *67*
Figura 5.9 *– Diagrama de blocos de um PLL* *68*
Figura 5.10 *– PLL definida em termos de parâmetros de fase* *69*
Figura 5.11 *– Características de ruído de fase dos osciladores utilizados na cadeia de síntese de microondas para um padrão de* ^{133}Cs *73*
Figura 5.12 *– (a) Medidas de ruído para diferentes duplicadores e detectores de fase a serem utilizados na cadeia de síntese* *75*
Figura 5.13 *– Efeito de interferência na medida causado pela proximidade de um oscilador em valor de freqüência similar.* *76*
Figura 5.14 *– Resposta em freqüência do filtro do laço de travamento de fase entre os osciladores de 10 MHz e 100 MHz* *77*
Figura 5.15 *– Ruído de fase do laço para a parte de baixa freqüência para diferentes configurações dos filtros de travamento de fase. Comparação entre duas cadeias de síntese de freqüências* *78*
Figura 5.16 *– (a) Diagrama de blocos do laço de travamento de fase para o VCXO de 100 MHz; (b) Esquema do filtro do laço* *80*
Figura 5.17 *– Resposta do circuito de travamento de fase estipulando valores de modo a minimizar o ruído do VCXO (R1=10KΩ, R2=100KΩ e C=47nF).* *81*
Figura 5.18 *– Característica final do laço de travamento de fase para o VCXO (R1=14,3KΩ, R2=100KΩ e C=47nF).* *82*
Figura 5.19 *– Esquema de um Sampling Mixer* *83*
Figura 5.20 *– (a) Esquema para a medida de ruído de fase do sampling mixer.* *83*
Figura 5.21 *– Ruído de fase do sintetizador SR345 antes e depois de modificado. A parte mais importante é a do ruído em baixa freqüência, pois é a de maior influência no padrão primário, dado o seu período de funcionamento de aproximadamente 1 s.* *85*
Figura 5.22 *– (a) Laço de travamento de fase para o sistema de alta freqüência.* *85*
Figura 5.23 *– Diagrama completo da cadeia de síntese de 9192631770 Hz para a interrogação dos átomos de* ^{133}Cs *86*
Figura 5.24 *– Comparação entre as duas cadeias similares e a cadeia do projeto PHARAO.* *87*
Figura 5.25 *– Gráfico de variância de Allan obtido pelo batimento entre as duas cadeias de microondas construídas* *87*
Figura 5.26 *– (a) Espectro de RF do sinal de 9,2 GHz de saída da cadeia numa varredura de 500 kHz* *88*
Figura 6.1 *– Localização do laboratório de padrões primários* *90*
Figura 6.2 *– (a) Esquema em corte da forma de montagem do piso do laboratório; (b) Foto tomada durante a escavação; (c) Foto do momento da montagem do piso falso de madeira para evitar circulação de pessoas diretamente sobre as bases de concreto flutuantes* *91*
Figura 6.3 *– Exemplos de gráficos de respostas temporais (x em segundos) obtidas em medidas de propagação de vibração mecânica do piso da sala. O sinal é obtido com acelerômetros e comparado com medidas fora do piso amortecido.* *92*
Figura 6.4 *– Foto de uma das paredes construídas com isolação térmica* *92*
Figura 6.5– *(a) e (b) Diferentes vistas da câmara de vácuo do padrão de átomos frios* *94*
Figura 6.6 *– Adaptação de titânio para minimização de problemas de natureza magnética dentro da torre de vôo livre* *95*
Figura 6.7 *– Desenho da cavidade de interrogação* *97*
Figura 6.8 *– Disposição das linhas de campo magnético no interior da cavidade, correspondentes ao modo TE011* *99*

Figura 6.9 *– (a) Esquema utilizado na medida do coeficiente de acoplamento da cavidade de interrogação; (b) Valores a serem observados na medida* *100*
Figura 7.1 *– Seqüência temporal do padrão de átomos frios* *104*
Figura 7.2 *– Painel de controle do programa de controle do padrão.* *109*
Figura 7.3 *– Exemplo de forma de onda analógica utilizada para controlar a freqüência do laser mestre.* *110*
Figura 8.1 *– Mesa óptica para a implementação do padrão de átomos frios* *112*
Figura 8.2 *– Diagrama de níveis de energia para o átomo de 133Cs* *113*
Figura 8.3 *– Foto da mesa óptica do padrão de átomos frios (em primeiro plano)* *114*
Figura 8.4 *– Esquema da configuração dos feixes de aprisionamento utilizados no padrão de átomos frios.* *114*
Figura 8.5 *– Desenho do sistema de expansão e colimação dos feixes de laser de aprisionamento* *115*
Figura 8.6 *– Detalhe da montagem das janelas na câmara de vácuo. Risco de desalinhamento na fase de soldagem dos tubos e janelas.* *115*
Figura 8.7 *– Feixes contrapropagantes de aprisionamento formando uma onda estacionária* *118*
Figura 8.8 *– Esquema para a representação do sistema de eixos de aprisionamento utilizados no padrão* *118*
Figura 8.9 *– Diagramas para a determinação da freqüência do eixo extraordinário de aprisionamento.* *120*
Figura 8.10 *– Diagrama de blocos representativo do travamento de RF para os moduladores de 80MHz* *122*
Figura 8.11 *– Espectro de RF de um dos VCO's de 80 MHz* *123*
Figura 8.12 *– Esquema da montagem da rede de difração para o laser em cavidade estendida.* *126*
Figura 8.13 *- Diagrama de blocos dos controladores de laser de diodo* *128*
Figura 8.14 *– Esquema da montagem mecânica do laser de diodo na base mecânica.* *130*
Figura 8.15 *– Diagrama de blocos do controle PID de temperatura do laser de diodo.* *130*
Figura 8.16 *– Diagrama de blocos referente ao funcionamento de um demodulador síncrono.* *134*
Figura 8.17 *– Diagrama de blocos do controlador utilizado para o travamento do laser de diodo.* *137*
Figura 8.18 *– Espectros do sinal de erro para ajustes diferentes de ganho do controlador* *138*
Figura 8.19 *– Esquema de montagem óptica do sistema de referência de absorção saturada* *140*
Figura 8.20 *– Perfil Doppler para a transição* $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ *do* ^{133}Cs *obtido a partir do sistema de referência.* *140*
Figura 8.21 *– Sistema de referência do laser de diodo mestre* *141*
Figura 8.22 *– Esquema do sistema óptico de detecção* *142*
Figura 8.23 *– Esquema do conjunto de feixes do sistema de detecção* *142*
Figura 8.24 *– Sinal de tempo de vôo da nuvem de átomos aprisionados na condição em que os feixes são desligados, sem lançamento* *144*
Figura 9.1 *– Foto dos átomos aprisionados na configuração de armadilha magneto-óptica* *147*
Figura 9.2 *– Medida de tempo de carga do melaço óptico.* *148*
Figura 9.3 *– Sinais de tempo de vôo para valores diferentes das freqüências de lançamento* *148*
Figura 9.4 *– Velocidades iniciais obtidas com o valor de freqüência de lançamento e com o tempo de vôo dos átomos.* *149*
Figura 9.5 *– (a) Área relativa da nuvem detectada para diferentes condições de lançamento; (b) Variação do diâmetro da nuvem atômica com o lançamento* *151*

Lista de tabelas

Tabela 5.1 *– Funções de transferência para os elementos básicos de um PLL* *69*
Tabela 5.2 *– Principais tipos de filtro utilizados em PLLs [1]* *70*

Resumo

Tendo por objetivo principal a implementação de um laboratório de pesquisa em tempo e freqüência, tomamos como primeiro alvo a ser alcançado a realização da definição primária do segundo, conforme estabelecido pelo BIPM, baseado no átomo de ^{133}Cs. Seguindo os passos nessa linha de pesquisa, o laboratório construiu um primeiro padrão baseado em feixe efusivo e operado opticamente. Atualmente, os sistemas com maior capacidade de determinação do segundo são os padrões de átomos frios, denominados chafarizes, dado o seu esquema de funcionamento. O objetivo principal desse trabalho foi o desenvolvimento de um padrão de tempo e freqüência baseado em um sistema de átomos frios, passando por todas as fases de sua implementação. Tais fases dizem respeito à construção de sistemas de controle de lasers de diodo, síntese de freqüências, avaliação de sinais de tempo e freqüência e controle e aquisição dos sinais de interrogação atômica. Adicionada a isso a necessidade de estabelecer um ambiente próprio ao desenvolvimento de tal experimento. Os resultados observados até aqui permitem que sejam estabelecidas novas metas, em busca do refinamento desse padrão. Além disso, os tipos de sistemas abordados são passíveis de utilização no desenvolvimento de outros padrões, tanto primários como secundários, sendo requisitos fundamentais no estabelecimento de metrologia científica de tempo e freqüência.

Abstract

Having as a main goal the implementation of a research laboratory in time and frequency, we set the first target to be reached the realization of the primary definition of the second, as stated by BIPM, based on the ^{133}Cs atom. Following the steps in this research line our laboratory constructed a first standard based on an effusive beam optically operated. Nowadays, the most capable systems in the determination of the second are the cold atoms standards, called fountains, due to their operation mode. The main subject of this thesis is the development of a time and frequency standard based in cold atoms doing all the steps to implement it. These steps concern to the construction of diode lasers control systems, frequency synthesis, time and frequency signal characterization and atomic interrogation signal acquisition, added the need to the establishment of an appropriate environment to develop such experiment. The observed results until now allowed the determination of the new goals in the search of the standard refinement. Moreover, the kind of systems described here can be used in the development of other standards, either primary or secondary, being fundamental requisites in the establishment of time and frequency scientific metrology.

Capítulo 1

Introdução

Com relação ao trabalho objeto desse texto, para ser simples e direto, tratamos da descrição da construção "desde a caixa até os ponteiros" de um relógio atômico baseado em átomos frios de ^{133}Cs. A fundamentação dos meios utilizados, bem como o detalhamento das partes é assunto dos capítulos subseqüentes. Nessa primeira parte, no entanto, é interessante discutir um pouco alguns aspectos relacionados à motivação de um trabalho desse porte. Por que buscamos medir sinais de tempo e freqüência com precisão tão elevada?

Talvez o mais interessante a ser observado na literatura é que, de início, a busca por mais precisão na determinação do tempo era uma necessidade, tendo em vista sua utilização em navegação e determinação de escalas de tempo. Atualmente os limites de estabilidade suplantam as necessidades básicas, mas a corrida por uma referência de tempo cada vez mais precisa não pára. Os motivadores talvez sejam outros, mas a cada novo desafio de limite de estabilidade parece sempre surgir algum tipo de solução.

No passado os limitantes de precisão e robustez levaram J. Harrison à concepção de seu primeiro relógio a ser utilizado em embarcações. A definição de uma escala de tempo mais precisa só é percebida, em termos da definição do segundo, em 1960. Até esse ano, o segundo era definido como *1/86400* do dia solar médio. É de se imaginar a precisão na determinação desse segundo, considerando que um dia solar pode variar durante o ano de mais ou menos 15 minutos [1].

Em 1960, o segundo passou a ser definido como a fração *1/31.556.925,9747* do ano tropical de 1900. Parece até engraçado que se determine uma escala baseada em um ano muito anterior ao da definição. Esses dados foram estabelecidos através de observações astronômicas, com a determinação da variação do ano solar. A utilização, na época, de sistemas de freqüência baseados em osciladores de quartzo é que dava tanta confiabilidade à coleta de dados dessas observações. Depois de muito tempo, com as redefinições do segundo, a motivação ainda parece ser com relação à navegação, utilizando sistemas de localização por sinais de rádio. No entanto, sistemas de comunicação também apresentam características de sincronismo que clamam por estabilidade, principalmente com o aumento constante de taxas de transmissão.

O problema relacionado à definição astronômica é o tempo de observação necessário para a correção da base de tempo. A freqüência de um cristal de quartzo, mesmo de alta performance, sofre um deslocamento progressivo com o passar do tempo. Mesmo utilizando algum tipo de algoritmo de correção preditivo, baseado em extrapolações, a incerteza na determinação da base de tempo ainda era um limitante.

Em 8 de outubro de 1964, um comitê especial reunido em Paris definiu como padrão temporário, a ser investigado mais profundamente, uma nova definição para o segundo:

"The standard to be employed is the transition between the two hyperfine levels F=4, m_f=0 and F=3, m_f =0 of the fundamental state $2S_{1/2}$ of the atom of cesium 133 undisturbed by external fields and the value 9 192 631 770 hertz is assigned" [2].

Após alguns anos de investigação, com a construção de padrões atômicos de Césio em diferentes países, um comitê reunido durante a 13ª Conferência Geral de Pesos e Medidas, realizada em outubro de 1967, em Paris, confirmou a nova definição do segundo enunciada da seguinte forma:

"La seconde est la durée de 9192631770 périodes de la transition correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de ^{133}Cs" [3].

Depois dessa definição, vários institutos de pesquisa ao redor do mundo iniciaram trabalhos tendo em vista a obtenção precisa do valor de freqüência envolvido (9,19263177 GHz).

Com a possibilidade de obtenção de um sinal tão preciso de tempo, questões antigas novamente são levantadas. O questionamento feito por Dirac[4] de não haver razão física para que as constantes fundamentais sejam realmente constantes abriu espaço para inúmeras teorias e levantamento de modelos que tentam prever tais mudanças [5]. Essa possível variação nas constantes físicas fundamentais, também traz um grande motivador para uma busca por uma precisão cada vez maior em métodos de medidas que possam ser utilizados para tal investigação. Vários outros tipos de testes também são realizados, na tentativa de evidenciar algum tipo de variação dos parâmetros constantes que caracterizam um sistema.

A nova definição do segundo também não deixa de lado a determinação do tempo por observações astronômicas. O segundo definido com base no átomo de ^{133}Cs difere do que é definido como tempo universal coordenado (UTC – Coordinated Universal Time). Com base nos relógios atômicos define-se o Tempo Atômico Internacional (TAI). A diferença entre a marcação das duas bases é dada por um número inteiro de segundos, que aumenta cada vez que um salto de segundo é adicionado ao UTC. O *leap*

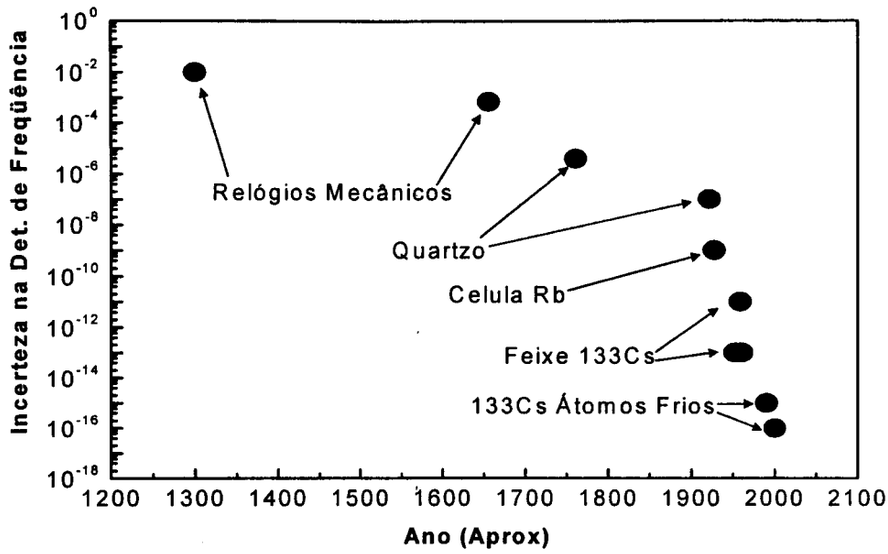


Figura 1.1 *– Evolução da estabilidade obtida em diversos sistemas de medida de tempo.*

second é programado de modo que o tempo marcado pelo UTC e o tempo astronômico (UT1) seja mantido em uma diferença menor que $\pm 0{,}9s$ [6].

Outro ponto a ser levantado na definição da escala primária de tempo e freqüência é que o segundo é a unidade primária do SI mais precisamente obtida[7]. Outras unidades, devido ao aumento na exigência de estabilidade e precisão, passaram a apresentar problemas, como, por exemplo, a definição do metro baseada no comprimento de uma barra. Isso fez com que também fosse buscada uma forma de relacionar o segundo na definição de outras unidades. O diagrama da figura 1.2(a) mostra as unidades primárias definidas no SI e como as mesmas estão ligadas na determinação de unidades secundárias. Na figura 1.2(b) pode-se observar como o segundo pode ser utilizado para aumentar a precisão na determinação de outras unidades fundamentais dadas as suas interconexões.

Outras formas de obtenção de sinais cada vez mais precisos para a determinação do segundo continuam sendo buscados. Padrões baseados em transições ópticas de íons de mercúrio e de cálcio apresentam características bastante promissoras, principalmente com resultados já obtidos de algum tempo, com o aumento de estabilidade em escalas de até 10^{-17} em períodos de integração de apenas 100 s [8].

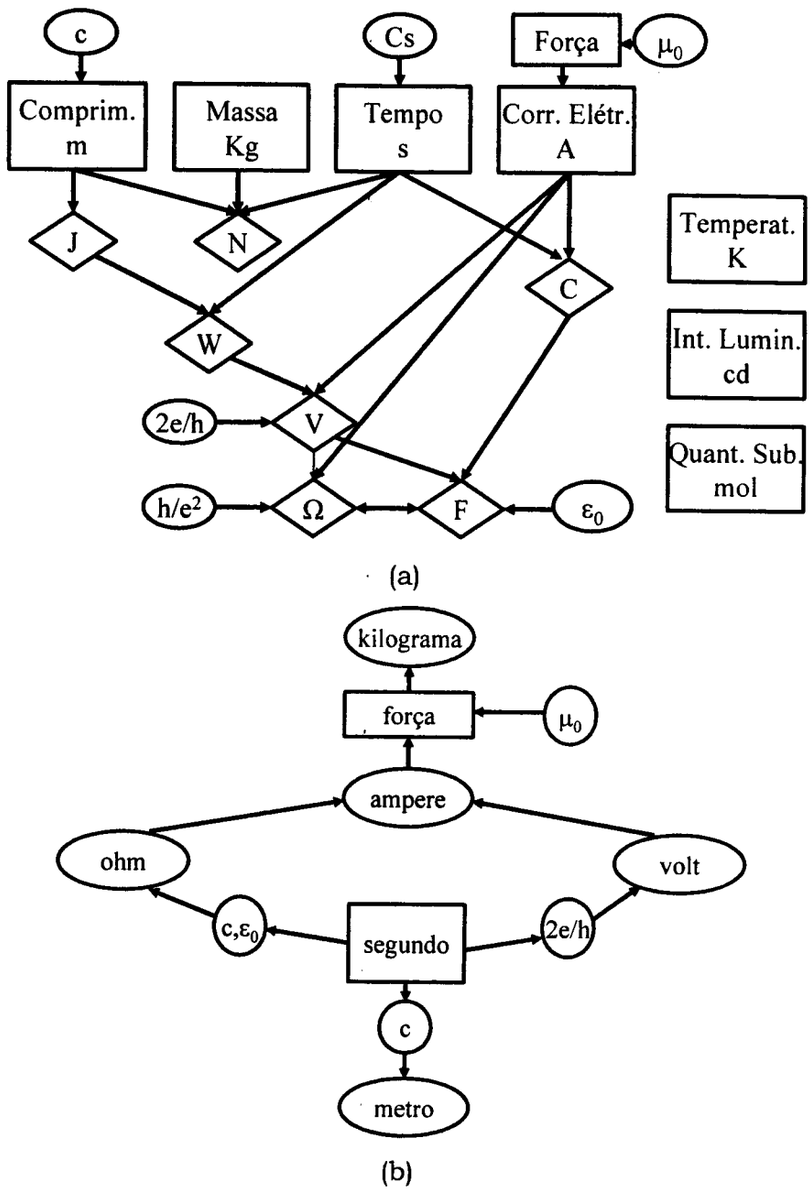


Figura 1.2 *– (a) Diagrama mostrando as unidades básicas do SI, denotando suas interligações; (b) O papel do segundo na definição de outras unidades..*

O grande empecilho com relação aos padrões ópticos era, até algum tempo atrás, a conexão entre as freqüências em região óptica e a região de microondas, de modo a permitir utilização em outros tipos de sistemas na faixa de RF, por exemplo. Isso exigia uma grande cadeia de vários lasers travados em fase entre si, tornando a tarefa de translado de domínio de freqüências uma tarefa árdua e de custo bastante elevado.[9]

Recentemente, tal tarefa pôde ser cumprida com uma considerável redução de complexidade. Sistemas baseados em lasers de femtossegundos (*fs*) são capazes de ligar o domínio de freqüência de microondas ao óptico com a geração de um pente de freqüências.[10]

Com relação ao nosso laboratório, a implementação de um programa de metrologia de tempo e freqüência mostrou-se bastante promissora, tendo em vista uma certa tradição em pesquisas relacionadas à manipulação e medidas de propriedades atômicas. Apesar disso, como poderá ser observado no decorrer desse trabalho, apenas isso não era suficiente. A implantação de um programa desse porte passa por uma mudança também de estrutura, dadas às características *sui generis* desse tipo de pesquisa. A busca pelo desenvolvimento de padrões próprios de tempo e freqüência requer a implementação de um sistema de laboratório diferente ao que estávamos habituados. Tais mudanças dizem respeito não somente ao aspecto de medidas precisas de ressonância atômica, mas também com relação à reprodutibilidade e confiabilidade dos sistemas.

Um padrão atômico primário é um sistema que, em funcionamento pleno, deve ser mantido ininterruptamente o máximo de tempo possível. Isso significa lasers travados em sistemas de referência, por exemplo, por semanas, senão meses seguidos. Além disso, cada equipamento de prova já deve possuir características ímpares de resolução e estabilidade, para estabelecer pontos de partida que não comprometam demais a performance dos padrões. Isso reflete em custos elevados, ou mesmo na necessidade de manufatura própria de alguns dispositivos.

Paralelamente, outros grupos de pesquisa também se aplicam na implementação desse tipo de pesquisa no país. Seja em outros tipos de padrões de freqüência, seja em desenvolvimento de laboratórios de avaliação, o mais interessante e estimulante é saber que a iniciativa não é solitária.

Com relação às nossas etapas de desenvolvimento, tivemo-las estabelecidas conjuntamente a uma forte colaboração junto ao Laboratório Primário de Tempo e Freqüência, do Observatório de Paris. O grupo iniciou trabalhos na linha de padrões com a construção de um padrão primário baseado em feixe efusivo de ^{133}Cs. Os passos seguidos deram conta de sua implementação, avaliação de estabilidade e deslocamentos de freqüência.[11]

Com o início de formação de pessoal nessa área, decidiu-se o que seria o próximo passo em padrões primários: A construção de um padrão baseado em átomos frios de ^{133}Cs. Isso também traz embutida uma necessidade de sistemas de avaliação, experiência adquirida quando da implementação do sistema de feixe.

O padrão de átomos frios tem uma complexidade bastante elevada, com relação ao sistema de controle de RF e geração de microondas, sistemas de lasers para o aprisionamento e manipulação dos átomos, aquisição dos sinais e avaliação de estabilidade. O controle do ambiente também se mostrou necessário, tendo em vista várias dificuldades observadas com relação a interferências e ruídos no primeiro laboratório.

No padrão de átomos frios utilizamos técnicas bem desenvolvidas de resfriamento de átomos, estabelecidas nos anos 80[12]. Outras ainda mais recentes, dizem respeito à obtenção de temperaturas abaixo dos limites previstos anteriormente[13]. Essas técnicas[14] permitem a obtenção de uma amostra de átomos com características de temperatura ótimas para o funcionamento de um padrão desse tipo. Isso fez com que fosse possível a implementação da idéia inicialmente proposta por Zacharias[15], mas impraticável com as técnicas disponíveis na época. Em sua concepção, os átomos seriam lançados em um vôo parabólico, passando por uma cavidade de microondas sintonizada na freqüência de transição entre os níveis do estado fundamental ^{133}Cs, que define o segundo. O vôo parabólico permite estabelecer o método de interrogação de dois campos separados[16], mas com características de tempo de interação dos átomos com o campo que sobrepujam o fator de qualidade obtido com padrões de feixe efusivo. Além disso, padrões de átomos frios lançam uma nuvem de átomos com características quase monocinéticas, principalmente quando comparada à distribuição de Maxwell-Boltzmann do feixe, de modo a minimizar o alargamento da linha de ressonância graças a esse fator dispersivo.[17]

Nosso trabalho, no que concerne ao padrão de átomos frios, ainda está longe de ser concluído. Esse tipo de sistema não estabelece um ponto final na sua implementação. Padrões de laboratório estão sempre em desenvolvimento, seja para melhoria de sua estabilidade e precisão, seja para capacitação de medidas mais precisas de propriedades atômicas. O

fato é que temos estabelecido, no decorrer dos anos, bases mais sólidas para a implantação desse tipo de pesquisa em nosso grupo.

Capítulo 2

Visão geral do sistema

Para situar cada uma das partes do experimento, cuja descrição será feita nos capítulos subseqüentes, apresentamos aqui uma visão geral de como o padrão de átomos frios opera, bem como a maneira pela qual se estabelece uma ligação com o mundo exterior.

Conforme já exposto anteriormente, nosso padrão de átomos frios utiliza técnicas de resfriamento e manipulação de átomos para realizar a interrogação dos átomos de ^{133}Cs, que servem como base para a definição do segundo como unidade primária. Os átomos são interrogados em um sistema conforme mostrado na foto da figura 2.1.

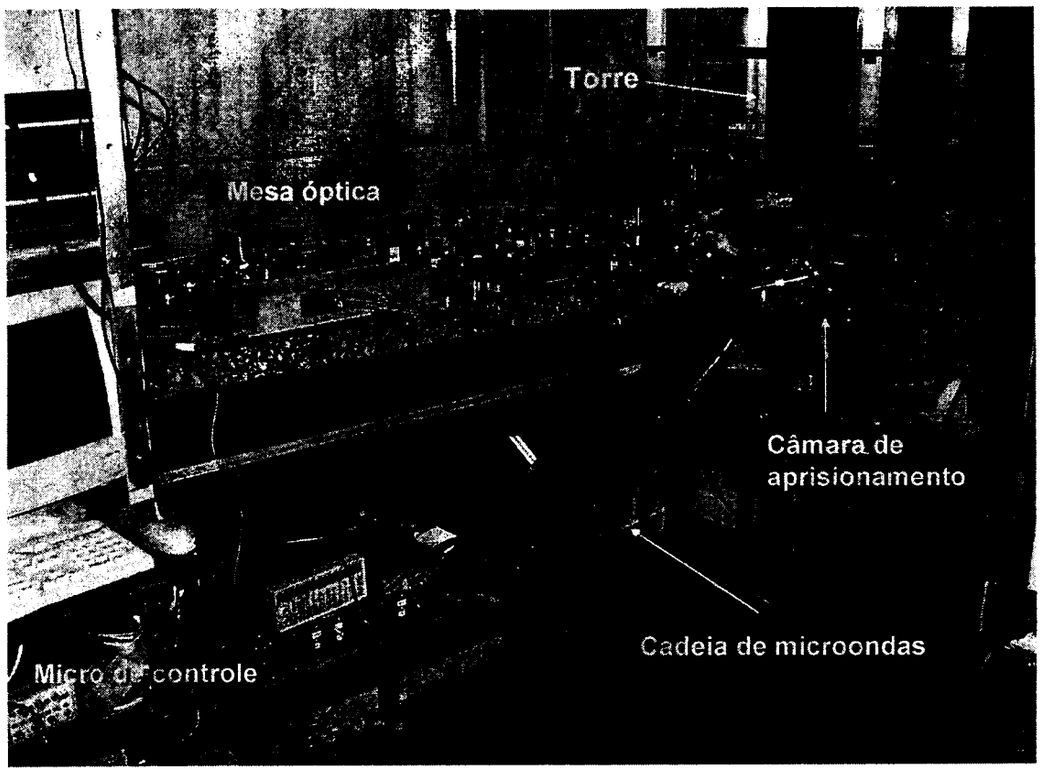


Figura 2.1 *– Foto do sistema utilizado para o padrão de átomos frios.*

Na mesa óptica, lasers de diodo são travados em linhas de referência atômica, através de técnica de absorção saturada. Tais lasers passam por um condicionamento sobre a mesa óptica, de modo a permitir o controle de freqüência e potência dos feixes que são enviados para a manipulação dos átomos. A conexão entre a mesa óptica e o sistema de vácuo, onde estão os átomos de ^{133}Cs, é feita com a utilização de fibras ópticas mantenedoras de polarização. Sobre a mesa estão os moduladores acusto-ópticos para o controle de freqüência e os obturadores eletromecânicos, para o controle de liga/desliga dos feixes. Esse sistema será mostrado em mais detalhes no capítulo 8.

No sistema de vácuo, as fibras ópticas são conectadas a expansores, montados na câmara de aprisionamento e no sistema de detecção de fluorescência, de modo a produzir feixes colimados de acordo com as lentes de ajuste em cada um dos tubos dos expansores. Isso faz com que sejam obtidos os feixes de aprisionamento com diâmetro de $\sim 3cm$ para cada um dos seis braços, conforme a configuração utilizada.

Em torno do sistema de vácuo, onze bobinas de compensação de campo magnético foram implementadas com a finalidade de minimizar campos espúrios na região de manipulação. Pode-se observar que na direção vertical temos sete bobinas alinhadas com a direção de lançamento dos átomos. Tais bobinas são alimentadas por fontes de corrente similares às desenvolvidas para os lasers de diodo. Dentro da torre do sistema de vácuo foi posicionada a cavidade de microondas de interrogação, de modo a estabelecer o método de campos separados de Ramsey, visto em mais detalhes no próximo capítulo. Os átomos são capturados na câmara de aprisionamento e depois lançados verticalmente passando duas vezes pela cavidade. Depois do vôo balístico cruzam os feixes de laser na região de detecção, onde o sinal de fluorescência de uma transição cíclica ($6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$, por exemplo) é medido para obter a eficiência da transição provocada pelo sinal de microondas.

O sinal de microondas é gerado em um sintetizador de alta pureza espectral, cujas características de implementação são objeto do capítulo 5. Esse sinal é modulado em torno da linha de transição do ^{133}Cs, tanto para permitir a visualização da assinatura Ramsey, como para realizar a correção de modo a maximizar a eficiência da transição durante o ciclo de funcionamento do padrão. O sinal de modulação é fornecido por um sintetizador digital direto (RS345), controlado por um microcomputador através de uma interface GPIB.

O microcomputador também controla o ciclo de funcionamento do padrão, fornecendo os sinais digitais e analógicos para a realização de cada fase do ciclo. Além disso, é ele quem faz a leitura do sinal de fluorescência dos átomos que permitirá estabelecer a correção necessária ao sintetizador para maximizar a transição dos átomos. Os valores de freqüência de correção devem ser armazenados de forma a fornecer o nível de estabilidade de freqüência obtido no sistema.

Para a avaliação da estabilidade do padrão de átomos frios, um sistema externo fornece o sinal de referência inicial para a interrogação dos átomos. No nosso caso, temos um padrão comercial, também baseado em átomos de ^{133}Cs, mas com um sistema de feixe térmico. Um diagrama da ligação entre o padrão comercial e o sistema de átomos frios é mostrado na figura 2.2.

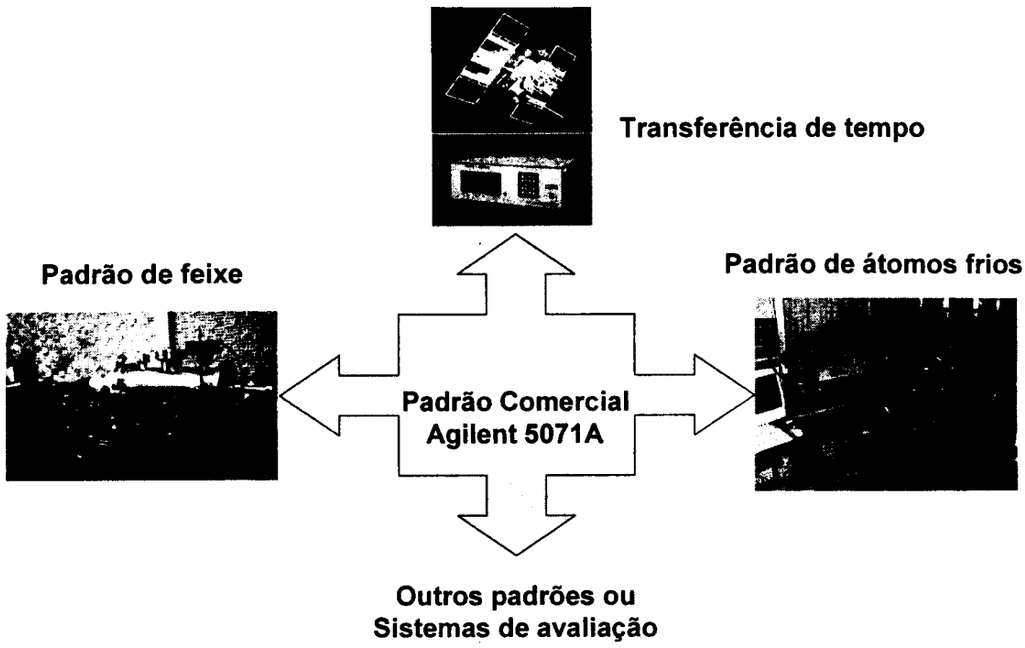


Figura 2.2 *– Diagrama de ligação entre o padrão comercial e o sistema do padrão de átomos frios para estabelecimento do sinal de interrogação.*

Tendo a cadeia de síntese de microondas travada no padrão comercial, a correção feita pelo microcomputador no sintetizador digital representa a variação de freqüência entre os dois sistemas, de modo que fornece diretamente uma medida da estabilidade. O sinal do padrão comercial pode ser também fornecido ao sistema de transferência de tempo do sistema de avaliação, de modo que podemos estabelecer uma ligação entre o padrão de átomos frios e o sinal recebido via satélite através de comparações simultâneas. Esse procedimento pode ser realizado para comparar o padrão de átomos frios a algum outro sistema externo. Mais detalhes sobre possíveis procedimentos de avaliação serão descritos no capítulo 4.

Capítulo 3

Método de Ramsey de Campos Separados

Proposto por N. Ramsey[18], o método de campos oscilatórios separados, como originalmente batizado por seu idealizador, causou uma verdadeira revolução no campo de espectroscopia de átomos e moléculas. Como uma melhoria à técnica anterior, desenvolvida por Rabi[19], o método de Ramsey de campos separados fascina não apenas pelo aumento na resolução das medidas, mas também com a relativa simplicidade com que isso é conseguido e os conceitos envolvidos para torná-lo factível. O esquema proposto por Ramsey é visualizado na figura 3.1.

Figura 3.1 *– Esquema do método proposto por Ramsey para interrogação de uma transição atômica na região de microondas.*

Para iniciar a apresentação do método podemos verificar o caso de uma amostra atômica passando através de uma cavidade de campo oscilante estacionário, cerne do método de Rabi.

O átomo de interesse aqui é o de ^{133}Cs, utilizado nos padrões primários de tempo e freqüência. Os níveis considerados para a transição interrogada, conforme já exposto anteriormente, são $|F=3\rangle$ e $|F=4\rangle$.

Para ser mais específico com relação aos níveis considerados, deve ser levado em conta o deslocamento Zeeman da estrutura hiperfina do átomo. A transição de interesse na interrogação dos átomos é entre $|F=3, m_F=0\rangle$ e $|F=4, m_F=0\rangle$, cuja dependência com o campo magnético é de segunda ordem ($\Delta\nu = \frac{1}{2\nu_{Cs}} \frac{(g_J+g_I)^2 \mu_B^2}{h^2} B_0^2 = 427{,}45x10^8 B_0^2$) [17].

Um campo magnético estático é aplicado perpendicularmente ao movimento dos átomos, tendo em vista levantar a degenerescência dos níveis de energia por efeito Zeeman. O campo que induz a transição entre os níveis está na região de microondas, e é polarizado de modo a ficar paralelo ao campo magnético estático. O valor de freqüência necessário para excitar a transição entre os níveis de interesse é de 9192631770 Hz $(5{,}7757x10^{10} rad/s)$.

Para uma região de interação, a probabilidade de transição entre os dois estados considerados é definida como probabilidade de Rabi, descrita a seguir.

A Probabilidade de Rabi

A probabilidade de Rabi considera que os átomos sofram a transição em uma região de interação apenas. Considerando que os átomos passam numa velocidade constante v, o tempo total de interação $\tau = l/v$, onde l é o comprimento da cavidade.

Assumindo que a freqüência de ressonância, pode ser observado que a evolução das ocupações dos estados atômicos depende apenas da freqüência de Rabi (b) dos átomos para o campo de microondas aplicado.

Para executar o método de interrogação de Rabi os átomos são introduzidos na região de interação de maneira a estarem todos num mesmo estado de energia. Desse modo, a probabilidade $P_1(\tau)$ de que os átomos tenham sofrido a transição após o intervalo de interação total τ é dada por [17]

$$P_1(\tau) = \left(\frac{b^2}{\Omega^2}\right) \operatorname{sen}^2 \tfrac{1}{2}\Omega\tau \qquad (3.1)$$

cuja resposta em freqüência é vista no gráfico da figura 3.2 para diferentes condições de interrogação.

A probabilidade tem valor máximo para $\Omega_0 = 0$, e seu valor atinge a condição unitária (maior valor) quando é satisfeita a condição de que $b\tau = \pi$, também conhecido como pulso π.

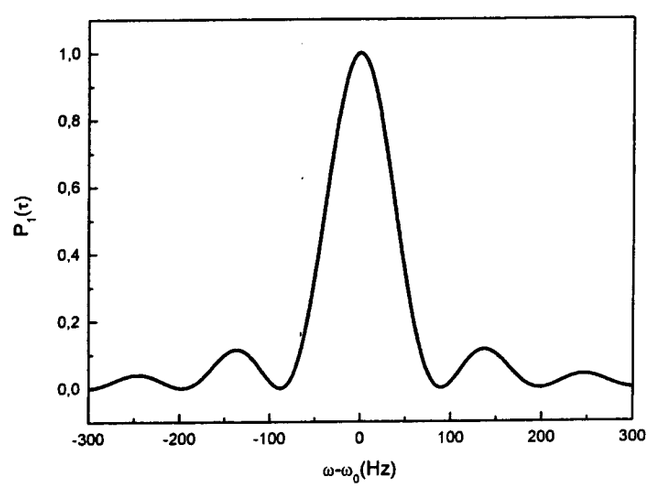


Figura 3.2 *– Resposta obtida pela interação dos átomos com um campo de microondas, caracterizando o método de Rabi.*

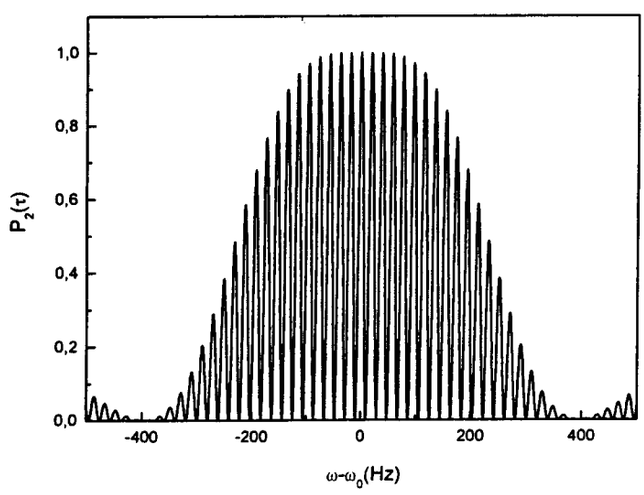
A Probabilidade de Ramsey

O método de Ramsey de campos separados é implementado pela interrogação consecutiva dos átomos por dois ou mais campos de microondas, separados por um intervalo T. Considerando inicialmente duas regiões de campo oscilatório, a amostra de átomos passa por três regiões distintas, cujas características de resposta podem ser tratadas, como num sistema de lentes, por matriz ABCD [20] considerandos as três regiões distintamente pelo método de Rabi.

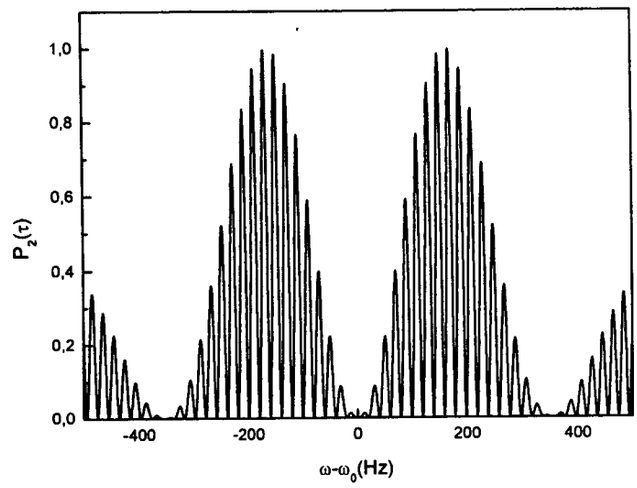
A probabilidade de Ramsey, $P_2(\tau)$, de que os átomos tenham sofrido a transição ao final de todo o percurso, em função da freqüência de campo de microondas, é dada por [17]

$$P_2(\tau)=\frac{4b^2}{\Omega^2}\operatorname{sen}^2\tfrac{1}{2}\Omega\tau\left(\cos\tfrac{1}{2}\Omega\tau\cos\tfrac{1}{2}(\Omega_0T+\phi)-\frac{\Omega_0}{\Omega}\operatorname{sen}\tfrac{1}{2}\Omega\tau\operatorname{sen}\tfrac{1}{2}(\Omega_0T+\phi)\right)^2 \quad (3.2)$$

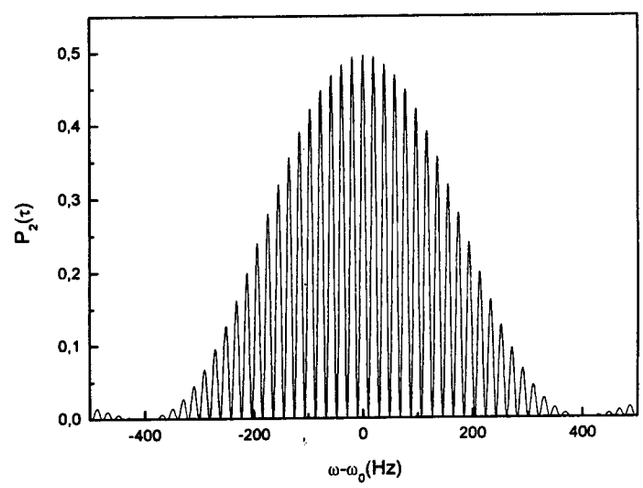
Da expressão acima, considerando $\phi=0$ e freqüência de ressonância, o valor máximo de probabilidade é obtido na condição em que $b\tau=\frac{1}{2}\pi$. A resposta do sistema, também conhecida como franja de Ramsey, utilizando duas cavidades é mostrada na figura 3.3, considerando diferentes condições de pulso de microondas.



(a)



(b)



(c)

Figura 3.3 *– Resposta em freqüência do método de interrogação de Ramsey de campos separados, obtidos com duas regiões de campo de microondas e para diferentes condições de pulso. (a)* $b\tau = \frac{1}{2}\pi$; (b) $b\tau = \pi$ e (c) $b\tau = \frac{1}{4}\pi$

O Pedestal de Rabi

Mesmo no método de cavidades separadas, pode ser observada uma modulação mais larga, denominada de pedestal de Rabi. O perfil do

pedestal pode ser tomado pela substituição dos termos de modulação da probabilidade de Ramsey por seus valores médios. Para isso

$$\cos^2 \tfrac{1}{2}\Omega_0 T = \operatorname{sen}^2 \tfrac{1}{2}\Omega_0 T = \frac{1}{2} \tag{3.3}$$

de modo que o pedestal de Rabi é determinado como

$$P_3(\tau) = \frac{b^2}{2\Omega^2}\left(\operatorname{sen}^2 \Omega\tau + \frac{\Omega_0^2}{\Omega^2}(1-\cos\Omega\tau)^2\right) \tag{3.4}$$

O perfil do pedestal de Rabi é mostrado na figura 3.4, para um pulso $\pi/2$ em cada região de interação.

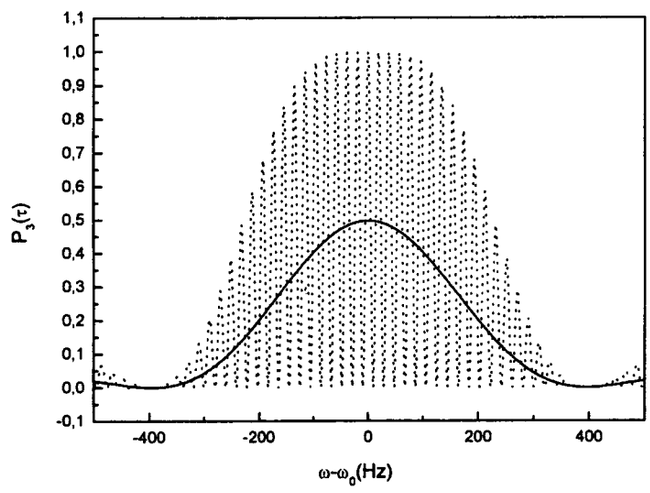


Figura 3.4 *– Perfil do pedestal de Rabi desconsiderando os termos de modulação da resposta de campos separados*

As expressões obtidas até agora dizem respeito a uma amostra de átomos monocinética. No caso de uma distribuição de velocidades para os átomos, cada classe interage por um período ligeiramente diferente de τ, fazendo com que a resposta final seja a combinação de cada uma dessas interações.

No caso de um padrão a feixe térmico, o perfil de velocidades segue um comportamento dado por uma distribuição de Maxwell-Boltzmann, e a Franja de Ramsey perde bastante sua resolução.[17]

Num padrão de átomos frios, a amostra atômica é preparada através de um processo de resfriamento, formando uma nuvem densa de átomos, para depois ser enviada através da cavidade de interrogação. Esse processo

gera uma amostra de átomos praticamente monocinética, produzindo uma Franja de Ramsey com características similares à calculada anteriormente. A figura 3.5 mostra uma franja de Ramsey obtida em um padrão de átomos frios de ^{133}Cs [21].

Por outro lado, uma comparação direta dos métodos de Ramsey e de Rabi mostra, à primeira vista, que não há uma grande melhoria na capacidade de resolução. Se o método de Rabi for implementado com o comprimento de região de interação sendo igual ao do comprimento das três regiões do método de campos separados, a largura observada da transição é

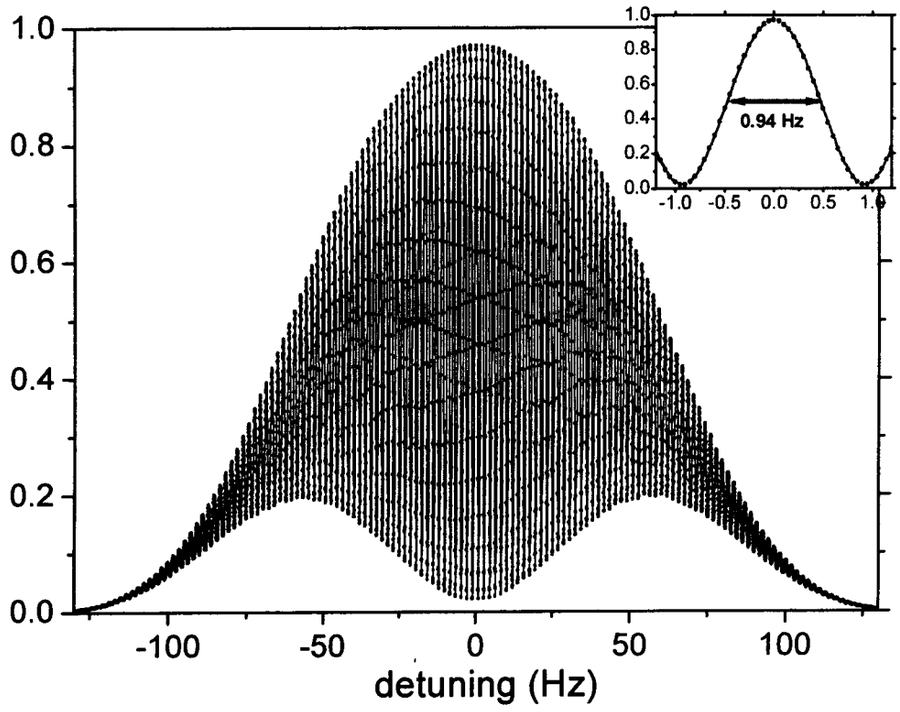


Figura 3.5 *– Franja de Ramsey obtida de um padrão de átomos frios de ^{133}Cs.*

comparável. O método de Ramsey apresenta uma largura um pouco menor, mas às custas de uma complexidade adicionada por duas cavidades. Outro problema ainda é que em alta resolução, pode-se facilmente confundir o centro do padrão com um dos picos laterais, conforme mostra o gráfico comparativo da figura 3.6, para uma amostra de átomos monocinética.

A oscilação observada no método de Ramsey vem da região de vôo livre dos átomos, entre as duas cavidades de campo oscilante. Ao passarem

para a região intermediária, os átomos possuem uma coerência dada pela primeira interação com o campo oscilatório. A evolução temporal da fase dos átomos é estabelecida pela freqüência inerente ao átomo que, à medida que percorre a região livre do campo oscilatório, ganha um deslocamento de fase com relação ao campo de interrogação. Ao atingir a segunda região de microondas, essa diferença acumulada de fase faz com que os átomos não continuem o processo de interação exatamente de onde pararam, como aconteceria no caso de uma só cavidade, resultando no estreitamento da linha central.

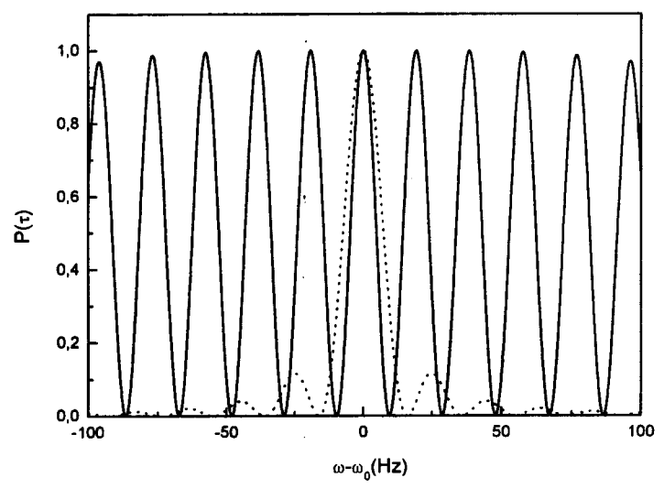


Figura 3.6 *– Gráfico comparativo dos métodos de Rabi (linha pontilhada) e de Ramsey (linha contínua) para uma amostra de átomos monocinética.*

Com a evolução livre, dependendo da distância entre as duas regiões de campo oscilante, a fase acumulada chega a múltiplos de 2π, chegando na segunda região novamente em fase com o campo de interrogação e aumentando novamente a probabilidade de transição em função da freqüência de interrogação.

Para o caso de espectroscopia em feixes térmicos, onde os átomos apresentam uma distribuição de velocidades bastante larga, as oscilações laterais não aparecem com tanta intensidade, dada à convolução do perfil de velocidades com a resposta do sistema para cada uma delas. No caso do

padrão de átomos frios a reposta se aproxima bastante da condição monocinética. Ainda assim, a pequena dispersão de velocidades, dada pela expansão da nuvem de átomos também diferencia um pouco a característica da franja.[21]

Outro aspecto bastante interessante é que no método de Ramsey o pulso π dado aos átomos ao final de todo o processo é aplicado apenas nas regiões das cavidades. Para uma mesma velocidade dos átomos. A implementação do método de Rabi, como mostrado no gráfico anterior, significa uma redução de pelo menos duas ordens de grandeza na potência do sinal de interrogação. No caso do padrão de átomos frios, a velocidade dos átomos é menor que $3m/s$ em cada região. Conforme mostrado nos próximos capítulos, isso significa uma amplitude da ordem de nT para o campo oscilante. Imagine-se a dificuldade em produzir um campo de indução cem vezes menor, pelo menos, e homogêneo em todo o percurso dos átomos, para a implementação do método de Rabi.

Capítulo 4

Sistema de Avaliação de Sinais de Tempo e Freqüência

Na implementação de um padrão primário de tempo e freqüência é de suma importância que o laboratório esteja bem preparado para avaliá-lo. Em vista disso um sistema de avaliação de sinais de tempo e freqüência precisa estar a disposição. Nosso laboratório enfrentou grandes dificuldades no passado, dada a falta de um sistema que pudesse verificar o funcionamento com um mínimo de confiabilidade, de modo a estabelecer se o padrão funciona a contento ou não. O processo de avaliação de um padrão primário, como será evidenciado a seguir, segue algumas restrições, tendo em vista o alto grau de estabilidade necessária às medidas envolvidas.[22]

Nesse capítulo há uma pequena introdução aos métodos de medida mais comumente utilizados na caracterização de sistema de alta estabilidade e precisão de tempo e freqüência. Além disso, já são apresentados alguns resultados obtidos com a atual capacidade do nosso laboratório.

Sinal Senoidal

Um gerador de sinal senoidal produz em sua saída um sinal cuja tensão varia no tempo de forma senoidal. A tensão de saída instantânea de um gerador senoidal pode ser descrita como:

$$u(t) = (U_0 + \varepsilon(t))sin(2\pi\nu_0 t + \phi(t)) \qquad (4.1)$$

onde U_0 é o valor nominal de amplitude e ν_0 o valor nominal de freqüência. Ambos são supostos aqui como constantes e, inicialmente, desprezaremos as variações de amplitude. Desse modo, a freqüência instantânea do sinal é dada por:

$$\nu(t) = \nu_0 + \frac{1}{2\pi}\frac{d\phi}{dt} \qquad (4.2)$$

Praticamente todas as medidas de estabilidade de freqüência são medidas pela observação das flutuações de fase ou de período do oscilador. Por exemplo, muitos contadores de freqüência disparam uma contagem quando o sinal de entrada cruza o zero, até porque esse é o ponto em que a tensão é mais sensível com relação a variações de fase.

Deve-se também observar que qualquer medida de freqüência envolve pelo menos dois osciladores. Em alguns casos o segundo oscilador está dentro do contador. Desse modo é impossível medir a estabilidade de um oscilador isoladamente. Em alguns casos a estabilidade de um dos osciladores é reconhecidamente tão melhor que a do segundo, que se pode considerar qualquer flutuação como sendo desse último.

Observando-se sempre os dois osciladores é conveniente definir uma diferença fracionada de freqüência

$$y(t) = \frac{\nu_1 - \nu_0}{\nu_0} \qquad (4.3)$$

ou seja, o desvio do oscilador de freqüência ν_1 com relação ao oscilador de referência ν_0 dividido pela freqüência desse último. Agora $y(t)$ é uma quantidade adimensional e bastante útil na descrição de performance de

um oscilador ou de um relógio. Por exemplo, o desvio temporal de um oscilador em um intervalo de tempo é dado por:

$$x(t) = \int_0^t y(t')dt' \qquad (4.4)$$

Como é impossível medir freqüência instantânea, qualquer medida de freqüência ou de freqüência fracionada envolve um determinado intervalo de amostragem, Δt ou τ, que determina uma janela através da qual o oscilador é observado. Sejam picossegundos, segundos ou dias, sempre haverá um intervalo de amostragem, de forma que, na determinação de uma freqüência fracionada $y(t)$, o acontecimento real é de uma medida de desvio temporal iniciada em t e outra medida em $t+\tau$. A diferença entre esses dois desvios temporais, dividida pelo tempo de amostragem τ resulta na freqüência fracionada média do período de amostragem:

$$\bar{y}(t) = \frac{x(t+\tau) - x(t)}{\tau} \qquad (4.5)$$

O que acontece em muitos casos é que a amostragem é realizada durante o período τ e depois o contador armazena o resultado, para que esse possa ser lido, impresso ou armazenado numa tabela, por exemplo. Com isso, sempre existe um tempo de atraso entre uma medida e outra, durante o qual informações são perdidas. Esse intervalo de tempo, denominado tempo morto, deve ser levado em consideração com certo cuidado. No caso de tempos de amostragem muito curtos comparados a um segundo é bastante difícil evitar interferências com relação a esse fator. Já no caso oposto, quando o intervalo de amostragem é bem maior que o tempo morto, seu efeito é tão pequeno que na maioria das vezes não precisa ser levado em conta.

Métodos mais comuns de medida de estabilidade de freqüência[23]

Método de freqüência de batimento

Este é um método heterodino de medição de freqüência. Os sinais de dois osciladores independentes são aplicados a um *mixer*, como ilustrado na figura 4.1.

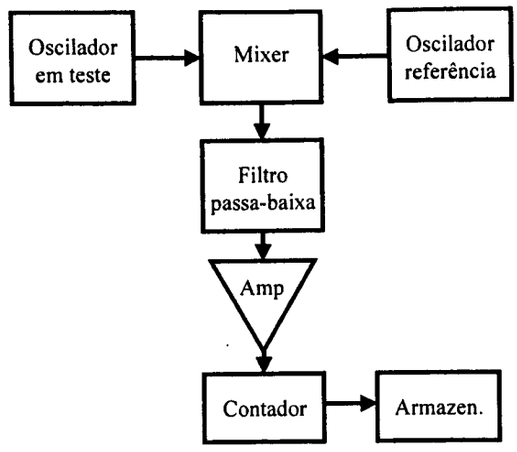


Figura 4.1 *– Esquema de medição de estabilidade de freqüência pelo método de freqüência de batimento*

A freqüência de diferença, ou freqüência de batimento, ν_b é obtida como saída de um filtro passa-baixa colocado após o *mixer*. Essa freqüência de batimento é então amplificada e alimenta um contador e um sistema de armazenagem. A freqüência fracionada é obtida dividindo-se ν_b pela freqüência nominal do oscilador de referência ν_0.

Sistema de diferença de tempo utilizando dois mixers

O principal ponto desse método é que a medida é feita em variações temporais, ao invés de variações de freqüência. Considerando o oscilador 1 da figura 4.2 como sob teste e o oscilador 2 como referência, tomamos um terceiro alimentando ao mesmo tempo o par de mixers do sistema. Esse oscilador comum tem um certo deslocamento de freqüência com relação aos outros dois, de modo a gerar duas freqüências de batimento na saída dos *mixers*. Tais freqüência de batimento estarão fora de fase de acordo com a diferença temporal entre 1 e 2, além de algum outro fator de defasagem como o comprimento dos cabos por exemplo. Desse modo, as freqüências de batimento diferem entre si de um valor igual à diferença de freqüências entre os dois osciladores. Essa técnica é bastante útil quando os dois osciladores comparados têm a mesma freqüência nominal, como por exemplo, padrões atômicos de freqüência.

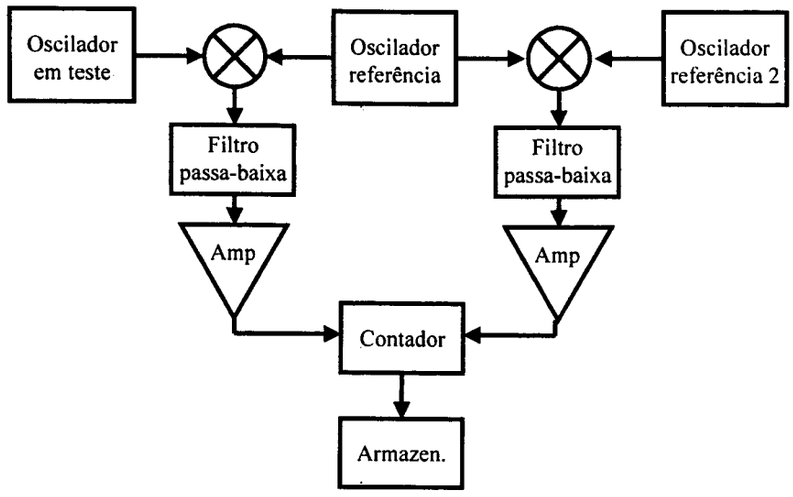


Figura 4.2 *– Esquema de medição pelo método de diferença de tempo a dois mixers*

Laço fraco de travamento de fase

O primeiro método de medida através de travamento de fase é ilustrado na figura 4.3. O sinal do oscilador em teste alimenta uma das entradas de um *mixer*. O oscilador de referência alimenta a outra entrada. Com os sinais em quadratura, 90° de defasagem, a saída do *mixer* permanece em torno de zero, sendo que as flutuações de freqüência resultam em flutuações de tensão na saída do *mixer*. A saída do *mixer* passa por um filtro passa-baixa, um amplificador e então realimenta o VCO (Voltage Controled Oscillator) sob teste, fazendo-o permanecer travado em fase ao oscilador de referência. O tempo de resposta do laço deve ser ajustado de tal forma que o travamento seja muito fraco, evitando apenas variações ocasionadas por deslocamentos de freqüência de deriva, por exemplo, constantes de tempo de vários segundos, no caso de interesse em freqüências diferenciais de ruído acima de 1 Hz.

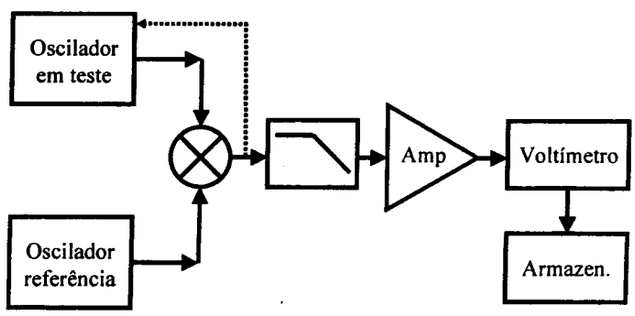


Figura 4.3 *– Esquema de medição pelo método de laço fraco de travamento de fase*

Laço forte de travamento de fase

O segundo tipo de sistema de medida baseado em travamento de fase é essencialmente o mesmo do anterior, exceto pela condição de tempo de resposta rápida quando comparada às freqüências de ruído visadas. Nesse caso, as flutuações de fase são integradas pelo filtro de laço, de modo que a tensão de saída do filtro é proporcional à diferença de freqüências e não proporcional a flutuações de fase entre os dois osciladores. Passando o sinal de saída do integrador por um conversor tensão-freqüência, pode-se medir a freqüência de saída do conversor com um contador, amplificando bastante as variações de freqüência dos osciladores comparados. O esquema é mostrado na figura 4.4.

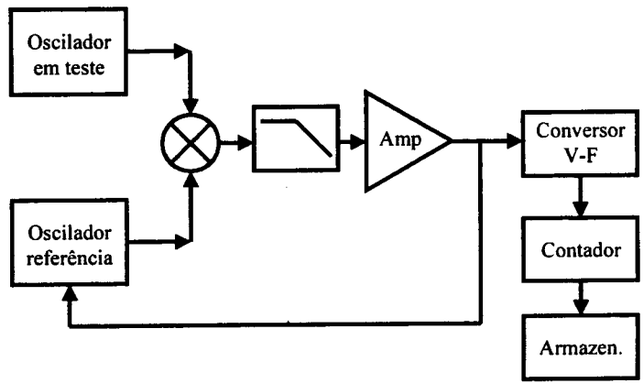


Figura 4.4 *– Esquema de medição pelo método de laço forte de travamento de fase*

Método da diferença temporal

O último método considerado aqui é um dos mais comumente utilizados, embora tipicamente não tenha a mesma precisão de medida conseguida em curto período pelos outros. O esquema utilizado é mostrado na figura 4.5. Os osciladores passam por circuitos divisores de freqüência, gerando pulsos de início e fim de contagem em um contador. Deve-se tomar bastante cuidado nos divisores utilizados, de modo que os mesmos não gerem instabilidades de sinal durante o processo de divisão. Outro ponto importante diz respeito à relação sinal ruído dos sinais na entrada do contador, visando evitar falsos disparos de contagem.

Apesar disso, essa técnica é bastante interessante, pois fornece diretamente o desvio temporal, sem a necessidade de nenhuma conversão. Além do que, o sistema utilizado é simples, justificando sua larga utilização.

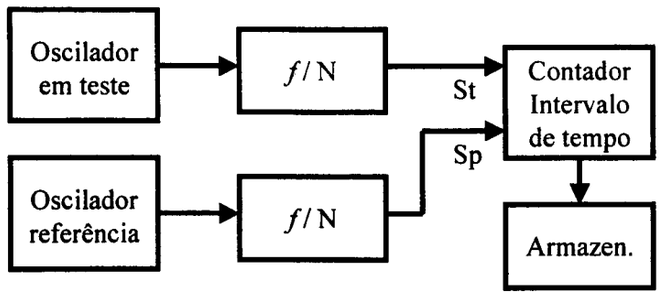


Figura 4.5 *– Método de medição por intervalo de tempo*

Caracterização dos dados

Dado um conjunto de medidas de freqüência fracionada ou de flutuações temporais entre um par de osciladores, é útil ter ferramentas capazes de caracterizar as flutuações com modelos que possam estabelecer níveis de performance para comparação entre osciladores de alta estabilidade. Tais ferramentas podem ajudar na determinação das causas de instabilidades nos osciladores, determinando se são, por exemplo, de natureza randômica ou não-randômica. Também chamadas de sistemáticas, flutuações não-randômicas são induzidas no próprio ambiente de utilização, por exemplo.

Flutuações não-randômicas

Esses tipos de flutuação são as principais causas de desvio da "verdadeira" freqüência ou do "verdadeiro" tempo. Se, por exemplo, um deslocamento fixo do valor nominal de freqüência é observado durante um período de tempo, pode-se verificar que um erro de fase vai se acumulando na medida como uma rampa. Se a freqüência muda de forma linear, a fase varia quadraticamente.

Flutuações randômicas

Depois de calcular ou estimar os efeitos sistemáticos, podemos subtraí-los do conjunto de dados, de modo a observar melhor os efeitos de natureza randômica. No caso de osciladores de alta performance, pode-se modelar estatisticamente esse tipo de flutuação com respeito às densidades espectrais de potência, como será discutido mais à frente.

Osciladores de precisão podem ser modelados através da densidade espectral unilateral das flutuações fracionadas de freqüência como

$$S_y(f) = h_\alpha f^\alpha \tag{4.6}$$

onde f é a freqüência de Fourier onde a densidade é tomada, h é um coeficiente de intensidade e α é um parâmetro que ajusta a lei de potência mais adequada para o tipo de ruído dos dados. Pode-se ainda representar essas flutuações de freqüência no domínio temporal, fazendo uso de medidas de estabilidade nesse domínio, $\sigma_y(\tau)$. Por exemplo, através da observação de um gráfico $\log\sigma_y^2(\tau)$ versus τ, é possível separar regiões de características particulares de inclinação μ em regiões de tempo de amostragem τ que possuem relação direta com a densidade espectral de potência do mesmo conjunto de dados. Em particular, $\mu = -\alpha - 1$ para $-3 < \alpha < 1$ e $\mu \cong -2$ para $\alpha \geq 1$ [17]. Outras correspondências existem entre os dois coeficientes, mas as regiões citadas são as mais importantes para os casos de osciladores. Exemplos simulados de sinais que obedecem a essas leis de potência de ruído, representados no domínio do tempo, podem ser visualizados na figura 4.6.

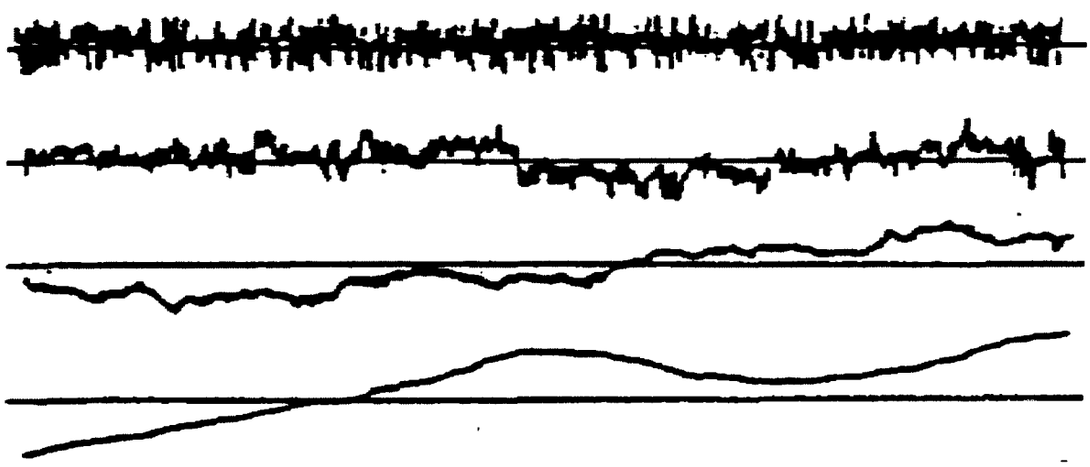


Figura 4.6 *– Exemplos de padrões de ruído no domínio temporal. Em ordem descendente os tipos de ruído são: ruído branco (White noise), flicker, random walk e flicker walk.*

Uma vez que essas características são determinadas pode-se avaliar se os osciladores funcionam adequadamente e se atingem as especificações estabelecidas pelo fabricante. Por exemplo, um padrão de freqüência de feixe atômico de césio, quando funcionando adequadamente, deve exibir

ruído do tipo branco de freqüência, que é o mesmo *random walk* de fase, para valores de tempo de amostragem de segundos a vários milhares de segundos.

Análise no domínio do tempo

Figura 4.7 *– Ilustração de análise no domínio do tempo (NIST TN-1337). O gráfico superior é o sinal a ser caracterizado e o inferior é sua representação por médias em intervalos de amostragem.*

Uma vez adquiridos os dados de flutuações de freqüência ou tempo de um par de osciladores de precisão passamos à análise de estabilidade propriamente dita. Suponhamos uma comparação como a ilustrada na figura 4.7. Dispondo de dados de diferença temporal ou flutuações temporais, podem ser calculadas as flutuações fracionadas de freqüência de um período de amostragem para o outro em todo o conjunto de dados.

$$y_i = \frac{x_{i+1} - x_i}{\tau} \qquad (4.7)$$

Depois disso são obtidos M valores de freqüência fracionada e pode-se iniciar a análise dos valores de freqüência de várias formas.

As primeiras tentativas de análise desses tipos de sinais foram feitas através de desvio padrão dos dados. No entanto, problemas foram encontrados quando o tipo de lei de potência era diferente de ruído branco. Por exemplo, quando o ruído é do tipo *flicker*, os resultados de desvio padrão aumentam monotonicamente sem limite, conforme aumenta o número de amostras. Algumas técnicas de análise passaram então a serem

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

desenvolvidas, de modo a tornar a caracterização independente do tamanho do conjunto de dados. A mais famosa dessas técnicas e uma das primeiras a serem recomendadas pelos órgãos de normalização de freqüência é conhecida como Variância de Allan[24]. Para obter dados na mesma linha de análise do desvio padrão toma-se, normalmente, a raiz quadrada da variância de Allan. Essa expressão é bastante simples de implementar e tomando a soma dos quadrados de todas as diferenças entre pontos adjacentes de y_i, dividindo pelo número de diferenças vezes 2 e então extraindo a raiz quadrada.

$$\sigma_y(\tau) = \left\langle \frac{1}{2}\left(\bar{y}(t+\tau) - \bar{y}(t)\right)^2 \right\rangle^{1/2} \tag{4.8}$$

Onde <> indicam um tempo infinito de amostragem e τ é o tamanho da amostra tomada para cada média. Na prática temos, para um número finito de amostras:

$$\sigma_y(\tau) \cong \left[\frac{1}{2(M-1)} \sum_{i=1}^{M-1} (y_{i+1} - y_i)^2 \right]^{1/2} \tag{4.9}$$

onde os termos y_i indicam médias das freqüências fracionadas nos tempos de amostragem considerados.

Pode-se considerar a variância de Allan também diretamente em termos de medidas de desvio temporal:

$$\sigma_y(\tau) \cong \left[\frac{1}{2(N-2)\tau^2} \sum_{i=1}^{N-2} (x_{i+2} - 2x_{i+1} + x_i)^2 \right]^{1/2} \tag{4.10}$$

Nas duas últimas equações τ fica implícito nos tamanhos de amostras M e N, respectivamente.

Uma representação de gráfico obtido a partir da variância de Allan é o que mostra a figura 4.8. Alguns gráficos típicos de caracterização obtidos com variância de Allan podem ser visualizados na figura 4.9.

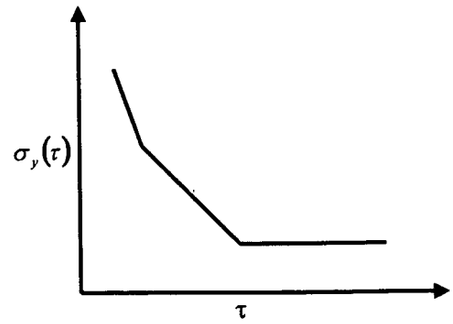


Figura 4.8 *– Ilustração simplificada de uma visão típica numa análise de variância de Allan*

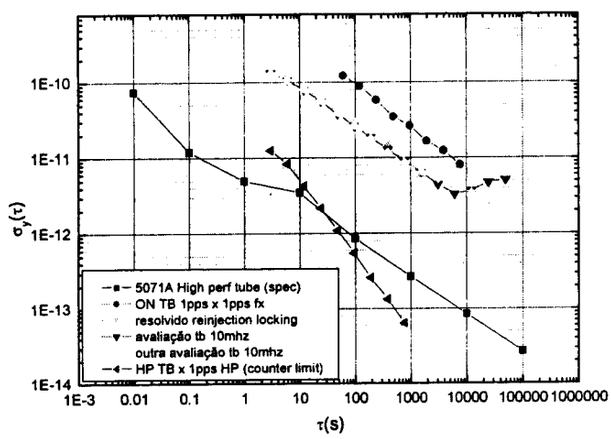


Figura 4.9 *– Gráficos obtidos de comparação de osciladores através da análise de variância de Allan para vários osciladores disponíveis no laboratório.*

Análise Espectral

Outra maneira de analisar o ruído de uma fonte de sinal é através do domínio espectral. Tomemos inicialmente como exemplo a forma de onda mostrada na figura 4.10.

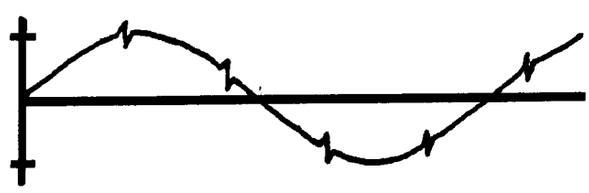


Figura 4.10 *– Exemplo de forma de onda a ser analisada*

Nesse caso temos uma onda senoidal perturbada em alguns momentos por ruído. A forma de onda possui freqüência nominal ν_0. Durante os momentos de perturbação, a freqüência instantânea difere bastante da freqüência nominal. Se o sinal, ou componente de freqüência nominal pura, for subtraído da forma de onda, o restante é a soma de todas as componentes de ruído.

Pode-se traçar um gráfico de um sinal mostrando potência *rms* versus freqüência, denominado Espectro de Potências. Para a forma de onda mostrada na figura 4.10 o espectro de potências mostrará um valor alto para ν_0 e valores menores para os sinais produzidos pelos pulsos ruidosos. De fato deve-se observar no espectro uma certa quantidade relacionada à freqüência de repetição dos pulsos, que denominaremos de ν_s. Outras freqüências também estão associadas ao sinal ruidoso, harmônicos de ν_s, apesar de apenas esse ser mostrado.

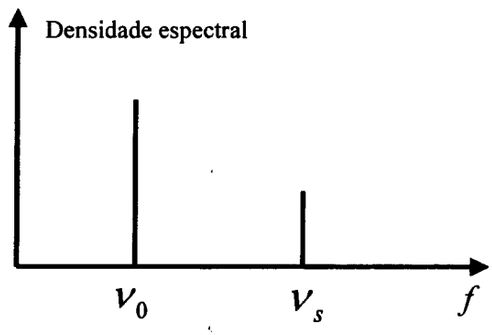


Figura 4.11 *– Sinal de exemplo representado no domínio de freqüências*

Ruídos também causarão variações da freqüência instantânea em torno do valor nominal, com probabilidade de ser maior ou menor que o mesmo. Desse modo, o que encontramos é normalmente um pedestal associado a ν_0, como mostra a figura 4.12.

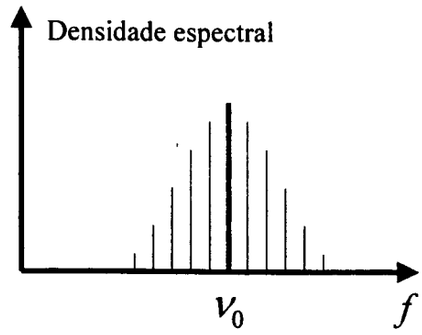


Figura 4.12 *– Representação do alargamento do sinal visto no domínio de freqüências e associado às pequenas variações em torno da portadora.*

Com o processo de expansão de Fourier podemos analisar um sinal como uma composição ponderada de várias componentes puras de freqüência. Inversamente, se tomamos a freqüência nominal e adicionamos todas as componentes de freqüência podemos reconstituir o sinal original. O espectro de potências pode ainda ser normalizado com relação à sua resolução de freqüência, de modo que todos os pontos de freqüência mostrados tenham valores de potência referentes apenas à componente em particular, não mascarada pelas componentes adjacentes escondidas pela falta de resolução. O espectro normalizado é chamado de densidade espectral de potências e tem a vantagem de gerar um espectro independente da escala do equipamento utilizado, pois sempre é corrigido pela largura de banda utilizada na medida.

O espectro de potências, também chamado de espectro de RF, é bastante útil em várias aplicações. Infelizmente não é possível diferenciar nesse espectro quando as freqüências associadas ao sinal são devidas a flutuações de amplitude ou de fase. Pode-se separar o espectro de potência em dois espectros independentes: Densidade espectral de amplitude e densidade espectral de fase.

Em osciladores de alta performance, as flutuações de fase são o principal interesse, sendo a densidade espectral de flutuações de fase denominada $S_\phi(f)$. Para esses casos, onde os ruídos de modulação de amplitude são desprezíveis, o espectro de rf tem praticamente o mesmo formato da densidade espectral de fase. A primeira diferença na sua representação é que o primeiro inclui o sinal fundamental e o segundo não.

Outro ponto é que o espectro de RF tem unidade de *watts/hertz*. A densidade espectral de fase não envolve potência do sinal elétrico e sua unidade é *rad²/hz*. O sinal de fase é medido passando-se o sinal por um detector de fase e verificando-se o valor de tensão V_{rms} na saída do mesmo com relação a uma tensão de referência. Conhecendo-se a característica de sensibilidade do detector V_s, em *rad/volts*, temos diretamente a determinação da densidade espectral de fase.

$$S_\phi(f) = \left(\frac{V_{rms}(f)}{V_s}\right)^2 \tag{4.11}$$

Para relacionar as flutuações de fase com as flutuações de freqüência devemos recordar que a freqüência é a taxa de variação de fase de um sinal senoidal. Isso nos diz que uma variação na freqüência é causada por uma mudança na taxa de variação de fase com relação ao tempo

$$2\pi\nu(t) = \frac{d\Phi(t)}{dt} = 2\pi\nu_0 + \frac{d\phi(t)}{dt} \tag{4.12}$$

com isso temos

$$\nu(t) - \nu_0 = \frac{1}{2\pi}\frac{d\phi(t)}{dt} \tag{4.13}$$

Podemos chamar o primeiro termo da expressão de $\delta\nu(t)$, uma variação em freqüência no tempo. Desse modo temos que se diferenciarmos as flutuações de fase e dividirmos por 2π chegamos a $\delta\nu(t)$. Melhor do que especificarmos as flutuações de freqüência em termos de deslocamento absoluto é fazer isso com relação à freqüência nominal, normalizando para diferentes regiões do espectro. Chegamos então à relação já conhecida de flutuação de freqüência fracionada

$$y(t) = \frac{\delta\nu(t)}{\nu_0} = \frac{1}{2\pi\nu_0}\frac{d\phi(t)}{dt} \tag{4.14}$$

A flutuação de freqüência fracionada é uma quantidade adimensional. Em termos de estabilidade de freqüência convêm citar um exemplo de modo a torná-la mais clara. Suponhamos, que em dois osciladores o deslocamento de freqüência seja igual a 1 Hz. Podem ser considerados os dois osciladores iguais em performance? Não se um deles é de 10 Hz e o outro de 10 MHz. No primeiro caso a flutuação de freqüência fracionada é de 1/10, enquanto no segundo ela fica 1/10000000, sendo

muito mais preciso para a determinação de uma base de tempo, por exemplo.

No domínio de freqüência obtemos também o espectro de flutuações de freqüência $y(t)$. A densidade espectral de flutuações de freqüência é denominada de $S_y(f)$, sendo obtida passando o sinal através de um detector de modulação de freqüência e fazendo a análise espectral no sinal de saída. $S_y(f)$ têm dimensão de (freqüência fracionada)^2/Hz, ou Hz^{-1}. A correspondência entre as densidades espectrais de fase e de freqüência é dada por

$$S_y(f)=\left(\frac{f}{\nu_0}\right)^2 S_\phi(f) \qquad (4.15)$$

Leis de potência de ruído

Leis de Potência em processos de ruído são modelos de ruído em osciladores de precisão que geram uma determinada inclinação em um gráfico de densidade espectral. Esses modelos são divididos, normalmente, em cinco categorias. Numa caracterização de osciladores é possível verificar todos os processos de ruído de uma só vez, mas normalmente apenas dois ou três são dominantes. Uma densidade espectral tipicamente obtida em osciladores de alta performance é mostrada na figura 4.13.

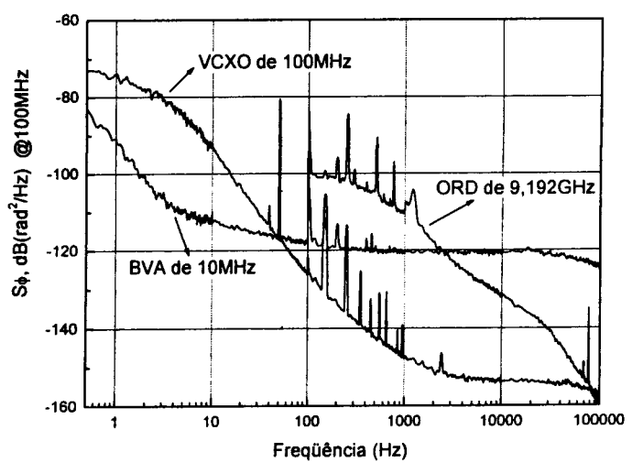


Figure 4.13 *– Gráficos de medidas de densidade espectrais de fase obtidas para os três osciladores de alta performance utilizados na cadeia de síntese de freqüência de microondas (Cap. 5)*

Para gráficos em $S_\phi(f)$ temos

1 – *Random walk* de freqüência - $S_\phi \approx 1/f^4$

Esse tipo de ruído é difícil de verificar, pois é usualmente muito próximo da portadora. Ele é relacionado principalmente ao ambiente físico do oscilador. Se esse tipo de ruído é predominante num oscilador, choques mecânicos, vibrações ou temperatura podem ser fatores causadores de deslocamentos de freqüência.

2 – *Flicker* de freqüência – $S_\phi \approx 1/f^3$

Ruído bastante discutido quanto às suas causas, mas relacionado aos mecanismos de ressonância de um oscilador ativo, à escolha de componentes utilizados no projeto eletrônico ou ainda às propriedades ambientais. É bastante comum em osciladores de alta qualidade, mas pode ser mascarado por outros tipos de ruído em dispositivos de qualidade inferior.

3 – Branco de freqüência – $S_\phi \approx 1/f^2$

Tipo de ruído bastante comum encontrado em padrões de freqüência passivos. Esses contêm um oscilador escravo, normalmente de quartzo, travado em uma ressonância atômica. Tal ressonância age como um filtro de alto fator de qualidade.

4 – *Flicker* de fase – $S_\phi \approx 1/f$

Esse ruído pode ser relacionado ao mecanismo físico de ressonância do oscilador, mas normalmente é adicionado por ruído eletrônico. É bastante comum mesmo em osciladores de alta performance, pois é introduzido nos estágios de amplificação do sinal do oscilador ou mesmo num multiplicador de freqüência.

5 – Branco de fase – $S_\phi \approx 1/f^0$

Ruído de fase de banda larga, deixando pouco a se fazer com relação ao oscilador. Provavelmente é produzido por fenômenos similares ao ruído flicker de fase, sendo o projeto eletrônico de bastante importância nesse

caso, além da possibilidade de uma filtragem de banda estreita no sinal de saída.

Sistema de Avaliação de Freqüências Implementado no Laboratório

Para realizar a avaliação dos padrões de tempo e freqüência em desenvolvimento, bem como abrir a possibilidade de utilização do mesmo sistema para calibração de freqüência em diversos equipamentos, estabelecemos no laboratório um primeiro estágio de sistema de avaliação.

Consideramos primeiro estágio, pois ainda há um longo caminho a percorrer nesse processo, considerando que a análise de sinais de tempo e freqüência para laboratórios de calibração movimenta times inteiros de pesquisa e desenvolvimento.

O sistema de avaliação implementado consiste, basicamente, dos seguintes equipamentos:

- Sistema de transferência de tempo modelo TTR-6 – Allen Osborne Associates
- Padrão primário de 133Cs modelo 5071A - Agilent
- Receptor de GPS ExacTime 6000 gerador de tempo e freqüência - Symmetricon
- Contador universal de intervalos de tempo modelo SR620 – Stanford Research Systems
- Microcomputador com interface GPIB

Iniciando na ordem inversa, o microcomputador é utilizado para a coleta de dados de medida dos equipamentos, bem como análise dos mesmos. O contador possui interface GPIB, mas os receptores de sinal de GPS (ExacTime 6000 e TTR-6) utilizam interface serial tipo RS-232. A coleta é feita utilizando-se programas desenvolvidos em ambiente LabView de programação, mas a análise de dados é feita com o programa Stable32, dada a sua grande capacidade de processamento para longos bancos de dados coletados e vários tipos de cálculo de variância. Além disso, esse programa já é bastante utilizado pela comunidade de tempo e freqüência, permitindo uma boa padronização no formato dos dados apresentados.

O contador de intervalos de tempo é bastante utilizado em processos de calibração de freqüência e análise de estabilidade de sinais de tempo. Apesar das possibilidades de comparação direta de sinais de freqüência,

freqüencímetro na faixa de 1mHz até 300 MHz e comparador de fase, o método mais preciso para utilização de comparação de sinais é através da contagem de intervalos de tempo e utilizando sinais de 1 PPS para serem avaliados.

Cada sinal de 1PPS (um pulso por segundo com largura entre 30 e 60 μs) é gerado nos receptores de GPS e também no padrão primário comercial. Para a comparação com outros padrões, bem como com os de laboratório é necessário ainda implementar o circuito de geração de 1 PPS a partir de sinais de freqüência de 5 ou 10 MHz.[25] No nosso caso, o método de comparação utilizado é um pouco diferente, como será descrito adiante, já que utilizamos um outro conceito para a comparação. O interesse no contador está na possibilidade de realizarmos calibrações em outros equipamentos comerciais utilizando nossa estrutura de laboratório, funcionando como uma extensão de suas atividades, como é do interesse do centro de pesquisas e suas agências de fomento.

O receptor de sinais de GPS modelo ExacTime 6000 recebe sinais codificados em protocolo de transmissão C/A (C/A *code*), utilizado no meio civil[26]. Os dados transmitidos em uma portadora de 1,575 GHz permitem obter informações sobre identidade de satélite, UTC, etc... . O sistema GPS, estabelecido nos anos 90, é capaz de prover posicionamento tridimensional, velocidade e tempo. A constelação compreende vinte e um satélites em operação mais três reservas. Os satélites são localizados em seis planos orbitais, inclinados de aproximadamente 60° com relação ao equador, em altitudes de 10.400 milhas da Terra. A unidade GPS determina tempo e freqüência medindo o tempo de chegada de um marcador de tempo preciso e medindo o efeito Doppler de um satélite. Dados de posição determinados ou configurados previamente permitem a computação do deslocamento de tempo do receptor. Um marcador de tempo preciso pode ser configurado (1 PPS) e uma entrada de 1 PPS pode ser medida com relação à UTC. Como as coordenadas dos satélites são conhecidas e seus relógios de bordo calibrados entre si com precisão de ns, pode-se determinar a posição do receptor com base na recepção de sinais de diferentes satélites. A unidade receptora que possuímos é capaz de fornecer uma saída corrigida de 1PPS e sinais de 5 e 10 MHz, baseados em um TCXO (*Temperature Compensated*

Crystal Oscillator) de 10 MHz escravizado pelos sinais recebidos dos satélites.

O padrão primário de tempo comercial, modelo 5071A (Agilent) é um padrão de ^{133}Cs operado a feixe térmico, utilizando magnetos de seleção e detecção. Sua estabilidade de curto-período é de $5x10^{-12}\tau^{-1/2}$. A curva de estabilidade obtida com dados de manual é mostrada na figura 4.14 [27]. O padrão tem uma entrada de sinal de sincronismo, para correção com relação a um marcador externo de 1 PPS, uma saída de 1 PPS e duas saídas cambiáveis de 5 e 10 MHz, ambas isoladas.

O último equipamento é um sistema de transferência de tempo TTR-6. Tal equipamento é utilizado nos laboratórios que contribuem com o TAI (Tempo Atômico Internacional) tornando-os capazes de efetuar comparações de sinais do sistema GPS com padrões locais de alta estabilidade. Isso é possível porque o TCXO interno de 10 MHz do equipamento é implementado

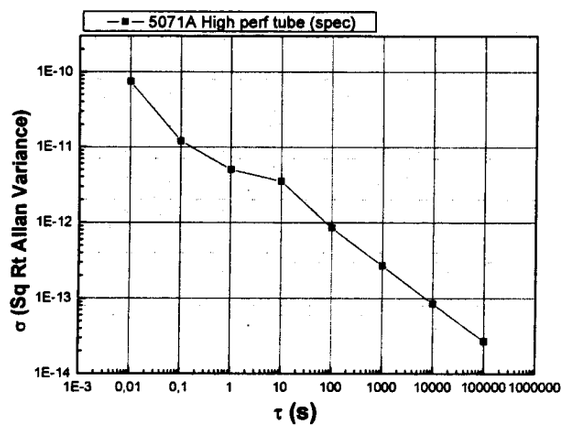


Figura 4.14 *– Curva de estabilidade para o padrão comercial, traçada com dados de manual.*

de modo a ser escravizado por um oscilador externo local (padrão comercial, MASER, etc...). O sinal do oscilador local é então comparado diretamente com o sinal recebido de um determinado satélite. Num outro laboratório, um sistema similar pode também ser travado no mesmo satélite, de modo que os dois osciladores locais possam ser comparados durante o tempo de visada comum do satélite travado. Esse modo de comparação remota, ilustrado na figura 4.15, é denominado de *common view*.[28] Sua utilização

permite a comparação de padrões de alta estabilidade, como, por exemplo, padrões de átomos frios, com limitações de estabilidade da ordem de 10^{-16}.

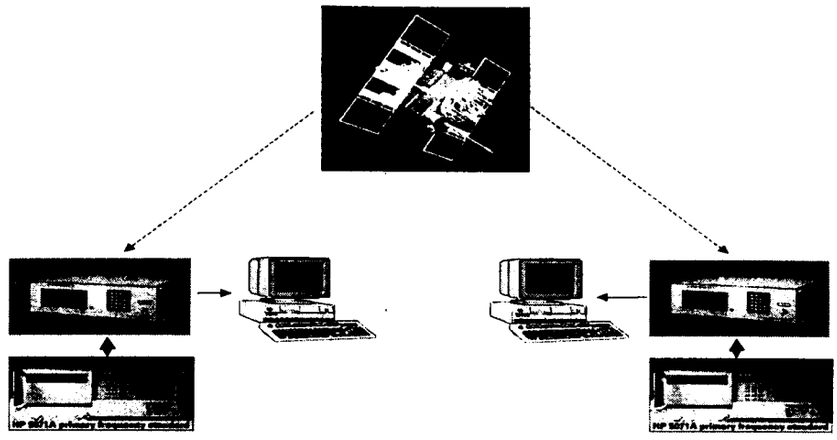


Figura 4.15 *– Ilustração do modo common view para comparação remota de sinais de tempo e freqüência.*

A utilização desse último equipamento abre um assunto bastante interessante na forma de avaliação de padrões de alta estabilidade, como é o caso do padrão de átomos frios. Isso será discutido na próxima seção.

Avaliação de um padrão atômico

Para avaliar a estabilidade de um padrão atômico de freqüência, métodos de comparação tradicionais utilizando contadores de intervalo de tempo não são os melhores. Isso acontece por limitações do próprio contador, dada à sua resolução, de um erro na medida de estabilidade segundo a segundo num patamar de 10^{-11} [Manual SRS]. Para utilizar tal contador, deveríamos integrar uma leitura de intervalo entre marcadores de 1 PPS por longos períodos de tempo, de modo a minimizar o efeito inerente do equipamento de contagem na medida[29].

Mesmo assim há uma maneira de suplantar tal dificuldade, pois temos a vantagem de possuir um sistema de laboratório a ser comparado. Em tal sistema temos "total" controle do seu modo de operação, sendo possível implementar uma configuração como a esquematizada na figura 4.16.

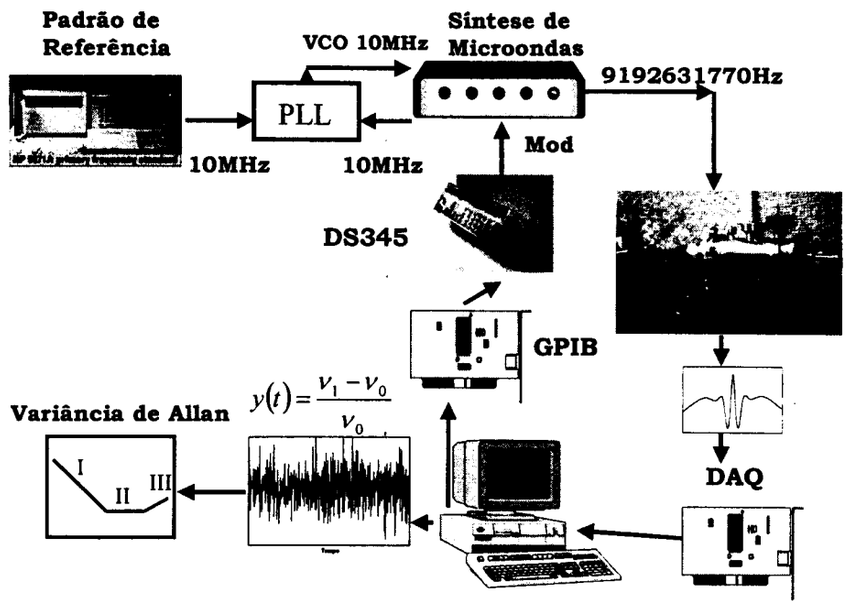


Figura 4.16 *– Esquema para comparação de um padrão de laboratório*

Nesse modo de avaliação, o oscilador local de interrogação dos átomos é travado ao sistema externo, com o qual deseja-se fazer a comparação. A modulação do sinal de interrogação é feita no sintetizador da cadeia de microondas e a resposta da franja de Ramsey é tomada da mesma maneira de um sistema em laço fechado. Nessa configuração, ao invés da correção ser feita no oscilador base da cadeia de interrogação, o sinal de correção é aplicado no valor da freqüência central de modulação do sintetizador. Esse mesmo valor de correção já é tomado para o cálculo de estabilidade, pois indica o quanto o sinal de interrogação precisa ser corrigido para manter a resposta do sistema atômico no máximo de eficiência. Esse método, utilizado no padrão de feixe de ^{133}Cs, apresentou resultados bastante satisfatórios, conforme pode ser visto no gráfico da figura 4.17, quando comparado com uma avaliação feita com a utilização do contador de intervalos de tempo.

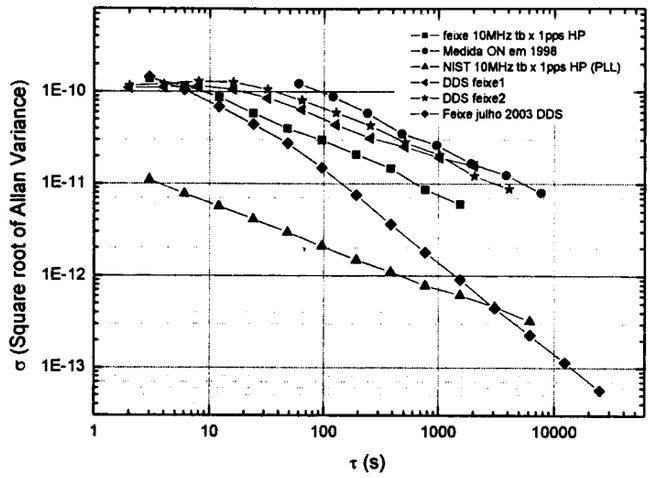


Figura 4.17 *– Gráfico de estabilidade comparativo entre diferentes métodos de medida de estabilidade tomados para o padrão primário a feixe térmico de* ^{133}Cs.

Esse mesmo método de medida de estabilidade deve ser utilizado na avaliação do padrão de átomos frios. A capacidade de resolução desse tipo de medida é limitada, em primeira instância, pela própria resolução do sintetizador, que é de μHz para o SRD345 (Stanford). No caso da cadeia de síntese NIST, como temos o sinal de interrogação gerado pelo décimo oitavo harmônico de um SRD (*Step Recovery Diode*), o sinal de modulação do sintetizador perde resolução nesse mesmo fator impondo um limite de $6x10^{-13}$ para a resolução de correção. Já para a cadeia de interrogação do padrão de átomos frios, o sinal de modulação passa por uma divisão por quatro, antes de ser comparado com o sinal de diferença para a correção. Isso dá ainda um fator adicional de quatro na capacidade de resolução do sintetizador e resulta num limite de $8{,}3x10^{-15}$ de resolução. Essa estimativa, bastante otimista, está bem abaixo de outros fatores limitantes na estabilidade do padrão primário, já que a cadeia tem uma estabilidade de curto período de $9x10^{-14}$, que é o que realmente determinará o ponto de partida do sistema. Outro ponto interessante aqui é a necessidade observada de um melhor sistema para fazer às vezes de oscilador local. Em nossos planos temos o interesse de adquirir um Maser de Hidrogênio, pois esse tipo de sistema é capaz de estabelecer um sinal de curto período com estabilidade da ordem de 10^{-14} para intervalos curtos de integração. Com tal

equipamento estaremos aptos a estabelecer o ponto inicial para todos os padrões primários desenvolvidos localmente, ao mesmo tempo em que o sinal recebido pelo TTR6 é comparado.

Capítulo 5

Síntese de Microondas para a Interrogação dos Átomos

Em um padrão atômico passivo de freqüência, os átomos funcionam como elemento de referência, através de sua transição interrogada. No caso de um padrão primário de ^{133}Cs, o método de interrogação se vale de um sinal na banda X, particularmente 9,192631770 GHz. O gerador desse sinal constitui o oscilador local, cujo sinal de alta qualidade é obtido a partir de processos de síntese de freqüência.

Esse capítulo começa com a exposição de alguns conceitos básicos, tanto de métodos de síntese como de componentes utilizados para tal fim. A seguir, utilizando o que foi exposto, o processo de implementação da cadeia de síntese de microondas é abordado, justificando sua implementação e os meios utilizados para isso.

Considerações Iniciais

Em diversas aplicações, não apenas em testes e medidas, mas também em sistemas de telecomunicações, radar e navegação, por exemplo, muitos sinais, de várias freqüências diferentes, são necessários, sendo que osciladores de freqüência variável quase sempre não suprem as exigências de estabilidade. Por outro lado, osciladores de alta performance a cristal são sintonizáveis apenas em faixas muito estreitas, mostrando-se também bastante limitados.[30]

Essa falta é suprida através da utilização de sintetizadores de freqüência, instrumentos capazes de realizar as quatro operações aritméticas básicas em um sinal de freqüência gerado por um oscilador mestre, seja a cristal ou atômico.

A forma mais simples e primitiva de síntese de freqüência é feita através de uma combinação de um multiplicador e um divisor, como mostrado na figura 5.1. Se um divisor é usado algumas variações possíveis de freqüência de saída podem ser obtidas, ainda que de forma bastante limitada. Arranjos mais flexíveis são possibilitados através da utilização de adição e subtração de freqüência.

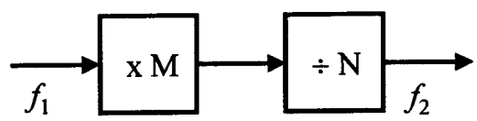


Figura 5.1 *– Sintetizador básico de freqüência*

Misturador

A Soma e a subtração de freqüências são operações fundamentais, podendo ser obtidas através de moduladores de amplitude ou misturadores (*mixers*). Modulação de amplitude é uma operação não-linear que, em sinais de natureza senoidal, é obtida através da multiplicação de duas tensões. Dados:

$$U_1(t) = U_1 \cos \omega_1 t \qquad (5.1)$$

$$U_2(t) = U_2 \cos \omega_2 t \qquad (5.2)$$

O resultado $f(t)$ é:

$$f(t) = U_1 U_2 \cos\omega_1 t \cos\omega_2 t = \frac{U_1 U_2}{2}\left(\cos(\omega_1 + \omega_2)t + \cos(\omega_1 - \omega_2)t\right) \qquad (5.3)$$

pela aplicação de equações trigonométricas elementares.

O resultado contém o produto de dois sinais, contendo a soma e a diferença de freqüências, respectivamente. Esses sinais podem então ser separados, com o uso de filtros apropriados. Na prática, entretanto, essa condição ideal nunca é realizada.

Outra possibilidade é um elemento não-linear contendo um termo quadrático, cuja soma de sinais de tensão $U_1 + U_2$ é aplicada de tal modo a gerar um termo $(U_1 + U_2)^2 = U_1^2 + 2U_1U_2 + U_2^2$ mas, também aqui, muitos outros termos chamados produtos de intermodulação são obtidos. A performance não-ideal dos *mixers* é um dos principais problemas para a realização de sintetizadores de freqüência de alta pureza espectral, com a geração de sinais espúrios indesejáveis no sinal de saída.

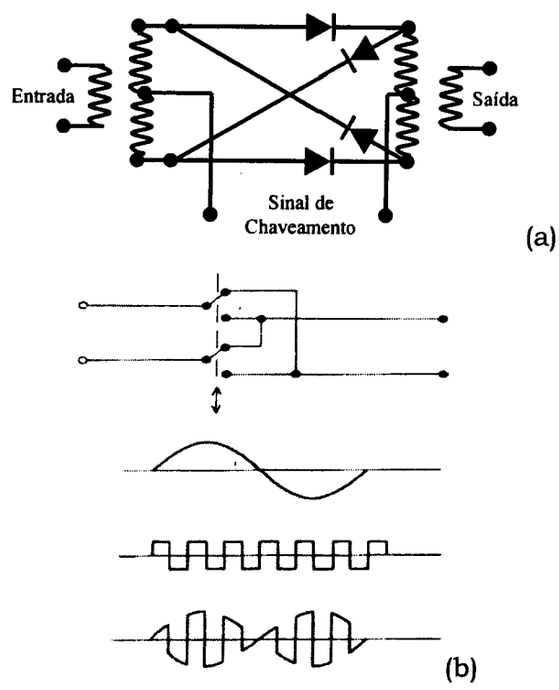


Figura 5.2 *-(a) Double balanced mixer; (b) Princípio de funcionamento - Double balanced mixer.*

A melhor aproximação de um *mixer* ideal pode ser conseguida por meio de um *double balanced switching modulator* (*double balanced mixer*), cujo diagrama simplificado é mostrado na figura 5.2(a).

Tal circuito opera como uma chave de inversão de fase, de acordo com a figura 5.2(b). Idealmente esse chaveamento produz o seguinte resultado:

$u_1(t) = U_1 \cos \omega_1 t$ é o sinal de entrada

$u_2(t)$ é o sinal de chaveamento tipo onda quadrada i.e.

$$u_2(t) = \frac{4}{\pi} \frac{(-1)^{k-1}}{2k-1} \sum_{k=1}^{\infty} \cos k\omega_2 t \tag{5.4}$$

$$u_3(t) = u_1(t) u_2(t) \tag{5.5}$$

então

$$u_3(t) = U_3 \cos \omega_1 t \frac{(-1)^{k-1}}{2k-1} \sum_{k=1}^{\infty} \cos k\omega_2 t = U_3 \left[\cos \omega_1 t \cos \omega_2 t - \frac{1}{3} \cos 3\omega_1 t \cos \omega_2 t + \ldots - \ldots \right]$$

$$= U_3 \frac{(-1)^{k-1}}{2k-1} \sum_{k=1}^{\infty} \left[\cos(k\omega_2 + \omega_1)t + \cos(k\omega_2 - \omega_1)t \right] \tag{5.6}$$

Isto é, as freqüências do sinal de entrada e de chaveamento, bem como seus harmônicos, não aparecem no sinal de saída, mas apenas os correspondentes à soma e diferença de freqüências. Na prática, outros produtos de intermodulação não são inteiramente suprimidos, embora fortemente atenuados.

Multiplicadores de Freqüência

O princípio de multiplicação de freqüência, também chamado de geração de harmônicos, baseia-se na representação por séries de Fourier de funções periódicas no tempo. Começando com um sinal de natureza senoidal aplicado a um elemento de circuito de características de resposta não-lineares, obtemos um sinal que tem o mesmo período do sinal original, mas não mais de forma de onda senoidal. Esse sinal resultante pode ser representado em séries de Fourier como sendo composto de vários termos senoidais, com freqüências angulares em ω (fundamental), 2ω (segundo harmônico), $n\omega$. As amplitudes de cada componente dependem da característica de transferência não-linear do dispositivo utilizado. O

harmônico desejado é extraído através de um filtro seletivo e posterior amplificação, se necessária. Um diagrama básico desse tipo de dispositivo é mostrado na figura 5.3.

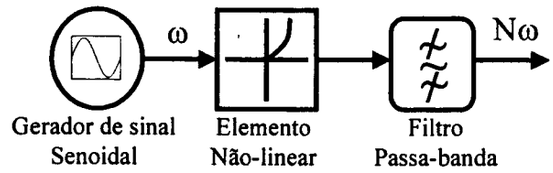


Figura 5.3 *– Diagrama do princípio de funcionamento de um multiplicador de freqüência*

Divisores de Freqüência

Os divisores de freqüência mais utilizados baseiam-se em circuitos lógicos digitais tipo flip-flop, por exemplo. O sinal senoidal de entrada passa por circuitos de conformação de sinais para a geração de uma seqüência de pulsos de *clock*. Na saída o sinal passa por um filtro passa-banda, de modo a gerar o sinal senoidal desejado.

No caso dos multiplicadores, um ruído na fase no sinal de entrada tem sua magnitude multiplicada pelo mesmo fator, influenciando bastante o sinal de saída. É intuitivo pensar-se então que o mesmo ruído será dividido, no caso de divisores de freqüência. Infelizmente isso só acontece quando o limitante para o nível de ruído é dado pelo sinal de entrada. Deve-se sempre considerar o ruído do próprio dispositivo, sendo bastante importantes suas características de imunidade, que podem ocasionar falsos disparos do gerador de pulsos, por exemplo, causando conseqüências desastrosas à qualidade do sinal.

Métodos de Síntese de freqüência

Método direto

Dois exemplos de laços elementares utilizados em síntese direta são mostrados na figura 5.4, incluindo multiplicação, divisão e soma.

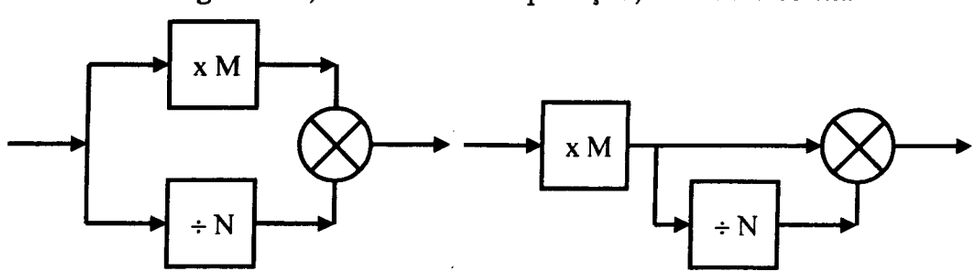


Figura 5.4 *– Laços elementares de síntese direta*

Tais operações seguem alguns limites pré-estabelecidos:

1 - O fator de multiplicação M deve estar restrito a pequenos valores de números primos;

2 - A razão entre as freqüências de entrada no *mixer* devem ser mantidas dentro de limites razoáveis, por exemplo, menor que 10.

Com relação ao segundo item, tal limitação tem em vista facilitar o projeto de filtros de saída, para atenuação de sinais de produtos espúrios. Sintetizadores mais elaborados, contendo vários laços interconectados, precisam de um cuidadoso projeto para o planejamento das freqüências e níveis de potência envolvidos.

Um dos problemas relacionados a esse tipo de síntese é a necessidade de um sinal de entrada, pois obviamente sem ele não existe sinal de saída.

Esse tipo de método de síntese foi utilizado nos modelos mais antigos de padrões comerciais Helwett & Packard, modelo HP5061, onde o sinal de 9,192 GHz para o ^{133}CS é gerado a partir de um oscilador base de 5MHz, através de síntese direta.[31]

Síntese Direta Digital

Síntese direta digital (DDS) proporcionou um enorme impacto no desenvolvimento de dispositivos geradores de função. O aumento de largura de banda na utilização de memórias de acesso randômico (RAM) e de conversores digital-analógico (DAC), tornaram mais viável equipamentos desse tipo.

Existem três elementos principais num DDS: Um acumulador de fase, uma tabela de valores de função senoidal e um DAC. O acumulador de fase computa o endereço para a tabela da função senoidal, armazenada em RAM, cujos valores são passados para o DAC. Para gerar uma onda senoidal de freqüência fixa, um valor constante, denominado incremento de fase, é adicionado ao indexador em cada ciclo de *clock*. Se o incremento de fase é grande, os passos do acumulador de fase passam mais rápido pela tabela, gerando sinais de saída de freqüência mais alta.

A primeira vista pode-se pensar que para gerar um sinal "limpo" de saída seriam necessários centenas ou milhares de pontos para cada ciclo do

sinal de saída. Na verdade são necessários algo em torno de três. Apesar de ser difícil pensar em uma onda senoidal com apenas três níveis de tensão, a colocação de filtragem no sinal de saída do DAC pode gerar um sinal de forma senoidal de características bastante satisfatórias com relação a harmônicos. O diagrama esquemático de um DDS (SR345 – Stanford) pode ser visualizado na figura 5.5 [32]. Na figura 5.6 pode-se comparar dois espectros tomados de diferentes DDS's.

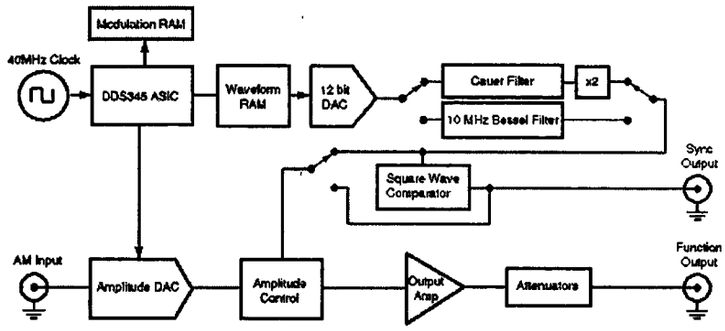


Figura 5.5 *– Diagrama de blocos básico de um DDS SR345 – Stanford*

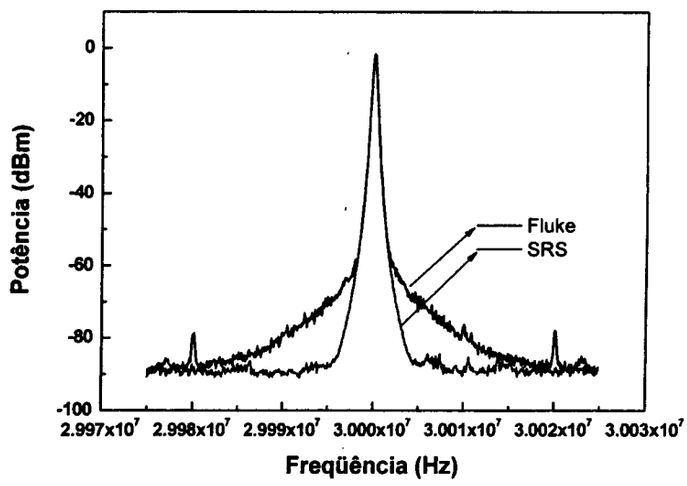


Figura 5.6 *– Espectros de RF de dois modelos comerciais de DDS.*

Método indireto

O método indireto de síntese de freqüência faz uso de osciladores controlados por tensão (*Voltage Controlled Oscillator* - VCO) e laços de travamento de fase (*Phase Locked Loop* – PLL). Adiante será descrita, a

título de exemplo, uma topologia de cadeia de síntese de freqüência de alta estabilidade, a qual faz bastante uso desses itens, de modo que passaremos por uma breve explanação conceitual dos mesmos.

Osciladores

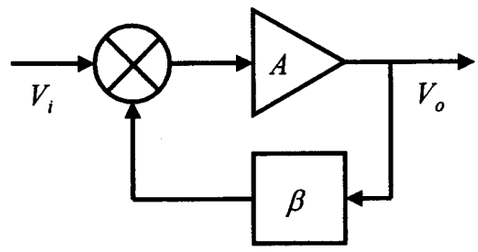


Figura 5.7 *– Modelo de Oscilador*

Um circuito oscilador pode ser modelado (Figura 5.7) como a combinação de um amplificador de ganho $A(j\omega)$ e um laço de realimentação dependente em freqüência $H(j\omega)=\beta A$. A expressão geral para o sistema fica

$$\frac{V_o}{V_i}=\frac{A}{1-\beta A} \tag{5.7}$$

que determina que o mesmo irá oscilar para a condição em que $\beta A=1$. Ainda como condição necessária para a oscilação, o atraso de fase do laço completo deve ser de 360°, além do ganho de malha aberta ser unitário. Um circuito a transistor em modo emissor comum, por exemplo, proporciona um atraso de fase de 180°, nesse caso o circuito de realimentação deve dar mais um atraso de fase adicional do mesmo valor. Particularmente a topologia de circuito depende de fatores como freqüência de oscilação, faixa de sintonia e tipo de ressonador. As características de resposta a uma tensão de controle são obtidas com a inclusão de um varactor no lugar de um dos capacitores do ressonador.

Com relação ao varactor, a escolha desse tipo de elemento também influencia bastante no tipo de aplicação. Existem basicamente dois tipos de varactor: Abrupto e hiperabrupto. O primeiro tipo proporciona um alto fator de qualidade ($\Delta f / f$) ao oscilador e opera em uma grande faixa de tensão de sintonia. Esse tipo também possibilita a obtenção de valores de ruído de

fase bem baixos, devido ao seu alto fator de qualidade. Os do tipo hiperabrupto possuem características de capacitância/tensão mais lineares, proporcionando um controle mais linear. Além disso, são melhores escolhas para sintonia em faixa mais larga, sendo comum que uma oitava seja coberta por menos de 20 V de variação de tensão de controle. Por outro lado esse tipo de sistema tem fator de qualidade mais baixo, gerando características de ruído de fase piores do que os do primeiro tipo. Essas características podem ser diretamente relacionadas a sua resposta em tensão, que os torna mais vulneráveis com relação a ruídos nas tensões de sintonia e de alimentação.

Osciladores de Cristal de Quartzo

Comumente utilizados como dispositivos estáveis de geração de freqüência, cristais de quartzo são utilizados em dispositivos osciladores nas mais variadas aplicações.[41 43 44]

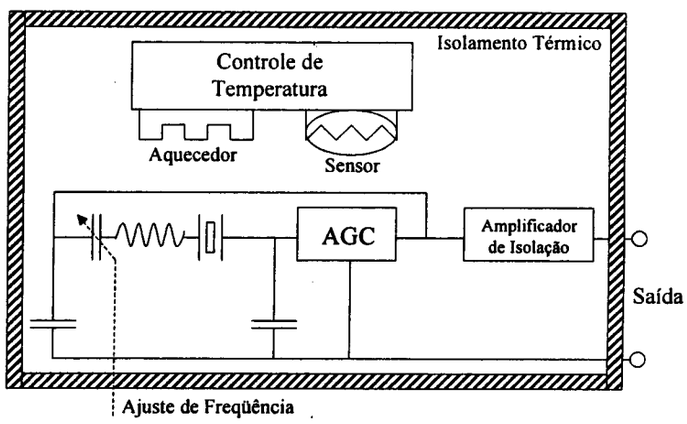


Figura 5.8 *– Diagrama de blocos de um oscilador a cristal de quartzo de alta estabilidade*

A obtenção de elevados níveis de fator de qualidade $(10^5 - 10^6)$ é possível com montagens de cristais dentro de câmaras evacuadas, tratamento de superfície, métodos de deposição dos eletrodos, de limpeza e de degasagem. Osciladores a cristal com esses tratamentos apresentam também baixas taxas de envelhecimento. Um diagrama esquemático de um oscilador a cristal de alta performance pode ser visto na figura 5.8. O ressonador a cristal é inserido no laço de realimentação positiva de um

circuito amplificador. O ganho desse amplificador é controlado por um sistema de controle de ganho automático, para estabilizar a amplitude de oscilação. A saída de sinal passa por um amplificador de isolação, isolando a carga do circuito de oscilação. Todos os elementos do sistema são acondicionados em um encapsulamento, com controle de temperatura.

Phase locked loops[33] [34]

A forma básica de um PLL consiste de um VCO, um detector de fase (PD) e um filtro. Na sua forma mais geral (Figura 5.9) um PLL também contém um mixer e um divisor de freqüência. Em estado estacionário, a freqüência do VCO é dada pela expressão:

$$f_o = f_m \pm N f_r \qquad (5.8)$$

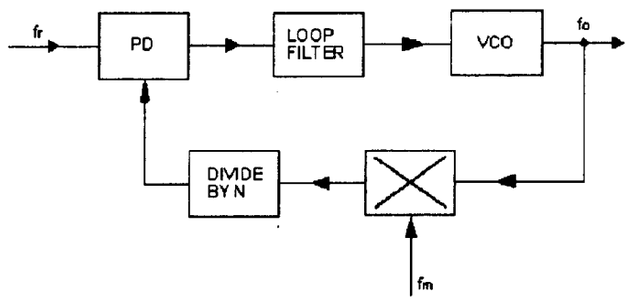


Figura 5.9 *– Diagrama de blocos de um PLL*

Desse modo, a freqüência do VCO pode ser controlada de várias formas, através do controle dos parâmetros N, f_r e f_m.

Uma maneira melhor de tratar um PLL é em termos de fase, melhor do que freqüência. Isso pode ser feito substituindo-se f_m, f_r e f_o por ϕ_m, ϕ_r e ϕ_o, respectivamente. A tabela abaixo mostra a função de transferência de cada um dos elementos do laço e a figura 10 mostra o novo diagrama.

A função de transferência $H(s)$ do laço de realimentação mostrado na figura 4.10 é dada por

$$H(s) = \frac{Ganho\ direto}{1 + Ganho\ laço} \qquad (5.9)$$

Tabela 5.1 *– Funções de transferência para os elementos básicos de um PLL*

Elemento	Função de Transferência	
VCO	K_o / s	K_o é a resposta de freqüência do oscilador com relação à tensão de sintonia
Mixer	1	Variação de fase na saída é igual à variação de fase na entrada
Divisor	$1/N$	N é a razão da divisão
Detector de fase (*Phase Detector* – PD)	K_d	K_d é a resposta de tensão do PD com relação à defasagem entre os sinais de entrada (*V/rad*)
Filtro	$F(s)$	Função de transferência do filtro depende do tipo utilizado

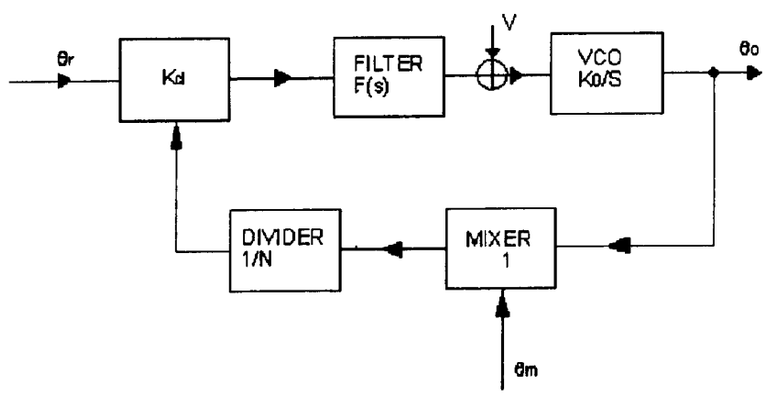
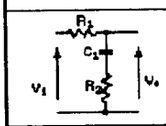
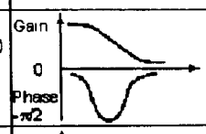
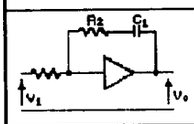
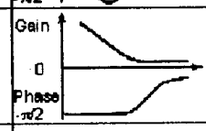
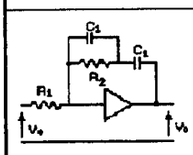
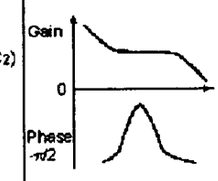
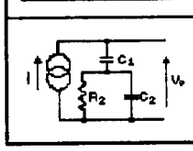


Figura 5.10 *– PLL definida em termos de parâmetros de fase*

Alguns tipos diferentes de filtro são utilizados, dependendo das características de ruído de fase do oscilador de referência e do VCO local. As formas mais utilizadas de filtro são sumarizadas na tabela 5.2 abaixo. A resposta característica de cada um desses filtros indica até onde o travamento de fase fará efeito para o oscilador local. Essas características serão de grande importância, como veremos mais adiante.

Tabela 5.2 *– Principais tipos de filtro utilizados em PLLs [1]*

Element	Type	Transfer function	Time constants	
	lag/lead	$\frac{1 + sT_2}{1 + sT_1}$	$T_1=C_1(R_1+R_2)$ $T_2=C_1R_1$	
	Integrator & lead	$\frac{1 + sT_2}{sT_1}$	$T_1=C_1R_1$ $T_2=C_1R_1$	
	Integrator & lead/lag (phase comparator gives a voltage output)	$\frac{1}{sT_1}\ \frac{1 + sT_2}{1 + sT_3}$	$T_1=C_1R_1$ $T_2=R_2(C_1+C_2)$ $T_3=C_2R_2$	
	Integrator & lead/lag (phase comparator gives a current output)	$\frac{1}{sC_1}\ \frac{1 + sT_2}{1 + sT_3}$		

A cadeia de síntese de microondas

Utilizando praticamente todas as ferramentas expostas anteriormente, implementamos um sistema de síntese de microondas, com a finalidade de gerar o sinal de interrogação dos átomos de ^{133}Cs em 9.192.631.770 Hz. Existem vários tipos de geradores de freqüência comerciais capazes de fornecer sinal nesse valor. Apesar disso, como veremos a seguir, as características almejadas na síntese do sinal de interrogação atômica vai pelo menos um passo além. Sistemas comerciais são, normalmente, idealizados para cobrir uma determinada faixa de freqüências. Apesar da larga capacidade de sintonia, tanto a resolução como a largura de espectro desses equipamentos nem se aproxima do sistema que passaremos a descrever.

A cadeia em questão deve possuir características ímpares com relação à estabilidade e ruído de fase. Isso se deve ao próprio método de interrogação atômica utilizada em padrões primários de freqüência. No método utilizado a referência atômica é interrogada periodicamente com relação à freqüência produzida na cadeia. O resultado da interrogação permite que se corrija a cadeia com base nos átomos. Por outro lado, o sinal

de saída do sistema é o próprio sinal da cadeia de RF. Se esse sistema não for bastante estável em curtos intervalos de tempo, o sinal degrada-se rapidamente entre um intervalo de interrogação e outro, prejudicando toda a performance do sistema [35].

O método de avaliação de sinais de tempo e freqüência admite, como já exposto anteriormente, que não haja tempo morto entre medidas consecutivas. Essa consideração é possível, entretanto uma análise desse tipo é bem mais complicada[36]. Além disso, não apenas pela complicação da análise de estabilidade, mas pela própria maneira como o sinal de saída do padrão é utilizado como referência, deve-se tentar minimizar a deriva ou saltos do sistema de síntese de microondas.

A diferença vista na avaliação de padrões de íons de mercúrio, com funcionamento pulsado, deu-se na década de 70, nos laboratórios HP, pela discrepância observada entre os valores medidos e as previsões teóricas. Isso levou ao desenvolvimento da teoria do efeito Dick [37], atribuindo a degradação de estabilidade ao efeito de variações de fase do oscilador local durante o processo de interrogação.

Como o ciclo de funcionamento do padrão de átomos frios tem um período razoavelmente elevado (entre 1 e 2 s), o tempo de "escravização" do oscilador de interrogação com base nos átomos também é bastante elevado. Se o oscilador local já não possui estabilidade elevada, o tempo de integração necessário para a observação do ruído branco de freqüência, característico de padrões atômicos, talvez tornasse inviável sua utilização. Atualmente o tempo de integração necessário para a realização de medidas de alta resolução ($\sim 10^{-16}$ Hz) é da ordem de 12 h [38], nos padrões primários considerados de ponta.

Outra característica com relação à síntese é que a presença de linhas parasitas próximas à freqüência portadora induz um deslocamento de freqüência no padrão primário [17]. Podemos tomar como base à própria assinatura característica do método de Ramsey de campos separados, conforme já exposto no capítulo 2.

Para um determinado sinal de freqüência, observa-se uma resposta do sistema atômico. Da mesma forma um sinal espúrio de freqüência próximo o suficiente da portadora, provocará também uma resposta do sistema, deformando a resposta original. Como a franja de Ramsey é, por

definição, simétrica em torno da freqüência de ressonância, apenas a presença de linhas parasitas simétricas em torno da freqüência central minimiza esse problema.

As características fundamentais almejadas no desenvolvimento de uma cadeia de um padrão primário de átomos frios são [39]:

1- Alta pureza espectral do sinal de interrogação, dando conta das razões supracitadas devido ao caráter pulsado de funcionamento do padrão.
2- Possíveis raias parasitas devem ser de baixo nível e simétricas com relação à portadora
3- Uma estabilidade de longo período de fase do sinal sintetizado da ordem de *ps/d*.

Para a freqüência de funcionamento de 9,192 GHz, existem poucos osciladores com a pureza espectral e características de curto período capazes de operar um padrão de átomos frios sem degradação de sua performance, ou pelo menos com influência mínima. Osciladores com essas características são *masers* operados a temperaturas criogênicas e osciladores de safira, resfriados em hélio líquido [40], ambos altamente dispendiosos.

Nosso sistema gera a freqüência de interrogação a partir de um oscilador de pureza espectral bastante elevada no domínio de rádio-freqüência (BVA 10 MHz – Oscilloquartz [41]), cujo sinal é depois multiplicado até 9,192 GHz através de técnicas de síntese de freqüência [42] .

Como já ressaltado, o interesse no caso de um padrão primário de Cs, está na geração de um sinal estável de 9,192 GHz. Osciladores comerciais disponíveis atualmente não atingem o nível de precisão necessário nessa faixa de freqüência. A alternativa encontrada é a de trabalhar com osciladores altamente estáveis e de baixo ruído, operando em freqüências como 10 e 100 MHz. Tais osciladores possuem características de ruído tão boas que mesmo quando sua freqüência é multiplicada para a faixa de GHz o sinal ainda apresenta características melhores que os disponíveis nessa faixa de operação. Na figura 5.11 são mostradas num gráfico as características de ruído medidas nos osciladores utilizados e corrigidas para comparação em 100 MHz.

Através da utilização desses osciladores de quartzo de alta qualidade e da implementação de sistemas de travamento de freqüência que operem em larguras de banda convenientes, podemos ainda extrair o que há de melhor em cada um deles, como veremos adiante, sendo por isso evidenciada a necessidade de utilização de mais de um oscilador de RF numa cadeia desse tipo.

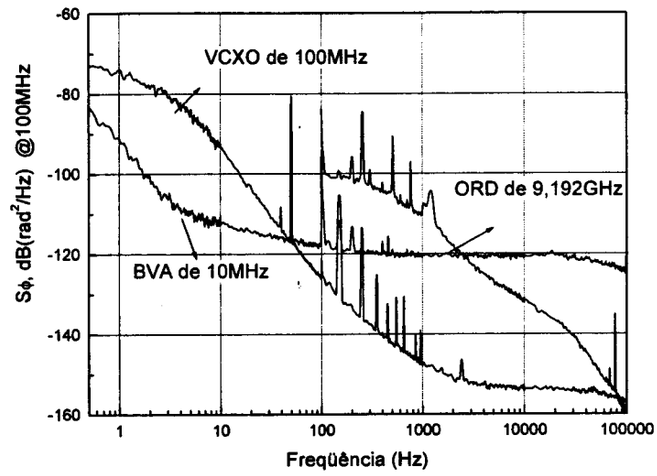


Figura 5.11 *– Características de ruído de fase dos osciladores utilizados na cadeia de síntese de microondas para um padrão de* ^{133}Cs

A escolha do oscilador a quartzo, modelo BVA (Oscilloquartz), de 10 MHz como elemento de partida tem por base sua excelente estabilidade de curto período ($\sigma_y(\tau) \sim 2-3x10^{-13}(1s < \tau < 10s)$) e por conseqüência um ruído de fase muito baixo próximo à portadora ($S_\phi(1Hz) \approx -115dB[rad^2]/Hz$).

Para melhorar o nível de ruído do BVA para freqüências acima de 100Hz da portadora, onde o BVA apresenta um patamar de ruído branco de fase de $-143dB[rad^2]/Hz$ utilizamos um laço de travamento de fase para controlar um oscilador Wenzell de 100 MHz [43] com uma banda passante inferior a 100 Hz. A saída do oscilador de 100 MHz é utilizada então como ponto de partida para uma multiplicação até 4,6 GHz, donde podemos travar um oscilador dielétrico (DRO) [44] com uma banda de várias dezenas de KHz. A presença do oscilador de microondas permite a obtenção de um sinal mais puro, com relação ao espectro de ruído de alta freqüência do

sinal sintetizado, presente nos processos de multiplicação não-lineares dos sinais de mais baixa freqüência. O valor de freqüência desejado para o sinal de saída é de 9,19263177 GHz (harmônico do DRO de 4,6 GHz), possível de obtenção através de um *sampling* mixer, a ser explicado mais adiante. O sinal de 100 MHz pode ser multiplicado por 92 e comparado com o DRO, resultando numa diferença de 7,368230 MHz. Essa diferença é então comparada a um sintetizador externo que permite varrer o sinal de microondas da saída, característica necessária para a interrogação da transição atômica. A partir de agora serão expostos, com mais detalhes, os sistemas de travamento dos osciladores, em baixa e alta freqüência.

Travamento de Fase dos Osciladores de 10MHz e 100MHz

O primeiro passo na implementação da cadeia de síntese é o travamento de fase do oscilador de quartzo de 100 MHz com o BVA de 10 MHz. Para fazer isso temos a possibilidade, num sistema de PLL, de multiplicar a freqüência do BVA ou dividir o sinal do VCXO (*Voltage Controled Crystal Oscillator*) de 100 MHz.

Dispositivos multiplicadores, apesar de possuírem excelentes características de ruído [39], apresentam dois inconvenientes: O primeiro deles é que o processo de multiplicação, realizado por geração de harmônicos, tem a freqüência de saída filtrada, para a eliminação dos mesmos. Seja por variação de temperatura ou por envelhecimento, a freqüência central dos filtros deriva, acarretando ruído de fase ao sinal de saída. Apesar de parecerem mínimas, tais variações levadas ao domínio de 9 GHz podem ocasionar efeitos desastrosos. O outro fator negativo ligado aos multiplicadores é o fenômeno de conversão de variações de amplitude em variações de fase [39], que acarretam instabilidades de longo período no sintetizador.

Para um divisor de freqüência lógico, como já visto anteriormente, o ruído do sinal de entrada também é dividido e, além disso, o ruído inerente de dispositivos comerciais é bastante baixo. A estabilidade de longo período é bem melhor que a dos multiplicadores, pois não há o filtro passa-banda de saída e o dispositivo é bem menos sensível ao fenômeno de conversão AM-PM. Outra vantagem dos dispositivos divisores lógicos é associada a

suas estruturas monolíticas, que facilitam bastante sua implementação num sistema mais compacto de travamento de fase.

Apesar de todo o problema com os multiplicadores, optamos por utilizar um RK-3 (Mini-Circuits) [33] para dobrar o sinal de saída do BVA e compará-lo com o sinal também dobrado do oscilador de 100 MHz. Com isso travamos o sinal de saída de 200 MHz que será levado ao sistema de alta freqüência. O sinal de 200 MHz é dividido por 10, através de um divisor lógico modelo SP8401 (Motorola) e o batimento entre os dois sinais de 20 MHz é fornecido por um comparador de fase RPD-1 (Mini-Circuits). O ruído medido de vários componentes utilizados nos PLL's pode ser visualizado na figura 5.12(a).

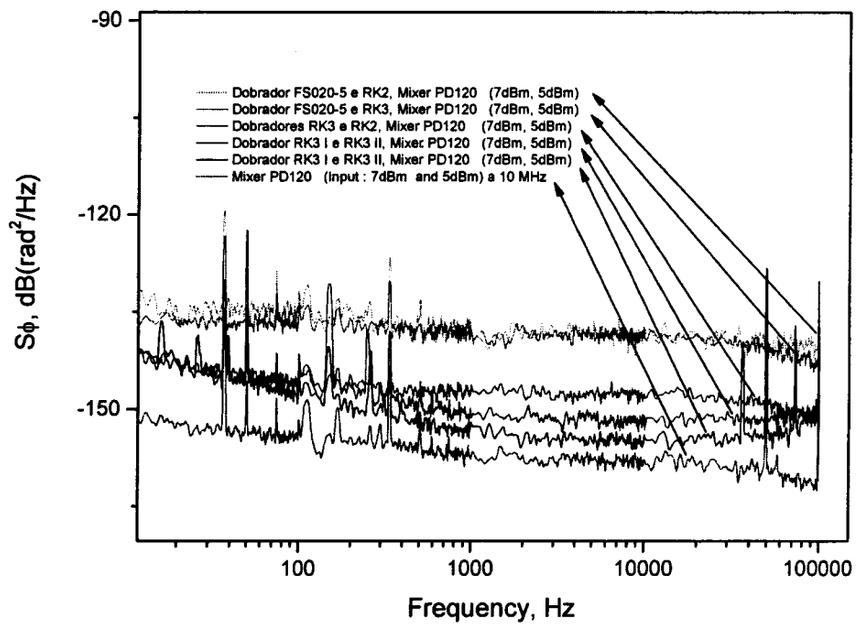


Figura 5.12 *– (a) Medidas de ruído para diferentes duplicadores e detectores de fase a serem utilizados na cadeia de síntese.*

Numa medida de ruído entre dois duplicadores de freqüência, mostrada na figura 5.13, pode-se ver um efeito bastante interessante, evidenciando a sensibilidade dos dispositivos utilizados. Durante as caracterizações dispúnhamos de dois osciladores BVA de 10 MHz. O pico que aparece próximo a 1,6 Hz em uma das medidas advém do fato de o

outro oscilador estar ligado muito próximo durante o processo. O batimento que vemos é uma interferência causada por irradiação do outro oscilador. Isso também chama a atenção para um cuidado a ser tomado quando é feita a caracterização de osciladores de alta precisão. O sinal irradiado dos osciladores causa um efeito de travamento, denominado de *reinjection locking*, fazendo com que os osciladores tenham sua oscilação acoplada ao sinal captado. Esse travamento indesejável falseia a medida, pois força uma correlação entre as duas fontes e resulta numa medida de nível de ruído muito menor que o real. Para evitar isso todo o cuidado possível deve ser tomado com eventuais "antenas" durante a medida, conectando-se terminações apropriadas, sempre que possível.

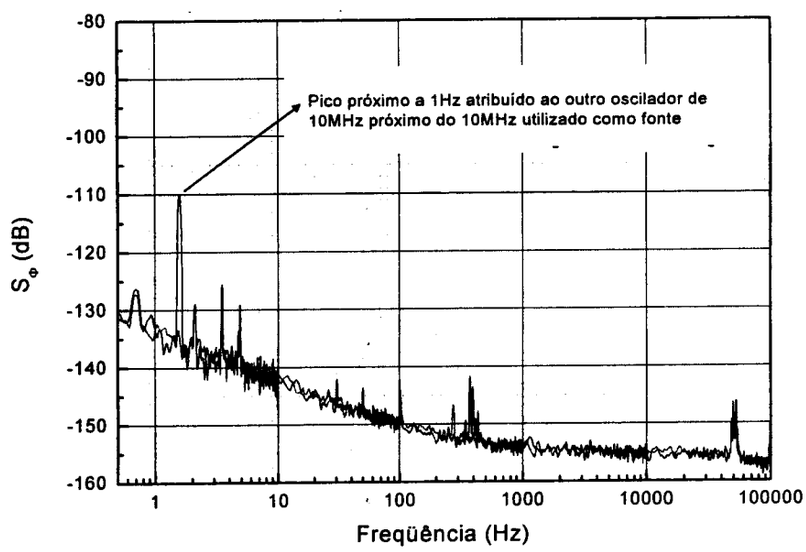


Figura 5.13 *– Efeito de interferência na medida causado pela proximidade de um oscilador em valor de freqüência similar.*

O sinal de saída do detector de fase alimenta um filtro passa baixa, caracterizando um laço *integrator & lead*. O filtro é calculado de modo a dar ao laço uma banda próxima a 100 Hz, onde está o cruzamento dos níveis de ruído de fase dos osciladores. A figura 5.14 mostra a resposta calculada para o filtro do laço com valores de componentes utilizados.

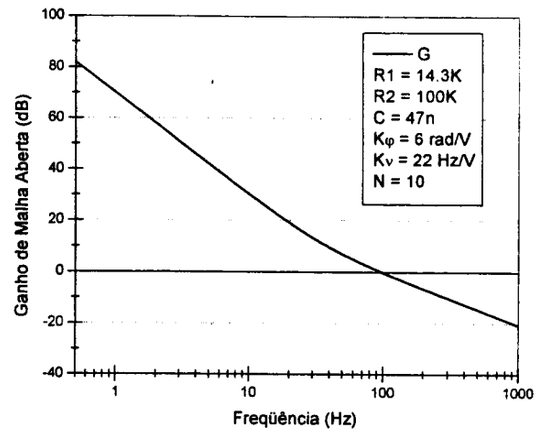


Figura 5.14 *– Resposta em freqüência do filtro do laço de travamento de fase entre os osciladores de 10 MHz e 100 MHz.*

As características de ruído de saída do laço de baixa freqüência só puderam ser levantadas com a implementação de um sistema idêntico. O batimento entre os sinais de saída, tomado para diferentes configurações do filtro, é mostrado na figura 5.15, onde são mostrados também os ruídos de fase para ambos os osciladores, corrigidos para uma mesma freqüência de referência. Pode-se observar que há um aumento no ruído de fase do oscilador de 100 MHz numa faixa entre 30 Hz e 4 KHz. Isso acontece possivelmente por causa de ressonâncias parasitas no circuito de sintonia do próprio cristal devido ao elevado ganho necessário para baixa freqüência [39].

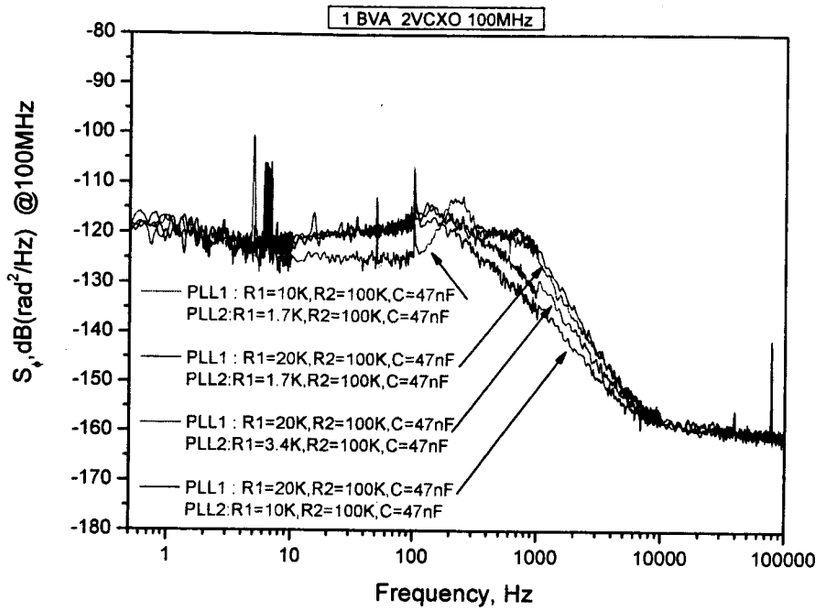


Figura 5.15 *– Ruído de fase do laço para a parte de baixa freqüência para diferentes configurações dos filtros de travamento de fase. Comparação entre duas cadeias de síntese de freqüências.*

Como pode ser observado, na faixa de baixa freqüência há uma boa transferência das características de ruído do BVA para o VCXO, principalmente na faixa referente ao ciclo de funcionamento do padrão de átomos frios (~1 Hz), minimizando a degradação da estabilidade por efeito Dick. Isso faz com que seja possível obter uma estabilidade de fase para o padrão melhor do que a de um MASER de hidrogênio para tempos na faixa de 2 a 1000 s e, enfim, uma estabilidade melhor que 1 ps num intervalo de integração de um dia. Tal objetivo não pode ser conseguido sem a degradação do oscilador de 100 MHz para a faixa já citada anteriormente.

Para analisar melhor o PLL de baixa, tomemos primeiramente a conversão do ruído do BVA, transposto ao domínio de 200 MHz, onde estamos querendo gerar o sinal final. Disto resulta um acréscimo de 23 dB à medida de ruído original. Observa-se que as características de ruído se cruzam entre 30 e 40 Hz. Supondo que o circuito de travamento não adiciona nenhum ruído e que tudo se passa como se dependesse apenas

dos dois osciladores temos que o espectro de ruído do oscilador de 100 MHz é dado por

$$S_{\phi VCXO}^{PLL}(f) = |H(j2\pi f)|^2 S_{\phi BVA} + |1 - H(j2\pi f)|^2 S_{\phi VCXO} \qquad (5.10)$$

onde

$S_{\phi VCXO}^{PLL}(f)$ é o espectro de ruído de fase do VCXO travado em fase;

$S_{\phi BVA}$ é o espectro de ruído de fase do BVA, corrigido para 100 MHz;

$S_{\phi VCXO}$ é o espectro de ruído de fase do VCXO livre;

$H(j2\pi f) = \dfrac{F(j2\pi f)}{1 + F(j2\pi f)}$ é a função de transferência de malha fechada do PLL;

$F(j2\pi f) = K\dfrac{1 + j\,{}^{f}\!/_{f_z}}{(j2\pi f)^2}$ é a função de transferência de malha aberta do PLL;

f_z é a freqüência do zero para o modelo do filtro;

K é a constante de ganho de malha aberta.

O laço de travamento para o VCXO é mostrado na figura 5.16(a). A figura 5.16(b) mostra o esquema do filtro utilizado.

Com o esquema temos a definição dos seguintes valores, dados anteriormente:

$$f_z = \frac{1}{2\pi R_2 C} \qquad (5.11)$$

${}^{1}\!/_{j2\pi f}$ é a resposta característica do detector de fase;

K_φ é a resposta do detector de fase em V/rad;

$G = -\dfrac{1}{R_1 C}$ é a contribuição para a constante de ganho por parte do circuito de filtro;

K_υ é a característica de resposta do VCXO em Hz/V;

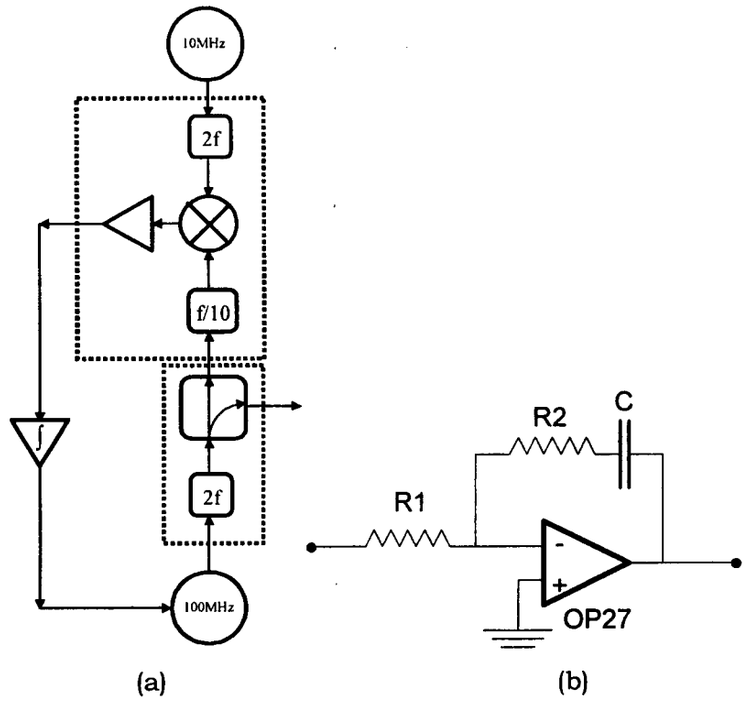


Figura 5.16 *– (a) Diagrama de blocos do laço de travamento de fase para o VCXO de 100 MHz; (b) Esquema do filtro do laço.*

Assim temos que $K = K_{\varphi} G K_{\upsilon}$. Calculando a resposta com base nesses parâmetros podemos estabelecer os melhores valores de componentes a serem utilizados, pelo menos como ponto de partida para o sistema. O gráfico da figura 5.17 mostra a resposta obtida com alguns valores estipulados.

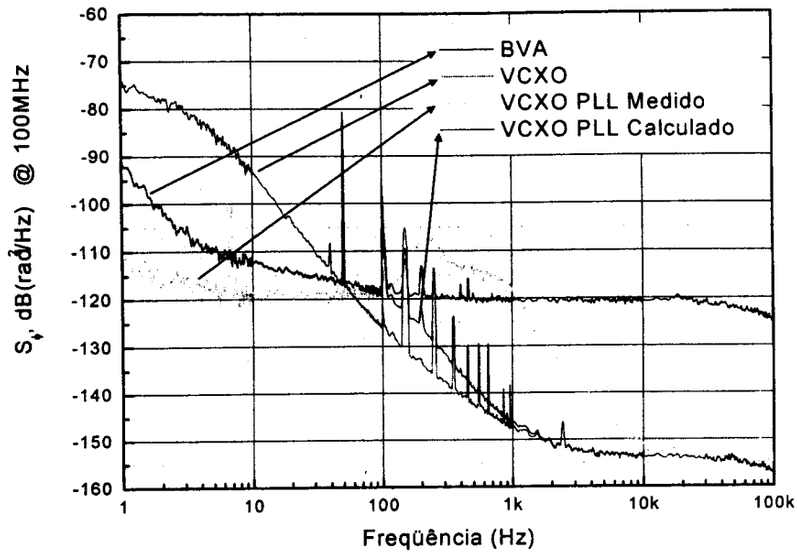


Figura 5.17 *– Resposta do circuito de travamento de fase estipulando valores de modo a minimizar o ruído do VCXO (R1=10KΩ, R2=100KΩ e C=47nF).*

Apesar de uma ótima resposta calculada, ganho DC obtido é muito alto, para um simples estágio de filtro. A resposta do filtro também considera de modo bastante simplificado os componentes do laço. Tomamos então alguns valores de componentes que tornassem o ganho mais baixo, mas mesmo assim não degradassem a resposta do filtro. Tais valores, bem como a resposta do sistema final é visto na figura 5.18, bem como a resposta medida do sistema. O que se observa é que as características do BVA são razoavelmente bem copiadas para o VCXO em baixas freqüências, compensando bem a deriva do VCXO. A diferença entre a resposta calculada e a medida é principalmente devida à característica de resposta do VCXO, tomada no modelo apenas em regime DC. Apesar disso, para utilização em um padrão de átomos frios tal degradação é aceitável. Como já posto, nesse tipo de padrão o efeito Dick é quem determina a contribuição do ruído do oscilador local para a estabilidade. A degradação é devida a esse efeito, principalmente, em torno da freqüência do ciclo de funcionamento do padrão (~1 Hz), e o excesso de ruído para a faixa de freqüência superior a 50 Hz é de menor importância.

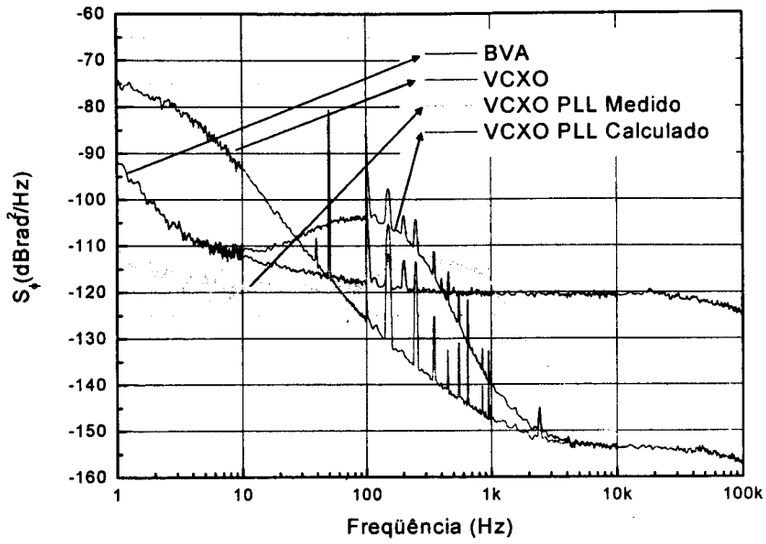


Figura 5.18 *– Característica final do laço de travamento de fase para o VCXO (R1=14,3KΩ, R2=100KΩ e C=47nF).*

Travamento de fase entre os osciladores de 100 MHz e 4,6 GHz

A partir do oscilador otimizado de 100 MHz, o objetivo agora é chegar à freqüência de trabalho do padrão, 9.19263177 GHz. Uma das maneiras, utilizada na cadeia de síntese do NIST [45] , consiste em utilizar um diodo de recuperação degrau (SRD – *Step Recovery Diode*), que produz pulsos temporais muito estreitos (60 a 90 ps). No domínio de freqüência o sinal de saída do SRD é constituído de um pente de linhas de freqüências com um espaçamento dado pela freqüência de entrada e com amplitude ligeiramente decrescente até uma freqüência de 10 a 12 GHz. A saída do SRD passa então por um filtro para suprimir os harmônicos indesejáveis.

Outra forma de utilizar um SRD é gerar o sinal da mesma forma já exposta, mas comparar o harmônico gerado com o sinal de freqüência produzido por um oscilador dielétrico (DRO) utilizando um *mixer* de microondas. Esse modo de operação já é obtido em um dispositivo denominado de *Sampling Mixer*, cujo esquema interno é mostrado na figura 5.19.

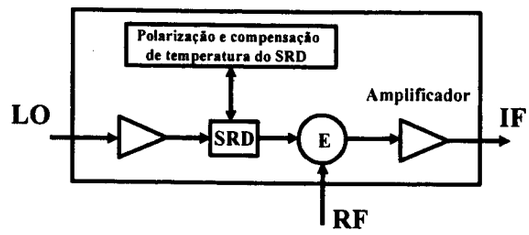


Figura 5.19 *– Esquema de um Sampling Mixer*

O *sampling mixer* utilizado foi estabelecido para funcionar otimizado com o 23º harmônico do sinal de entrada na entrada LO (Local Oscillator) em 200 MHz. Na entrada RF (*Reference Frequency*) é aplicado o sinal do DRO em torno de 4,6 GHz. A expressão do sampling mixer para a saída IF (*Intermediate Frequency*) é dada por

$$IF = RF \pm N \times LO \qquad (5.12)$$

Na freqüência desejada de 9192631770 Hz/2 para o DRO teremos como diferença

$$IF = 3684115 Hz$$

Tal valor de freqüência será fornecido via sintetizador externo, gerando o sinal de modulação em torno da freqüência de transição atômica. Como o *sampling mixer* possui elementos não-lineares internos, responsáveis pela multiplicação de freqüência, também foi necessário caracterizá-lo com relação aos melhores níveis de sinal de entrada. O circuito de medida de ruído para o *sampling mixer* utilizado é mostrado na figura 5.20(a).

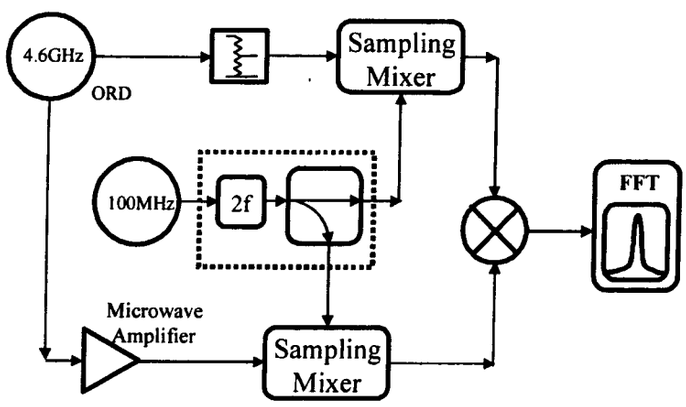


Figura 5.20 *– (a) Esquema para a medida de ruído de fase do sampling mixer.*

O que se pode interpretar para as medidas em diferentes níveis de entrada é que há um ruído aditivo na entrada RF [39]. Com o aumento de sinal de GHz temos um aumento da relação S/R. Medidas em diferentes níveis para a entrada LO também permitiram a otimização para o dispositivo.

Para suprir o sinal de $IF = 3684115Hz$ utilizamos um sintetizador modelo SR345 (Stanford) modificado. A modificação consiste em eliminar o oscilador interno do equipamento (10 MHz) e seu multiplicador. O BVA, passando por um multiplicador (x4), fornece o sinal necessário para o funcionamento do equipamento (40 MHz). A caracterização de ruído de fase do sintetizador, antes e depois da modificação é mostrada na figura 5.21.

O sinal do sintetizador é então comparado ao sinal de saída do *sampling mixer*, após este último passar por um filtro de 3,7 MHz. O circuito de travamento de fase, tem como entradas o sinal de $IF = 3684115Hz$ e o sinal do sintetizador, configurado em 29472920 Hz. A multiplicação por 8 tem uma justificativa. O sintetizador é um DDS (*Direct Digital Sinthesiser*), cujo funcionamento já foi explicado anteriormente. O aumento de freqüência do sintetizador não acrescenta ruído de fase ao sinal de saída.

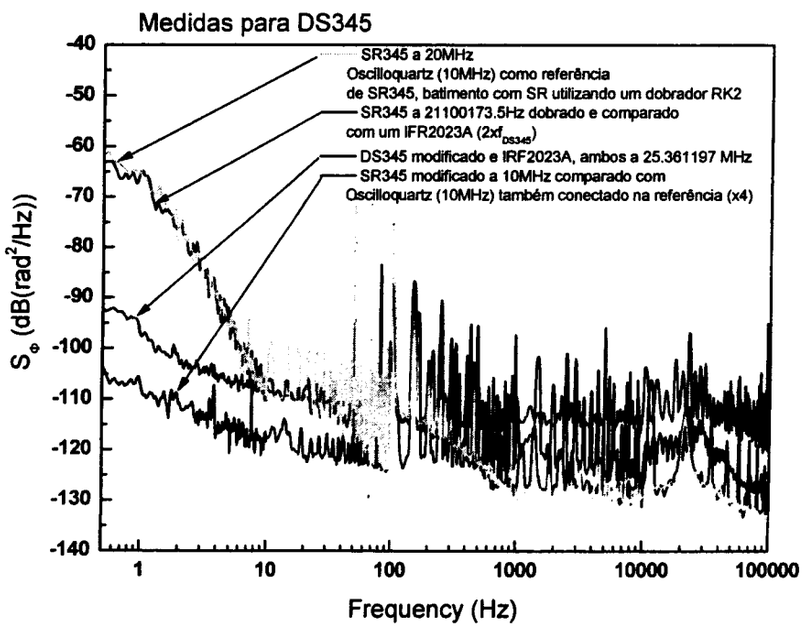


Figura 5.21 *– Ruído de fase do sintetizador SR345 antes e depois de modificado. A parte mais importante é a do ruído em baixa freqüência, pois é a de maior influência no padrão primário, dado o seu período de funcionamento de aproximadamente 1 s.*

Desse modo configura-se o mesmo de modo a funcionar na maior freqüência possível na configuração do laço (SR345 gera até 30 MHz). Quando dividimos o sinal por 8 também dividimos seu ruído de fase, minimizando uma possível limitação do sinal de saída causado pelo equipamento. O sinal de saída do circuito de travamento de fase passa então por um circuito de *offset*, pois o DRO responde a sinais de sintonia entre 0 e 10 V. O esquema do travamento para a geração do sinal de 4,6 GHz é mostrado na figura 5.22.

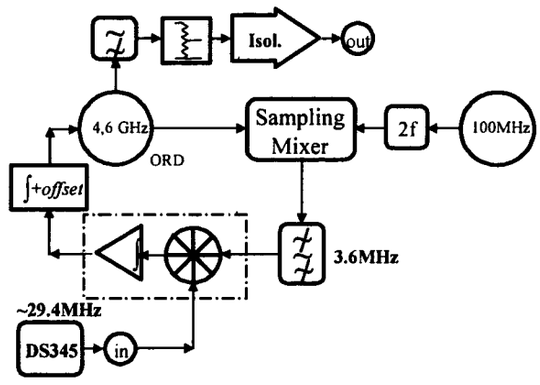


Figura 5.22 *– (a) Laço de travamento de fase para o sistema de alta freqüência.*

O diagrama completo da cadeia de síntese de microondas é mostrado na figura 5.23. Para um melhor condicionamento da saída do sinal de interrogação foram conectados os três últimos dispositivos antes da saída de sinal para a cavidade. O primeiro deles é um filtro para uma banda de 8,5 a 11 GHz. Isso é feito com a montagem de dois acopladores de SMA para guia de onda nessa banda. O objetivo do filtro é eliminar o sinal fundamental do DRO de 4,6 GHz, deixando passar apenas o primeiro harmônico, utilizado para a interrogação do ^{133}Cs. A atenuação conseguida para o sinal de 4,5 GHz é de mais de 100 dB, tendo em vista que a amplitude de saída nessa freqüência é de 15 dBm e após o filtro o sinal não pode ser visualizado em um analisador de espectro com esse nível de ruído. Após o filtro o sinal passa por um isolador, para minimizar problemas de reflexão de sinal provenientes do acoplamento com a cavidade de

microondas. O terceiro elemento é um atenuador variável, tendo em vista o controle de nível de potência necessário para alimentar a cavidade de alto fator de qualidade. Com esse atenuador pode-se reduzir o sinal de saída em até 60 dB. Contando com o fato de que o harmônico do DRO utilizado em 9,2 GHz ser de -25 dBm, podemos fornecer um sinal de até -85 dBm, desconsiderando ainda quaisquer perdas provenientes das conexões.

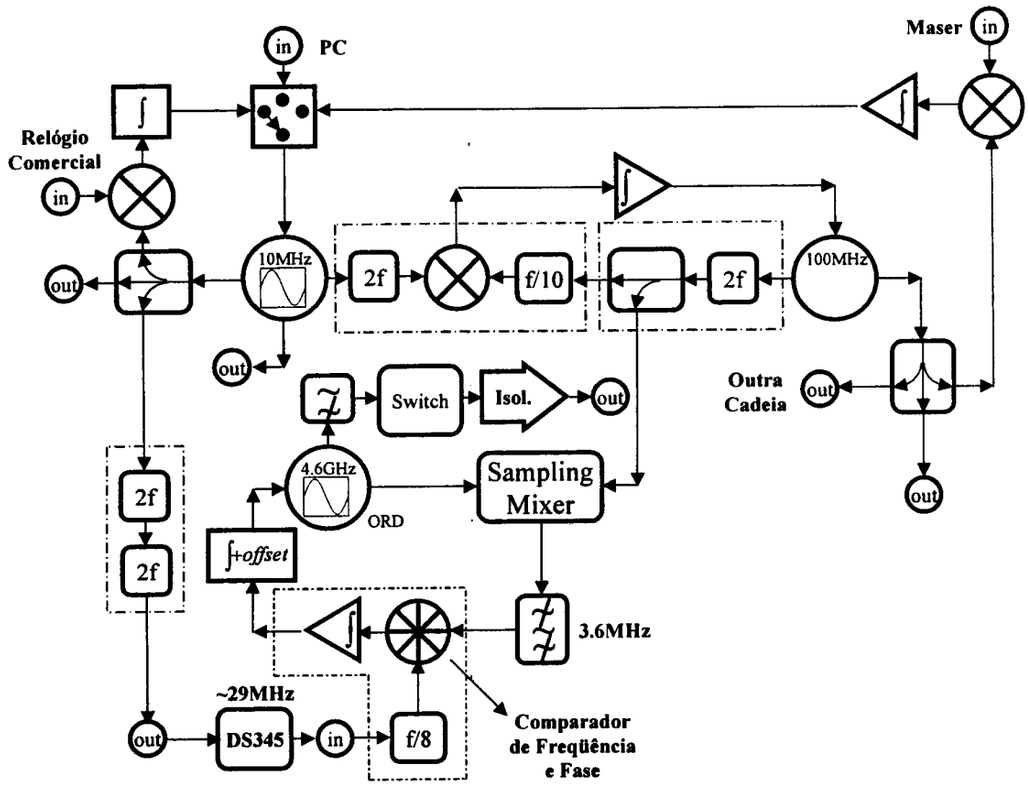


Figura 5.23 *- Diagrama completo da cadeia de síntese de 9192631770 Hz para a interrogação dos átomos de ^{133}Cs.*

Para a cadeia completa foi tomada a medida de ruído de fase do sistema completo, comparando-se com uma cadeia "gêmea" implementada em paralelo. Os dois sistemas também foram comparados à cadeia de síntese a ser utilizada no projeto espacial PHARAO [46], da Agência Espacial Européia, utilizando para isso um *mixer* de microondas. O problema observado nessa última, como mostra o gráfico da figura 5.24, foi constatado como sendo no laço de baixa freqüência.

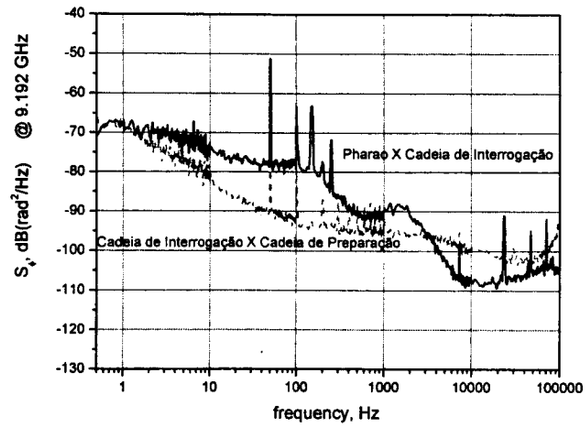


Figura 5.24 *– Comparação entre as duas cadeias similares e a cadeia do projeto PHARAO.*

Para a análise de estabilidade da síntese tomamos o mesmo sinal anterior, mas realizando a medida com um voltímetro de precisão. Desse modo pudemos avaliar a estabilidade de curto-período da cadeia, como pode ser visto no gráfico de variância de Allan da figura 5.25.

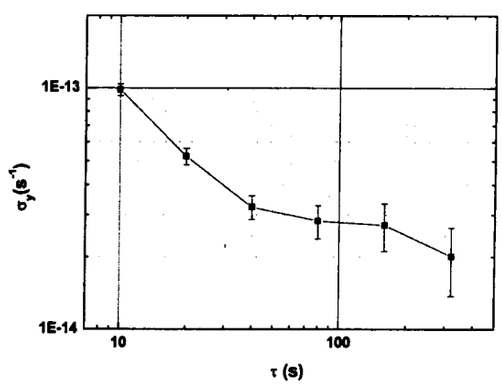


Figura 5.25 *– Gráfico de variância de Allan obtido pelo batimento entre as duas cadeias de microondas construídas.*

Na figura 5.26(a) é mostrado o espectro de RF do sinal de saída da cadeia numa varredura estreita do analisador.

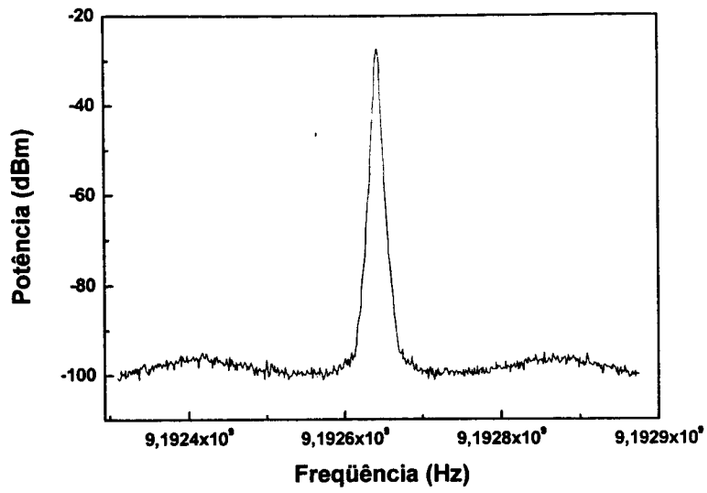


Figura 5.26 *– (a) Espectro de RF do sinal de 9,2 GHz de saída da cadeia numa varredura de 500 kHz.*

O que pode ser concluído dessa parte é que temos aqui um sistema de síntese de microondas que atende às características necessárias ao funcionamento de um padrão do porte do que desejamos realizar. A alta estabilidade e pureza espectral fornecem a certeza de um excelente oscilador local, com condições suficientes para sua utilização como oscilador local. Além disso, a implementação de tal sistema forneceu um embasamento bastante forte no que concerne à implementação de laços de travamento de fase, utilizados também no controle dos moduladores para os lasers e, no futuro, na implementação de sistemas de laser de diodo travados em fase.

Capítulo 6

Ambiente de Laboratório, Sistema de Vácuo e Cavidade de Interrogação.

Para a implementação de um padrão atômico de freqüência observamos a necessidade de uma melhor preparação para o ambiente básico do laboratório. Com a experiência adquirida na primeira sala, destinada ao padrão de feixe térmico de ^{133}Cs, ficou estabelecido, no início do projeto que um cuidado singular deveria ser tomado para a acomodação do padrão de átomos frios. Com a definição de uma nova sala passamos a preparar as fundações para acomodar o laboratório de padrões primários, onde seriam implementados o padrão de átomos frios, o feixe térmico e o sistema de avaliação.

Também serão descritos aqui o sistema de vácuo implementado para o aprisionamento e manipulação dos átomos e a cavidade de microondas para a interrogação da referência atômica.

A caixa dos relógios

Todo bom relógio precisa de uma boa caixa, de modo que as alterações nas condições externas afetem de forma mínima o

funcionamento do dispositivo. Com um padrão primário ou qualquer outro laboratório de medidas de alta precisão não há fuga de regra. Requisitos mínimos devem ser cumpridos para que seja possível evitar problemas de natureza primária, como interferência eletromagnética, vibração mecânica e variações grandes de temperatura.

A localização do espaço conseguido para o laboratório já apresentou, de início, as primeiras dificuldades. Para dar uma idéia a figura 6.1 situa a posição da sala.

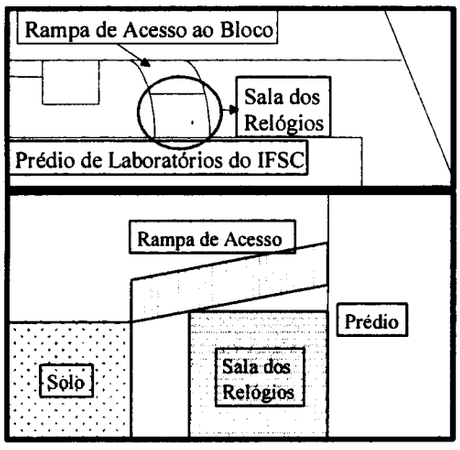


Figura 6.1 *– Localização do laboratório de padrões primários*

Com relação a vibrações mecânicas, a maior parte da sala fica fora das fundações do prédio de laboratórios, além de o teto ser a rampa de entrada do bloco, onde há um fluxo considerável de passantes. A disponibilidade de mesas de granito em caixa de areia não satisfaria as necessidades de isolação. Isto posto, foi realizado o completo esvaziamento da sala, para que fosse possível implementar um piso amortecido para todo o laboratório. O desenho da figura 6.2(a) mostra o esquema, em corte, da construção da base. Camadas sobrepostas de areia seca (granulação média e ensacada) e borracha, com um bloco de concreto finalizando a base, foram dispostas até uma profundidade de 80cm, aproximadamente. A figura 6.2(b) mostra a foto da escavação já depois de feita a caixa impermeabilizada de concreto. Depois de apoiadas as mesas de granito sobre as bases de concreto, um piso falso de madeira foi construído ao redor, apoiado apenas na parte externa da base de concreto, permitindo que a circulação de pessoas não fosse feita diretamente na base amortecida, conforme mostra a

foto da figura 6.2(c). Para verificar a eficiência do piso construído contamos com as medidas realizadas pelo Prof. Paulo Varoto, do Departamento de Engenharia Mecânica da EESC.

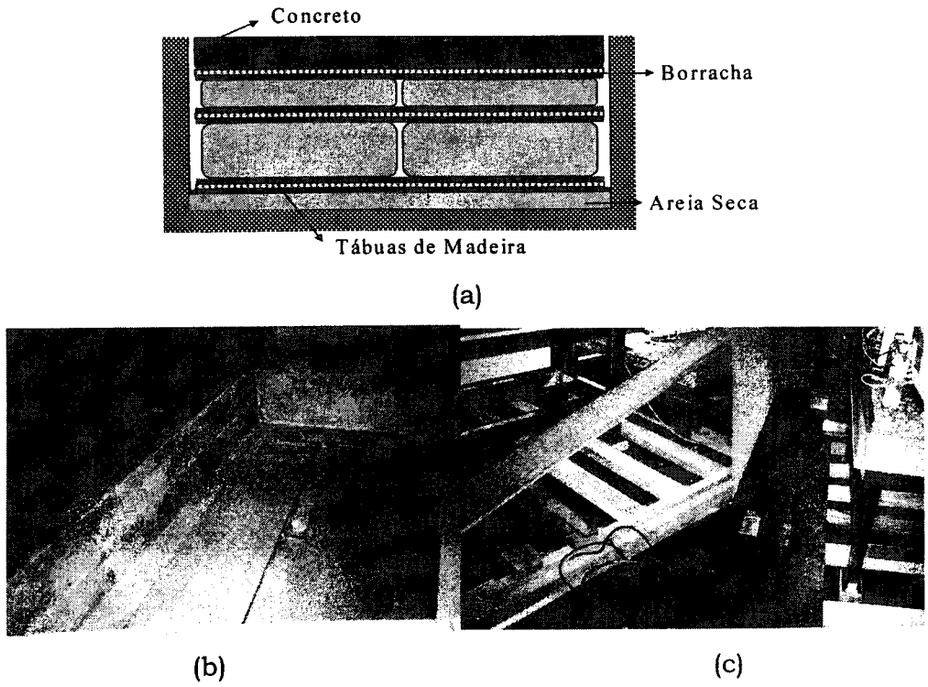


Figura 6.2 *– (a) Esquema em corte da forma de montagem do piso do laboratório; (b) Foto tomada durante a escavação; (c) Foto do momento da montagem do piso falso de madeira para evitar circulação de pessoas diretamente sobre as bases de concreto flutuantes.*

Utilizando um acelerômetro (Brüel & Kjaer), foram realizadas séries de medidas de propagação de vibração causadas por perturbações externas. Comparando o piso normal com o flutuante. A figura 6.3 mostra dois exemplos de gráficos de medidas. Comparações com mesas ópticas comerciais, de amortecimento pneumático, mostraram que o piso construído apresenta performance similar [47].

Ainda com relação à localização da sala, observamos uma grande variação de temperatura, causado por aquecimento de uma das paredes, diretamente exposta ao sol no período da tarde. A variação observada chegava a mais de 5 °C, mesmo com aparelhos de ar-condicionado em utilização.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

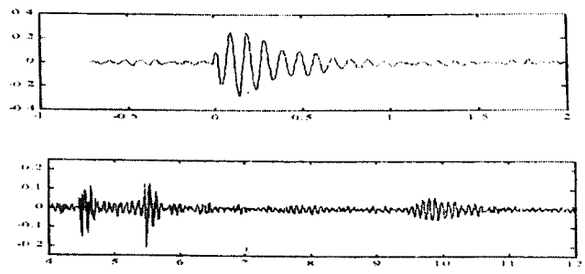


Figura 6.3 *– Exemplos de gráficos de respostas temporais (x em segundos) obtidas em medidas de propagação de vibração mecânica do piso da sala. O sinal é obtido com acelerômetros e comparado com medidas fora do piso amortecido.*

Para minimizar essas variações térmicas as paredes externas foram duplicadas, além de acrescidas de isolação térmica entre as mesmas. O teto forrado foi também preenchido com duas camadas de fibra de vidro, plastificada em placas de ~3 cm de espessura. A troca do condicionador de ar de janela por dois equipamentos tipo *split*, cujo compressor fica do lado de fora da sala, também ajudou bastante na redução de ruídos acústicos. A variação térmica observada após a implementação dessas mudanças ficou reduzida a menos de 1 °C. A figura 6.4 mostra uma foto de uma das paredes sendo construída.

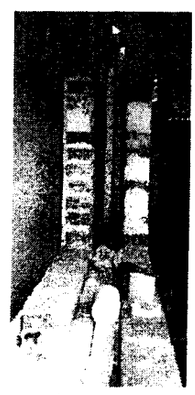


Figura 6.4 *– Foto de uma das paredes construídas com isolação térmica*

Para a redução de ruídos acústicos, provocados por equipamentos externos e internos à sala, a superfície interna das paredes foi revestida por uma espuma de isolação acústica (SONEX), de forma a amortecer as ondas de pressão sonoras. Para a verificação de eficiência da atenuação acústica

contamos com o auxílio do Prof. J. E. Laier, do Departamento de Estruturas da EESC.

Com relação à rede elétrica, utilizamos na entrada de alimentação da sala um filtro de linha e um *No-break* com estabilizador. A alimentação estabilizada em 110 V fornece uma linha "limpa" com um sinal de pureza espectral de mais de 99 % com relação à freqüência de 60 Hz. Isso é possível pela característica de dupla conversão do estabilizador, que toma o sinal de entrada, retifica-o e gera novamente o sinal de saída. Essa linha de alimentação é sempre utilizada para a alimentação dos circuitos de laser de diodo, de controle de RF, dos microcomputadores e dos demais sistemas de sinal e controle. Quaisquer equipamentos com motores, controladores de bombas de vácuo, estações de solda, etc..., são conectados em outros pontos de alimentação disponíveis em 127 e 220 V. O *No-break* tem uma autonomia de 15 min em carga máxima de 3 KVA. Pudemos constatar que uma falta de energia praticamente não perturba os equipamentos conectados a esse equipamento, pois os elementos mais sensíveis a ruído externo, os lasers de diodo, permanecem travados no sistema de referência, mesmo durante uma ocorrência desse tipo.

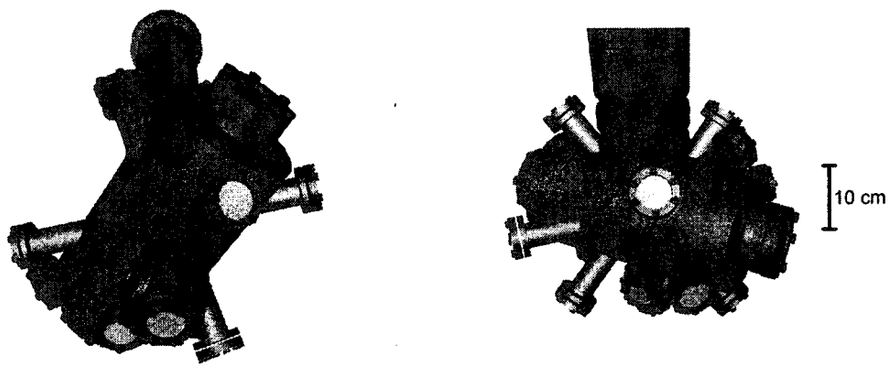
Com relação ainda ao sistema elétrico, antes da colocação das camadas do piso, implementamos uma malha de aterramento com hastes de cobre para fornecer uma conexão de terra eficiente ao laboratório e disponível em todas as tomadas da sala.

Como se percebe, foram tomadas várias precauções, tendo em vista minimizar perturbações de natureza mecânica e de interferência elétrica. Mesmo assim todo o cuidado possível deve ser tomado quando da ligação de qualquer equipamento à rede do laboratório, tanto com relação às tomadas como nas conexões entre os circuitos de controle e aquisição de dados, de modo a evitar ao máximo a formação de *ground loops*. Observamos esse tipo de problema, principalmente nos circuitos de detecção, descritos nos próximos capítulos, em virtude do baixíssimo nível de ruído requerido para a medida. Tais ruídos podem proceder de uma simples conexão errada na alimentação de um circuito do outro lado da sala, por exemplo, ligado ao microcomputador que faz a aquisição dos dados do experimento. A minimização desses ruídos é realizada através de busca minuciosa de conexões indesejáveis, com a ajuda de equipamentos como, por exemplo, o

analisador dinâmico de sinais, capaz de visualizar sinais de baixa freqüência até níveis de densidade espectral de ruído de tensão de $-141 dBV/\sqrt{Hz}$ na faixa de 20 Hz a 2 KHz [48], que significa capacidade de visualizar componentes de freqüência de até 90 nV de amplitude.

O sistema de vácuo

No que diz respeito ao sistema de vácuo, o padrão de átomos frios é formado por duas partes principais: a câmara de aprisionamento atômico e o cilindro de vôo livre. As figuras 6.5 (a) e (b) dão uma melhor idéia da forma do sistema.



(a) (b)

***Figura 6.5**– (a) e (b) Diferentes vistas da câmara de vácuo do padrão de átomos frios.*

A câmara de aprisionamento foi construída em inox 304L que, apesar de não ser o material mais indicado, por ser magnético (mesmo sendo menos magnético do que o tipo 326), é de fácil aquisição e usinagem. Uma segunda opção seria o titânio, que é não-magnético, mas devido ao seu alto custo optamos pelo inox como sistema inicial. O cilindro de vôo livre foi confeccionado em alumínio 2017A, comumente utilizado em aviação. Este tipo de alumínio é mais rígido que a liga convencional, de modo que a "faca" que é feita na face da conexão de vácuo resiste a vários processos de montagem e desmontagem. É fundamental que o cilindro seja de um material não-magnético, de modo a assegurar que os átomos não sejam perturbados durante a passagem entre as cavidades.

A conexão entre o cilindro de alumínio e a câmara de vácuo em aço inoxidável apresentou um problema, conforme descrito a seguir. A rigor, a cavidade de interrogação e a região de vôo livre devem ficar dentro de

blindagens magnéticas, por isso o cilindro deve ser não-magnético. A cavidade fica localizada a pelo menos a 7 cm acima da abertura da blindagem para assegurar que na região onde ela está não há linhas de campo eletromagnético que perturbariam a interrogação dos átomos. Sendo assim, as blindagens deveriam conter o cilindro e a conexão com a câmara. O problema é que a conexão da câmara também deve ser de um material não-magnético.

Inicialmente, utilizando serviço do LNLS, uma solda por brasagem de inox com titânio foi tentada, de modo que haveria um pescoço em inox, parte da câmara, e uma conexão de titânio em cima, para ser conectada com o cilindro. No processo de brasagem as duas peças a serem unidas não se tocam, pois há uma região muito pequena entre elas que é preenchida com o material ligante. Após várias tentativas de ligas diferentes, uma foi encontrada com capacidade de vedação, mas a solda ficou extremamente frágil com relação a torques mecânicos e altas temperaturas, o que impossibilitava o aperto necessário às conexões de vácuo utilizando anéis de vedação de cobre, inviabilizando por fim essa possibilidade.

Optamos então por deixar a conexão normal de inox, de modo que a câmara permaneceu toda em inox, e incluímos uma conexão em titânio que faz a transição entre a câmara e o cilindro, parte dela é interna às blindagens. Esses pontos são mostrados na figura 6.6.

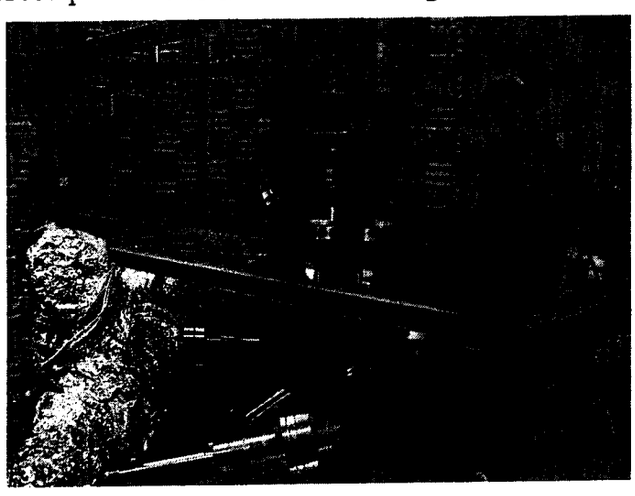


Figura 6.6 *– Adaptação de titânio para minimização de problemas de natureza magnética dentro da torre de vôo livre*

Com tantos materiais diferentes na estrutura do sistema de vácuo os problemas de vazamentos perduraram por um longo tempo. Tais problemas vieram à tona, principalmente na fase de bombeamento inicial. Após o aquecimento para auxiliar na remoção final de contaminação dentro da câmara, a fase de resfriamento diversos vazamentos no sistema, localizados nas conexões titânio/alumínio e titânio/inox.

Mesmo assim, após um processo bastante demorado e com uma diminuição do aquecimento na região de interface entre os materiais, uma pressão de vácuo de $2x10^{-9}$ Torr foi atingida. A conexão com a linha de baixo vácuo e a bomba turbo foi então fechada e o vácuo mantido com a utilização de uma bomba iônica de $60l/s$. Blindagens magnéticas foram colocadas em torno dessa última, de modo a minimizar as perturbações provocadas pelo forte campo gerado pela mesma.

A cavidade de interrogação

Localizada dentro do sistema de vácuo, a cavidade de interrogação da transição hiperfina para os átomos de ^{133}Cs foi construída em cobre, no formato cilíndrico, com dimensões visando acoplar o modo TE011 do sinal de microondas. A escolha do modo é feita para que os átomos, ao passarem através do eixo da cavidade cilíndrica, não experimentem uma variação de fase na direção do seu movimento, o que provocaria um deslocamento de freqüência causado por efeito Doppler de primeira ordem [17]. O desenho da cavidade de interrogação é mostrado na figura 6.7.

O modo TE011 é degenerado com o modo TM111, sendo que esse último provocaria o efeito Doppler indesejado ao funcionamento do padrão[49]. Um olhar mais atento ao desenho da figura 6.7 mostrará que o diâmetro interno das tampas da cavidade é ligeiramente diferente do diâmetro interno do corpo da cavidade. Com isso temos, de fato, a cavidade cilíndrica acoplada a dois guias coaxiais, um em cada tampa. A separação interna entre cada tampa e o corpo da cavidade é menor que $\lambda/4$, para a freqüência de interrogação de 9,192 GHz. Tal dimensão faz com que o modo TE011 não "sinta" a presença dos guias coaxiais, dada à sua distribuição de campo. Já para o modo TM111, os guias formam um conjunto acoplado de três regiões distintas. Essa nova disposição reduz bastante o fator de

qualidade desse modo, além de deslocar sua freqüência de ressonância de aproximadamente 100 MHz com relação à freqüência original [21].

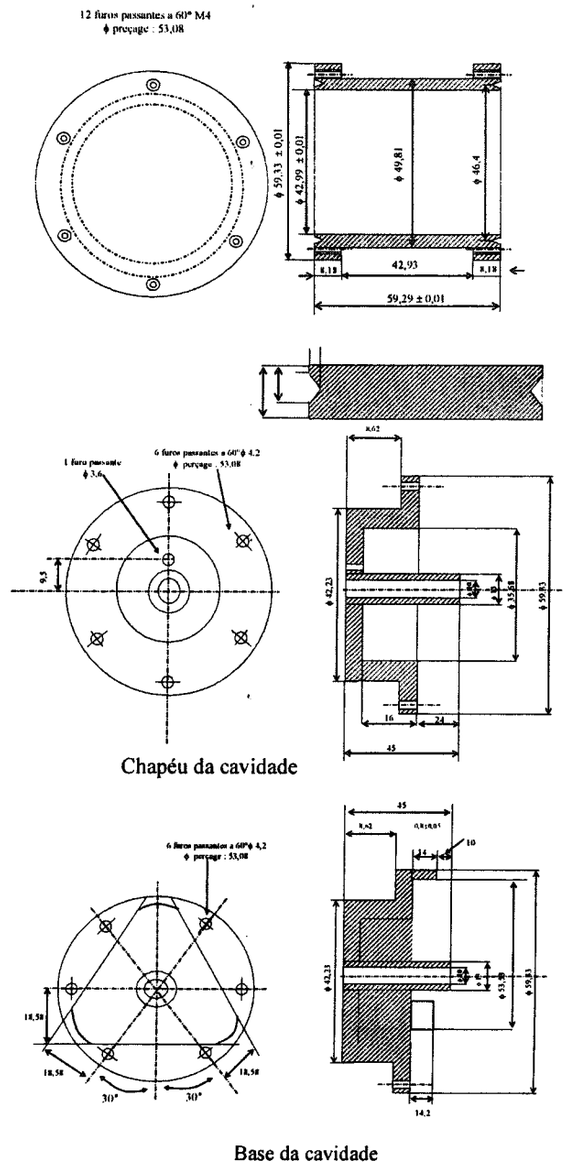


Figura 6.7 *– Desenho da cavidade de interrogação*

Para o modo TE011, os campos elétricos e magnéticos para esse modo são dados por [50]:

$$\vec{E}(\vec{r},\omega) = E(\omega)\vec{E}_c(\vec{r}) \tag{6.1}$$

$$\vec{B}(\vec{r},\omega) = B(\omega)\vec{H}_c(\vec{r}) \tag{6.2}$$

$$E(\omega) = icB(\omega) \tag{6.3}$$

$$\vec{H}_c(\vec{r}) = \begin{pmatrix} \frac{\pi R}{\kappa L} sen\left(\frac{\pi z}{L}\right) J_1\left(\kappa \frac{\rho}{R}\right) \\ 0 \\ \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) J_0\left(\kappa \frac{\rho}{R}\right) \end{pmatrix} \tag{6.4}$$

$$\vec{E}_c(\vec{r}) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\omega R}{\kappa c} \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) J_1\left(\kappa \frac{\rho}{R}\right) \\ 0 \end{pmatrix} \tag{6.5}$$

A representação é em coordenadas cilíndricas e o vetor mostrado representa as componentes Z, Φ e r respectivamente. onde R e L são o raio e o comprimento da cavidade, respectivamente, c é a velocidade da luz e ρ é a condutividade do cobre ($\approx 5x10^7 S/m$). J_n designa a função de Bessel de ordem n, de acordo com as possíveis soluções para o modo da cavidade. O termo κ é o valor do primeiro zero da função J_1, que para o caso de TE011 vale $\approx 3{,}8317$. A freqüência de ressonância do modo é dada por

$$f_r = \frac{c}{2}\sqrt{\left(\frac{\kappa}{\pi R}\right)^2 + \left(\frac{1}{L}\right)^2} \tag{6.6}$$

O volume do modo é dado por [51]

$$V_{modo} = \iiint dr^3 \left\|\vec{H}_c(\vec{r})\right\|^2 = \pi R^2 L \times \frac{1}{2} J_0^2(\kappa)\left[1 + \left(\frac{\pi R}{\kappa L}\right)^2\right] \tag{6.7}$$

com $J_0(\kappa) \cong 0{,}4028$. A figura 6.8 mostra a disposição das linhas de campo magnético correspondente ao modo TE011 da cavidade.

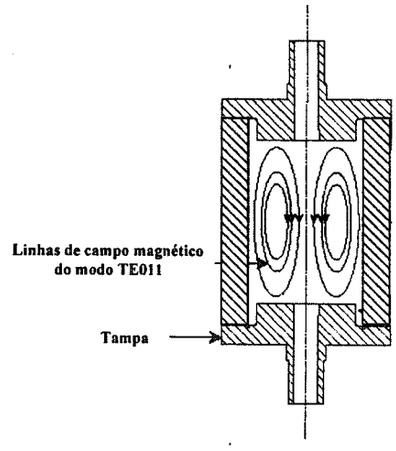


Figura 6.8 *– Disposição das linhas de campo magnético no interior da cavidade, correspondentes ao modo TE011*

O fator de qualidade para as dimensões mostradas e na freqüência de ressonância da cavidade é dado por

$$Q = \frac{\lambda_r \left[1 - \left(\frac{1}{\kappa}\right)^2\right]\left[(\kappa)^2 + \left(\frac{\pi R}{L}\right)^2\right]^{3/2}}{2\pi\delta_p\left[(\kappa)^2 + \left(\frac{2R}{L}\right)\left(\frac{\pi R}{L}\right)^2 + \left(1 - \frac{2R}{L}\right)\left(\frac{\pi R}{\kappa L}\right)^2\right]} \qquad (6.8)$$

onde δ_p é a profundidade de penetração no cobre, dado por

$$\delta_p = \frac{6{,}6x10^{-2}}{\sqrt{f}} \qquad (6.9)$$

Para o caso em que as dimensões da cavidade são calculadas temos $f_r \cong 9{,}192GHz$ e $Q \cong 30000$

Outro termo a ser definido é o fator de qualidade efetivo, influenciado pelo fator de qualidade do acoplamento com o guia coaxial. O fator de qualidade efetivo, ou de cavidade carregada é dado por

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q} + \frac{1}{Q_{acopl}} \qquad (6.10)$$

Para a obtenção do fator de qualidade efetivo, o coeficiente de acoplamento foi determinado, com a utilização do esquema de medida montado de acordo com a figura 6.9(a) [17].

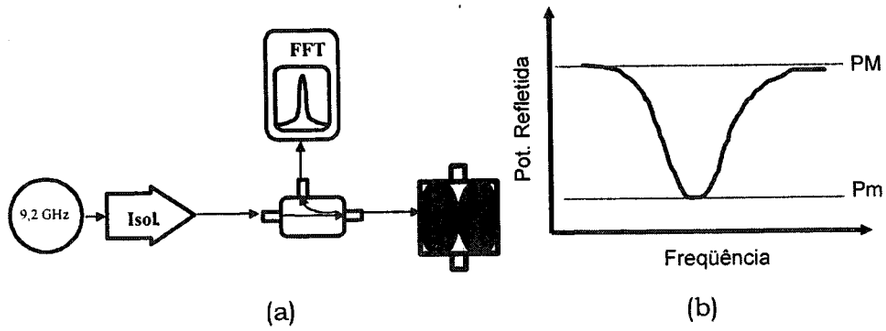


Figura 6.9 *– (a) Esquema utilizado na medida do coeficiente de acoplamento da cavidade de interrogação; (b) Valores a serem observados na medida.*

De acordo com as medidas, verificamos que a cavidade é sobreacoplada, pois em torno da freqüência de ressonância observamos um aumento na potência que retorna pelo circulador. O coeficiente de acoplamento, calculado tomando-se os valores ilustrados na figura 5.9(b), é dado por

$$\beta = \frac{1 + P_m / P_M}{1 - P_m / P_M} \cong 3 \qquad (6.11)$$

donde pode-se obter o fator de qualidade efetivo

$$Q_L = \frac{Q}{1+\beta} \cong 7500 \qquad (6.12)$$

Esses valores são de grande importância, pois são utilizados para determinar a potência a ser fornecida pela cadeia de síntese de freqüências de modo a obter um pulso $\pi/2$ para o método de Ramsey.

Num lançamento balístico normal, o tempo de trânsito dos átomos, passando através da cavidade, é da ordem de *ms*. A amplitude de campo magnético oscilante é obtida de

$$B = \frac{b\hbar}{\mu_B} \text{ e } b = \frac{\pi}{2\tau}$$

Considerando uma velocidade inicial de *2,5 m/s* e a distância aproximada de *8,9 cm* do molasses à cavidade, o tempo de trânsito dos átomos no interior desta última é de *24 ms*. Com isso determina-se que *B=0,74 nT*

A energia armazenada para o modo TE011 é obtida de

$$E_{modo} = \frac{B^2(\omega)}{2\mu_0} V_{modo} \cong 1{,}47x10^{-18} J \qquad (6.13)$$

Outro fator bastante importante é o fator de relaxação do modo, ligado ao fator de qualidade da forma

$$\tau_{rel} = \frac{Q}{\omega_r} \qquad (6.14)$$

Com os dados obtidos até agora, pode-se estimar então qual a potência a ser injetada na cavidade, dada por

$$P_{inj} = \frac{E_{modo}}{\tau_{rel}} \cong 1{,}13x10^{-11} W = -79{,}5 dBm \qquad (6.15)$$

Pode-se perceber que nesse cálculo foi desconsiderada a potência absorvida pela nuvem de átomos, quando interrogados, por exemplo, na freqüência de ressonância. Isso foi feito por se tratar de um valor pelo menos três ordens de grandeza menor que o obtido [51].

Capítulo 7

O Sistema de controle do padrão de átomos frios

Durante o ciclo de funcionamento de um padrão de átomos frios, várias etapas são realizadas para que seja possível interrogar a referência atômica. O processo completo inclui fase de aprisionamento, lançamento e detecção. A necessidade de sincronismo entre cada um dos passos também é grande, tendo em vista que os átomos fazem um vôo balístico, passando pela cavidade de microondas, para ao fim de um ciclo serem detectados. Também durante o ciclo, deve-se controlar a freqüência dos feixes de aprisionamento, definida para as fases de MOT e melaço, para o lançamento, a freqüência dos feixes superiores e inferiores distintamente [21]. Na detecção o sinal lido deve ser coletado em sincronismo com o lançamento, evitando diferenças temporais entre o disparo da aquisição do fotodetector e o sinal adquirido, pois isso permite conferir, em tempo real, o funcionamento do sistema. Será abordada aqui a maneira como o controle do padrão foi implementado, procurando evidenciar seus progressos com relação à primeira versão tentada.

Seqüência temporal

Para iniciar pela necessidade, o motivo de um controle mais apurado do sistema é devido à seqüência exigida pelo ciclo de funcionamento. As fases mínimas necessárias num padrão de átomos frios são:

1 – Resfriamento dos átomos de ^{133}Cs

Nessa fase, os lasers de aprisionamento e rebombeio operam em máxima potência, além de serem sintonizados de acordo com o modo de aprisionamento utilizado. Se em armadilha magneto-óptica, -3Γ, se em melaço óptico, -5Γ. O tempo dessa fase varia de 0,5 a 2s, visando maximizar o número de átomos. O termo Γ diz respeito à largura de linha natural da transição atômica e é dada pelo inverso do tempo de vida no estado excitado (para o caso do ^{133}Cs $\Gamma/2\pi \cong 5{,}3\,MHz$).

2 – Lançamento da nuvem de átomos aprisionados

Para realizar esse passo os lasers inferiores são ajustados para uma freqüência mais próxima da ressonância atômica de aprisionamento. Os superiores são deslocados para mais distante da mesma. Como se costuma dizer: Os feixes superiores são deslocados para o vermelho e os inferiores para o azul. Com o deslocamento criamos um melaço em movimento, imprimindo aos átomos uma velocidade inicial dependente da diferença de freqüência entre os feixes superiores e inferiores. A duração dessa fase é de ~2ms.

3 – Resfriamento no referencial em movimento

Com a finalidade de minimizar a temperatura dos átomos da nuvem, os feixes de aprisionamento têm sua freqüência deslocada a até -12Γ, juntamente com a atenuação de potência, durante ~1 ms. Ao final dessa fase os lasers são desligados, com o chaveamento da RF aplicada aos moduladores acusto-ópticos de 80 MHz e com a ajuda de um obturador mecânico. Alguns ms depois o feixe de rebombeio é desligado por um obturador também.

4 – Durante o vôo balístico dos átomos, eles interagem com o campo de microondas dentro da cavidade, passam pela região de vôo livre e finalmente caem até a zona de detecção, antes passando uma vez mais pela cavidade de interrogação. Durante essa fase o controle fica esperando durante um intervalo de tempo, para que passe então à fase seguinte. A

necessidade aqui é apenas de manter o sincronismo. A duração dessa fase é em torno de 0,5 s.

5 – Detecção dos átomos

Para iniciar a fase de detecção o controle dispara a aquisição de uma seqüência de dados, com um determinado número de pontos e taxa de aquisição bem estabelecida. A janela de aquisição permite visualizar o momento em que a nuvem de átomos cruza os feixes de detecção e gera a fluorescência coletada pelos fotodetectores. Verificando alguma alteração no sinal detectado o controle é capaz de verificar variações de eficiência na transição atômica interrogada, fornecendo a correção necessária à próxima fase.

6 – Correção do sinal de modulação da cadeia de síntese de microondas

Com base no sinal de fluorescência coletado, o controle determina o quanto a geração de sinal de microondas afastou-se do valor de ressonância da transição atômica. A correção então é aplicada no valor da freqüência central de modulação da cadeia de microondas, fornecida pelo sintetizador digital externo. O valor da correção também é armazenado para fornecer a estabilidade relativa entre a interrogação dos átomos e a referência externa que trava o oscilador base da cadeia de microondas.

A figura 7.1 mostra a seqüência de sinais de comandos necessários para fornecer o sincronismo do ciclo de funcionamento do padrão.

Seq temp 09/12/03

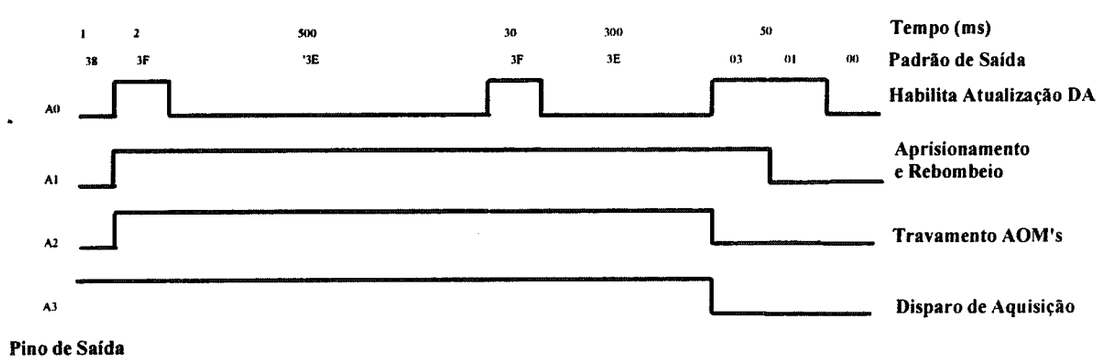


Figura 7.1 *– Seqüência temporal do padrão de átomos frios*

Placas de Interface e Programa de Aquisição de Dados

Para a realização de todas essas etapas, o sistema de controle adotado inicialmente utilizava vários circuitos osciladores monoestáveis,

gerando o padrão digital de chaveamento para as várias etapas. Os sinais analógicos necessários para o controle de deslocamentos de freqüência dos moduladores acusto-ópticos eram gerados por amplificadores operacionais em configuração de integradores. Apesar de uma boa confiabilidade, obtida em placas de circuitos bem projetadas e implementadas, a principal dificuldade desse tipo de controle é a forma de reprogramar a carta de tempo de saídas digitais, bem como as inclinações fornecidas aos circuitos de deslocamento de freqüência para os lasers. Durante a otimização do ciclo de funcionamento é necessária a alteração de vários intervalos de tempo no padrão digital de saída. Mesmo possuindo equipamentos como um analisador lógico, o ajuste dos potenciômetros tornava ainda mais empírico o processo de ajuste. Além disso, para ter a capacidade de ajuste de ms nos osciladores monoestáveis, a faixa de ajuste torna-se bastante reduzida, gerando a necessidade de troca de componentes, depois do sistema montado.

Uma outra opção é a implementação de um sistema microcontrolado, capaz de gerar facilmente o padrão digital de saída e os sinais analógicos de controle dos lasers, sendo ainda um dispositivo com a CPU dedicada ao processo, dando mais imunidade às possibilidades de variações entre os pulsos. As alterações nos valores de intervalo de tempo podem ser feitas através de interface serial (RS-232, I2C, ...), por exemplo, não sendo necessário reprogramar o CI a cada mudança. Apesar disso, o fechamento do laço de controle é feito através da alteração do valor de freqüência do sintetizador e os cálculos de análise de dados obtidos a cada lançamento, fizeram com que essa possibilidade fosse abandonada, pelo menos num primeiro momento.

Ficou estabelecido então que a implementação do controle seria realizada através de um microcomputador, equipado com placas de aquisição de dados e de comunicação com equipamentos externos.

Para a configuração do sintetizador utilizamos uma placa de interface PCI-GPIB (National Instruments), que também pode ser utilizada para interfacear outros equipamentos do laboratório, como o analisador de espectro, o analisador dinâmico de sinais, etc..

O programa de controle é totalmente implementado em LabView. A primeira vista, esse tipo de ambiente de programação parece bom apenas

para programas mais simples, por causa da interface quase 100% gráfica com o usuário. Apesar disso, as ferramentas disponibilizadas pelo fabricante (National Instruments) o tornam bastante poderoso, quando bem utilizado. Como principal desvantagem verificamos a dificuldade de alterações no programa, principalmente devida a sua característica de diagramas de blocos.

O primeiro impacto é a completa mudança do ambiente de programação, pois o costume com linhas de programa torna o "programadore" bastante habituado a uma seqüência no fluxo do programa como a de um editor de texto.

Similar ao ambiente Simulink, do programa MatLab, o LabView tem o código de execução do programa montado em uma espécie de diagrama de blocos. O que pode dificultar a programação é que, no decorrer do tempo, o programa começa a apresentar os inevitáveis emaranhados de linhas de conexão entre os blocos, dependendo, é claro, da complexidade das operações realizadas. O fluxo de informação, apesar de não existir nenhum bloco com o às vezes famigerado, às vezes salvador, comando GOTO, pode tornar-se também complicado, tendo em vista que a seqüência de execução dos blocos não é bem definida, a não ser que seja tomado o devido cuidado de forçá-la.

A principal vantagem em sua utilização é que tanto a placa de interface GPIB, como a placa de aquisição de dados, é manufaturada pelo mesmo fabricante. O programa possui vários blocos de interface direta com as placas, possibilitando desde a utilização de modo mais simples, como uma aquisição de sinal analógico de forma assíncrona, até a implementação de entradas de disparo de aquisição de dados, por exemplo. Os blocos podem ser tratados como sub-rotinas, pois realizam operações completas e fornecem dados de retorno às entradas de configuração para cada um deles.

Vários blocos também fornecem a capacidade de execução de operações matemáticas, como integração numérica, FFT, etc. Além disso, a interface com o usuário, nem sempre o programador, pode ser implementada de modo a ficar bastante amigável. Várias formas de entrada e saída de dados, como botões e gráficos, são prontas para uso, facilitando sobremaneira a tarefa de programação.

A placa de aquisição utilizada é o modelo PCI-6025, cujas principais características são [52]:

- 16 canais analógicos de entrada em terminação simples ou 8 em configuração diferencial. Resolução de 12 bits, faixa de operação programável desde –10 a 10V até –0,01 a 0,01V e taxa máxima de aquisição de 200KHz.
- 2 canais analógicos de saída, com resolução de 12bits e até 10KHz de taxa de atualização
- 8 canais digitais de entrada e saída com padrão TTL, atualizados por software
- 24 canais de E/S com padrão TTL e capacidade de atualização via sinais de sincronismo externo
- 2 contadores/temporizadores de 24 bits
- 1 gerador de onda quadrada com freqüência programável até 100 KHz

A escolha dessa placa de aquisição seguiu alguns critérios, como o grande número de canais de entrada, dando folga para a monitoração de vários elementos no laboratório, sem a necessidade de troca de conexões para isso. Pudemos, por exemplo, monitorar alguns parâmetros do primeiro laser de diodo durante a implementação de seus controles, sem que fosse necessário sequer desconectar as entradas utilizadas na monitoração da temperatura da sala. A resolução de 12 bits também é mais que suficiente para a nossa aplicação, posto que, em escala de –10 a 10 V, o degrau de quantização é de menos de 5 mV. A capacidade que a placa tem de até 200 KHz de freqüência de amostragem é garantida por um buffer da própria placa. Isso possibilita um modo de aquisição disparado por um sinal externo. Uma vez configurada a placa adquire o número programado de pontos na taxa desejada.

Apesar de possuir apenas duas saídas analógicas, condição observada em todas as placas de uso geral do fabricante (Outra opção seria de utilizar uma placa específica de saídas analógicas, com pelo menos 6 canais), utilizamos um canal para controlar o deslocamento de freqüência do laser mestre e o outro para fazer o controle de potência da RF injetada nos moduladores de 80MHz. Como a resposta de cada um dos atenuadores de RF pode variar um pouco, implementamos alguns circuitos com ganho

variável, próximo ao unitário, para a realização da correção da diferença. As saídas digitais podem ser atualizadas com a utilização de uma entrada de *update* externo, garantindo sincronismo com outros sinais gerados a partir de uma mesma base de tempo. Isso fornece a substituição necessária aos circuitos integradores do antigo circuito de controle.

Os canais de E/S de atualização por software foram utilizados para controle estático, ou mesmo em casos onde não há necessidade de sincronismo entre sinais independentes. Utilizamos esses canais, por exemplo, para controlar o multiplexador analógico que liga os amplificadores para os fotodetectores de cada um dos expansores de feixe. Isso nos dá a capacidade de conferir rapidamente o nível relativo de potência dos feixes, quando as fibras ópticas estão conectadas.

Os 24 canais de E/S dessa placa funcionam com uma interface paralela tipo 8255. A capacidade de funcionamento em modo de *handshaking* mostrou-se bastante interessante para gerar o padrão de controle digital de maneira síncrona, ativado por uma base de tempo e emulando um processo de comunicação normal. A base de tempo de atualização das saídas digitais é de até 20KHz, apesar de usarmos em 10KHz para compatibilidade com os canais analógicos, fazendo com que a resolução então fique em décimos de ms.

Quanto aos dois contadores/temporizadores, utilizamos apenas um deles, pelo menos por enquanto, para que, uma vez disparado por um sinal dado por uma das saídas digitais, forneça um atraso para acionar o início da aquisição do sinal do sistema de detecção dos átomos. O atraso dado por esse temporizador determina o início da janela de aquisição de dados. Um dos programas implementados tem o painel de controle mostrado na figura 7.2(a), a figura 7.2(b) mostra parte do diagrama de programação.

Apesar de funcionar normalmente em modo interpretado, principalmente por causa das constantes alterações, a versão do ambiente adquirida pelo laboratório possibilita a geração do programa compilado. Mesmo funcionando em modo síncrono, devido à capacidade da placa de aquisição, o intervalo entre um ciclo e outro de funcionamento pode variar um pouco, pois o ambiente Windows não permite facilmente a determinação de nível de prioridade para o programa em execução. Mesmo assim, minimizando o número de programas abertos ao mesmo tempo, pode-se

operar em uma condição que torne imperceptível as variações no ciclo, o que garante que qualquer variação entre os ciclos será muito menor que o ciclo total de funcionamento, o que causaria alterações na performance do padrão. Ainda no que concerne ao sistema de controle, por vezes foi necessária a implementação de circuitos de amplificação de potência,

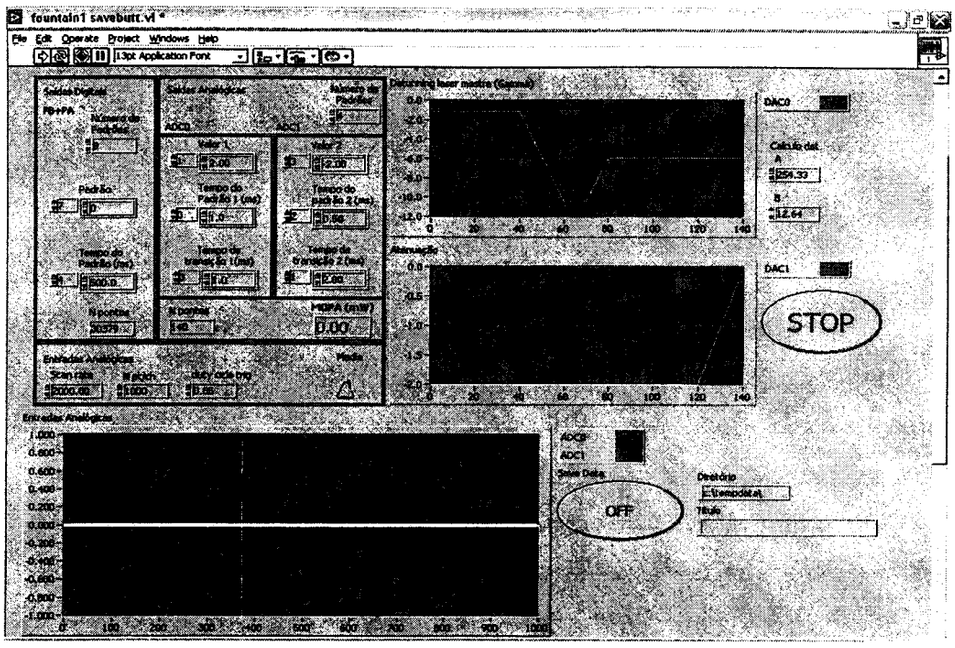


Figura 7.2 *– Painel de controle do programa de controle do padrão.*

principalmente devido a limitações na capacidade de fornecimento de corrente por parte dos canais analógicos e digitais.

A capacidade de fornecimento de corrente de uma saída digital é de 10 mA. Para o acionamento dos obturadores, é necessário o fornecimento de 400 mA. Além disso, tais obturadores tratam-se de pequenos relés eletromecânicos, que podem causar graves transtornos se conectados conjuntamente a outros sistemas de alta sensibilidade a ruído, como é o caso do sistema de detecção. Assim sendo foram implementados circuitos de acionamento dos obturadores utilizando-se optoacopladores tipo TIL113.

Com relação às saídas analógicas, no deslocamento de freqüência do laser mestre não havia nenhuma limitação, pois a entrada de modulação de freqüência dos circuitos de VCO é de alta impedância. Por outro lado, o controle de potência de RF é feito acionando um atenuador variável, modelo TFAS-3SM (Mini-Circuits). Para variar a quantidade de atenuação o

dispositivo drena até 20 mA do controle, impossível de realizar com apenas uma saída. Tal dificuldade, associada ao fato de que a resposta do dispositivo pode variar um pouco, nos levou a implementar estágios simples de amplificação na saída analógica para o controle de potência.

Outra implementação externa de circuito foi uma caixa com quatro portas lógicas do tipo E invertidas, tendo em vista otimizar a geração das formas de onda analógicas.

Tomando como exemplo a saída de controle de deslocamento de freqüência do laser mestre, como mostra a figura 7.3, observa-se que o padrão analógico permanece constante por um longo período de tempo, por exemplo, durante a fase de aprisionamento. A composição do sinal de *update* tendo como entradas a base de tempo e um sinal de habilitação de atualização, gerado por uma das saídas digitais, permite minimizar a utilização de memória reduzindo o tamanho do vetor de armazenamento da forma de onda de saída.

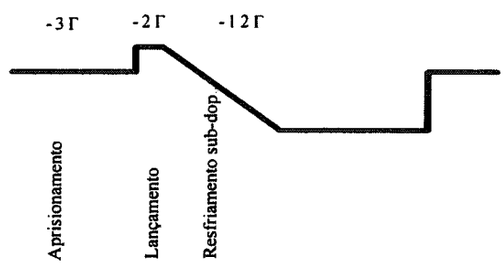


Figura 7.3 *– Exemplo de forma de onda analógica utilizada para controlar a freqüência do laser mestre.*

Capítulo 8

Sistema Óptico e Preparação dos Lasers de Diodo

No padrão de átomos frios, a manipulação de átomos é feita em etapas distintas durante o ciclo de funcionamento. Primeiro os átomos são aprisionados, utilizando técnicas de resfriamento atômico, conforme já discutido anteriormente. Após o resfriamento, onde temos uma amostra de átomos aprisionados, deve-se colocar a mesma em movimento, para que se obtenha o método de Ramsey de campos separados. Os átomos são arremessados na vertical, fazendo um vôo balístico que passa duas vezes pela cavidade de interrogação. Por último a nuvem atinge a zona de detecção, que verifica as populações em cada um dos níveis de energia $6S_{1/2}(F=3)$ e $6S_{1/2}(F=4)$, estabelecendo a eficácia com que a transição foi estimulada.

Para realização de todos esses passos foi implementado um sistema de controle discutido no capítulo anterior. Descreveremos aqui a disposição dos elementos ópticos na montagem dos lasers, expansores de feixe para o aprisionamento e o sistema de detecção.

Montagem Óptica para Distribuição dos Lasers

A mesa óptica foi implementada conforme o diagrama mostrado na figura 8.1, onde é possível visualizar, em escala, a disposição dos elementos ópticos.

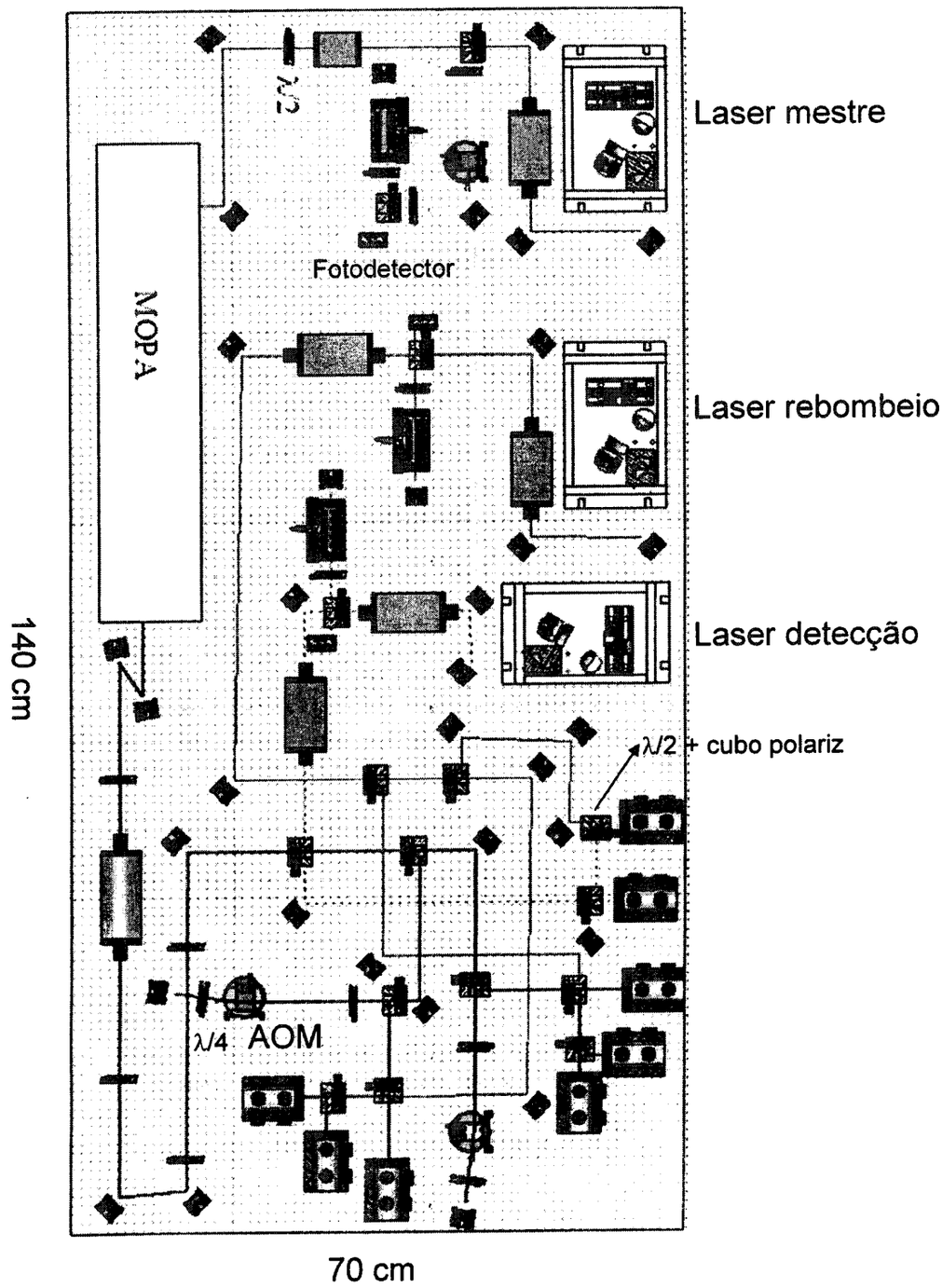


Figura 8.1 *– Mesa óptica para a implementação do padrão de átomos frios*

Um laser de diodo, denominado de laser mestre, montado em configuração de cavidade estendida e travado por um sistema de absorção saturada, bombeia um laser de diodo tipo MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) modelo SDL TC-30, na linha D_2 do ^{133}Cs, particularmente na transição $|F=4\rangle \rightarrow |F'=5\rangle$, utilizada para o aprisionamento.

Utilizamos dois modos de aprisionamento de átomos, o primeiro com uma armadilha magneto óptica e o segundo com uma configuração de melaço óptico, sem campo magnético.

O diagrama de níveis de energia para o átomo de ^{133}Cs é mostrado na figura 8.2

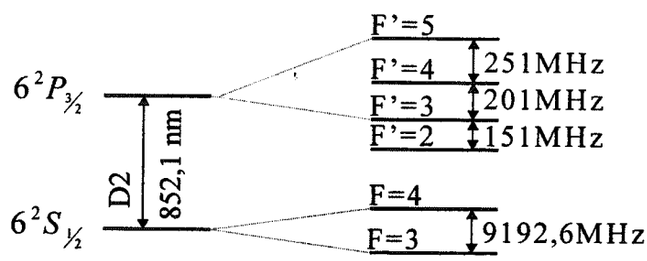


Figura 8.2 *– Diagrama de níveis de energia para o átomo de 133Cs*

Para fornecer os deslocamentos de freqüência necessários para o aprisionamento vários moduladores acusto-ópticos são dispostos na montagem. Os lasers de diodo são travados na linha de transição desejada com a utilização de sistemas de referência de absorção saturada, detalhados mais adiante. Os sistemas de laser de diodo fazem o travamento no pico da linha de absorção saturada, para que seja possível uma referência mais precisa do ponto de operação dos lasers.

Pode-se distinguir, no esquema da montagem óptica, o sistema de absorção saturada do laser mestre, o sistema para o laser de rebombeio (travado na linha $|F=3\rangle \rightarrow |F'=4\rangle$, o MOPA, os braços para os moduladores acusto-ópticos e os acopladores para as fibras ópticas, que conectam o sistema aos expansores, montados na câmara de vácuo. A não ser em dois pontos, na entrada e saída do MOPA, os feixes de laser são mantidos a 35mm de altura com relação à superfície da mesa. Todos os suportes de lentes, espelhos e lâminas de retardo são colados à superfície. Isso foi feito para melhorar a confiabilidade dos componentes mecânicos

após os alinhamentos. Além disso, dada a densidade de componentes, a quantidade de furos, necessária para a fixação por parafuso, seria enorme. A figura 8.3 apresenta uma foto tomada da mesa óptica.

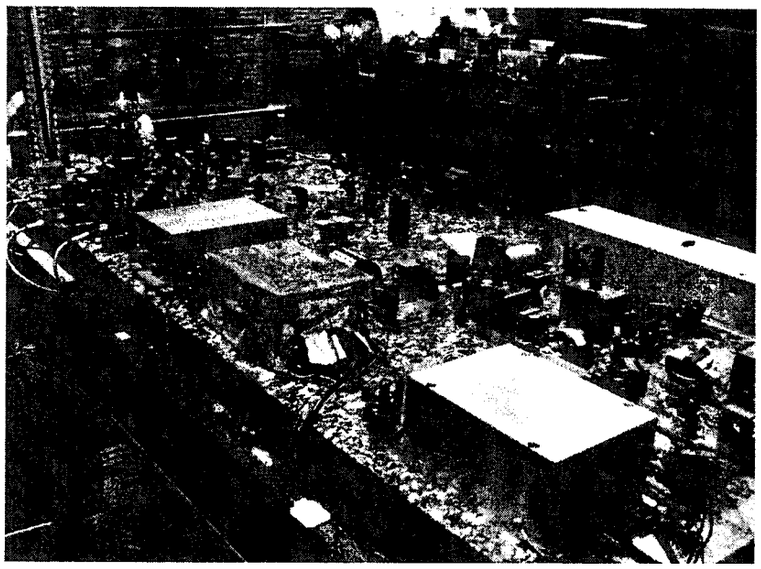


Figura 8.3 *– Foto da mesa óptica do padrão de átomos frios (em primeiro plano)*

O aprisionamento é feito numa configuração (111), conforme esquematizado na figura 8.4. Os feixes laser que saem das fibras são colimados com a utilização de dubletos confeccionados de modo a gerar feixes com uma cintura $(1/e^2)$ de 26 mm, com o paralelismo obtido com o auxílio de um *shear plate*. O desenho esquemático dos expansores de fibra é mostrado na figura 8.5.

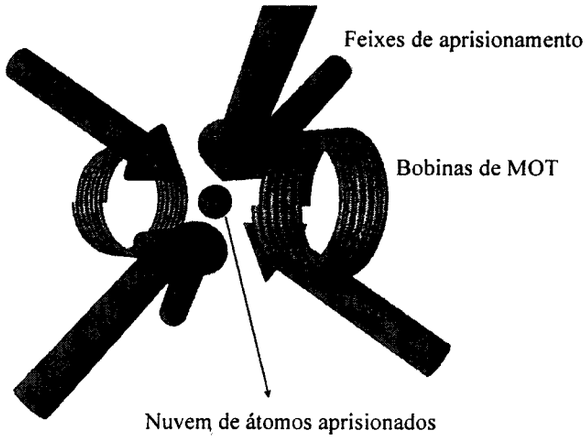


Figura 8.4 *– Esquema da configuração dos feixes de aprisionamento utilizados no padrão de átomos frios.*

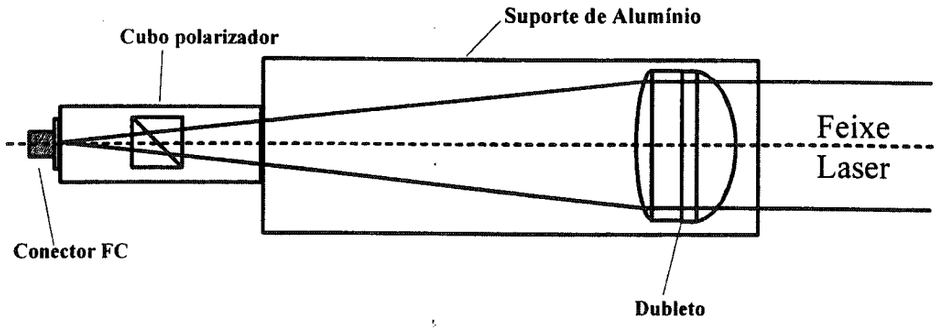


Figura 8.5 *– Desenho do sistema de expansão e colimação dos feixes de laser de aprisionamento.*

Os expansores são conectados diretamente na câmara de vácuo através de suportes parafusados às janelas, mas que permitem pequenos ajustes para o direcionamento dos feixes. A rigor não é muito interessante ter todos esses ajustes, pois isso adiciona inúmeros graus de liberdade no alinhamento do sistema. De qualquer modo, as janelas do sistema foram montadas através de soldagem de tubos, conforme mostra o desenho da figura 8.6, de forma que esses ajustes permitem pequenas correções necessárias para compensação de desalinhamentos na fase de confecção da câmara.

Figura 8.6 *– Detalhe da montagem das janelas na câmara de vácuo. Risco de desalinhamento na fase de soldagem dos tubos e janelas.*

Os expansores também permitem a montagem de um cubo polarizador e uma lâmina de quarto de onda, possibilitando a obtenção de luz circularmente polarizada, para o caso de montagem em armadilha magneto óptica. No caso de montagem do sistema completo, a luz que acopla do expansor oposto tem uma pequena fração que é desviada pelo cubo polarizador. Alinhado para coletar essa luz desviada, um fotodetector permite que a intensidade de luz seja observada, verificando possíveis variações de intensidade durante o funcionamento. As fibras utilizadas no sistema são do modelo FDS-B-P-4-S-850-1.5-FCP (Point-Source), tipo monomodo e capazes de preservar polarização.

No sistema de referência do laser mestre, um modulador acusto-óptico desloca e freqüência do laser de até -280 MHz da linha onde o mesmo está travado. Utilizando o *crossover* entre as transições $|F=4\rangle \rightarrow |F'=5\rangle$ e $|F=4\rangle \rightarrow |F'=4\rangle$ como referência, geramos uma freqüência de luz que vai para a célula de absorção, deslocada para o vermelho da transição atômica $|F=4\rangle \rightarrow |F'=5\rangle$. Com isso, obtemos na saída do laser mestre uma freqüência deslocada de +154 MHz da mesma linha, por exemplo (+154 MHz resulta de 125,5 MHz de diferença entre o *crossover* e a linha $|F=4\rangle \rightarrow |F'=5\rangle$ deslocado de -280 MHz). O laser mestre, nessa freqüência, alimenta o MOPA, com 10 mW de entrada. Uma vez excitado o diodo do MOPA gera até 500 mW no mesmo comprimento de onda de excitação.

Como já dito anteriormente, utilizamos um modelo SDL TC-30 para amplificação do sinal do laser mestre e geração dos feixes de aprisionamento. Apesar de ser um equipamento comercial, algumas limitações impuseram a necessidade de modificações no dispositivo inicial.

Como um equipamento fechado, o TC-30 utiliza a luz emitida para trás do diodo, formando uma cavidade em uma rede de difração, controlada por um servo-motor. A primeira ação foi a de retirar a cavidade traseira e alimentar o MOPA diretamente com a luz proveniente do laser mestre, que nos permite menor banda na varredura de freqüência do laser, mas compensado pelo aumento de estabilidade.

A outra modificação foi com relação à refrigeração do laser de diodo. A base de troca de calor do equipamento original dispunha de um

dissipador de calor com ventoinha. Isso causa bastante vibração do sistema óptico e torna tal montagem indesejável. O dissipador foi então retirado, dando lugar a um trocador de calor refrigerado a água, a temperatura ambiente, mais que suficiente para a operação normal do diodo.

Depois da mudança a curva de potência obtida e com o alinhamento da alimentação proveniente do laser mestre, obtemos a característica de potência de saída versus corrente de alimentação. A fonte de alimentação do MOPA utilizada é o modelo comercial SDL-8630, apropriada para a sua operação.

O feixe de saída do MOPA é distribuído na mesa óptica com a utilização de cubos polarizadores em associação com lâminas de meia onda. Isso permite, *a posteriori*, correções no balanço das intensidades de potência, além de facilitar na determinação da orientação das polarizações dos feixes em cada fase da montagem óptica.

Antes de acoplados nas fibras ópticas, os feixes passam por "braços" distintos de moduladores acusto-ópticos, alinhados em dupla passagem. Isso permite que os moduladores, operados em 80 MHz e alinhados de modo a difratarem a ordem −1. Essa compensação, em 160 MHz, faz com que os feixes de aprisionamento entrem nas fibras com um deslocamento de freqüência da ordem da largura de linha natural da transição do ^{133}Cs (5,3 MHz). O sentido do deslocamento é para o vermelho da transição atômica, sendo denotado por $-\Gamma/2\pi$ MHz [14].

Todo esse artifício, utilizado com os moduladores para tantos deslocamentos de freqüência, tem suas finalidades. A primeira delas, no caso do laser mestre, é a fase necessária para o resfriamento *sub-Doppler*, quando a freqüência dos lasers de aprisionamento varia de $-\Gamma/2\pi$ MHz a $-12\Gamma/2\pi$ MHz. Essa fase, imediatamente posterior ao lançamento dos átomos tem uma duração de alguns *ms*, antes que os feixes de aprisionamento sejam completamente desligados.

Para o lançamento utilizamos os braços de moduladores alinhados em dupla passagem. O deslocamento de freqüência depende da velocidade inicial desejada para o lançamento da nuvem de átomos aprisionados.

Para fazer o lançamento dos átomos, utilizamos a técnica de melaço em movimento. Considerando inicialmente a condição de apenas dois feixes

contrapropagantes, os átomos já aprisionados enxergam uma forma de onda estacionária de radiação, conforme o esquema da figura 8.7.

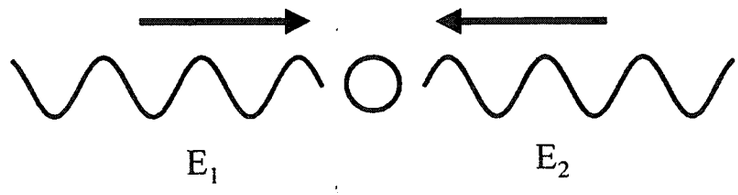


Figura 8.7 *– Feixes contrapropagantes de aprisionamento formando uma onda estacionária*

Para dois campos de freqüências diferentes, a velocidade de fase da onda, no referencial dos átomos, é dada por [53]:

$$v = \frac{c\Delta f}{2\upsilon} = \frac{\lambda \Delta f}{2} \qquad (8.1)$$

onde

λ é o comprimento de onda (852 nm);

Δf é a diferença entre as freqüências dos dois feixes contrapropagantes.

No caso específico da configuração utilizada, os feixes de aprisionamento estão em formação (111). A velocidade inicial dos átomos é então dada pela resultante desse novo sistema, formada pela contribuição de cada um dos eixos de aprisionamento, conforme esquema da figura 8.8.

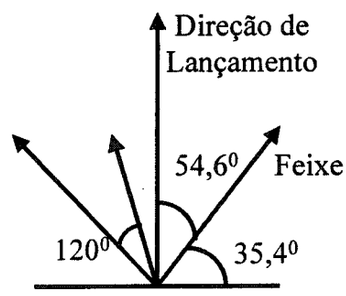


Figura 8.8 *– Esquema para a representação do sistema de eixos de aprisionamento utilizados no padrão*

A velocidade inicial dos átomos fica então determinada por

$$v = \frac{\sqrt{3}\lambda \Delta f}{2} \qquad (8.2)$$

É interessante aqui abrir um parêntese com relação aos feixes de aprisionamento. Durante a fase de teste de lançamento observamos uma queda significativa no sinal à medida que tentávamos aumentar a velocidade inicial da nuvem de átomos. Depois de diversas tentativas de

melhorar o desempenho do lançamento sem resultado, observamos um problema fundamental na câmara de vácuo: Os braços de um dos eixos possuem angulação diferente dos demais com relação ao eixo vertical. Isso imprimia à nuvem uma resultante de lançamento fora do eixo desejado de lançamento. Sem possibilidade de correção, pois alguma mudança envolveria o reparo ou a manufatura de uma nova câmara, e sem tempo hábil para isso a opção foi de corrigir a direção de lançamento através dos próprios feixes.

A primeira idéia foi de adicionar um outro eixo, na vertical, que seria o responsável pelo lançamento [54]. Os problemas advindos dessa implementação acabaram por torná-la impraticável. A mudança no sistema óptico teve que ser radical, pois os dois feixes na vertical seriam controlados através de moduladores acusto-ópticos, mas os outros feixes também deveriam passar por um modulador, de modo a compensar o deslocamento de freqüência dado pelo laser mestre. Inserimos então, mais um modulador, operado em torno de −160 MHz, para compensar a freqüência, mas ainda gerar o deslocamento necessário para o aprisionamento. Os braços de moduladores de 80 MHz passavam então a comandar apenas o eixo vertical. A armadilha foi modificada também para configuração de feixes retrorefletidos, para que fosse possível utilizar dois dos expansores removidos no eixo vertical.

Uma primeira limitação imposta pelo sistema a essa topologia é que a cavidade de microondas tem um diâmetro de guia para a passagem dos átomos de apenas 1 cm. Além disso, à época dessa tentativa a cavidade de microondas estava inclinada dentro do sistema de vácuo. A suposição é de que isso tenha acontecido durante algum aquecimento do sistema de vácuo.

Mesmo depois do alinhamento, o lançamento dos átomos nessa configuração se mostrou bastante ineficiente, mesmo quando os átomos eram lançados diretamente para baixo. Atribuímos isso ao fato de os outros feixes de aprisionamento não estarem apenas no plano perpendicular à direção de lançamento. A competição de forças na direção vertical resultaria nessa piora do sinal. Qualquer tentativa de minimizar esse efeito, deslocando a freqüência dos feixes originais ou mesmo desligando-os antes do lançamento, não se mostraram de modo algum eficientes.

A solução para o problema foi então de inserir mais dois moduladores acusto-ópticos, para o eixo que chamaremos de extraordinário. Um grande atrativo nessa configuração foi o fato de manter o mesmo número de feixes de aprisionamento, sendo necessário um remanejamento de potência na distribuição dos feixes na mesa. O custo disso, obviamente, é o aumento de complexidade para o alinhamento óptico, além da necessidade de mais dois controladores para os moduladores adicionais.

Com a alteração das freqüências do eixo extraordinário é possível compensar a diferença de ângulo, anulando quaisquer componentes de velocidade inicial restante no plano perpendicular ao eixo de lançamento.

A determinação da freqüência extraordinária é feita então considerando as componentes de velocidade no plano, como mostrado na figura 8.9 e calculando v_e de modo que se anulem.

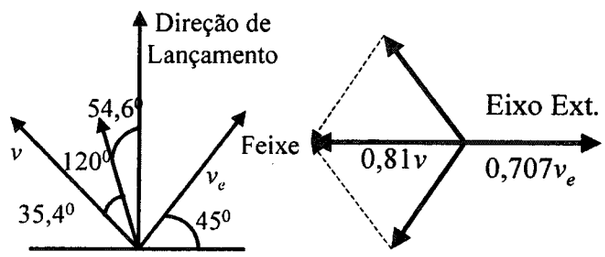


Figura 8.9 *– Diagramas para a determinação da freqüência do eixo extraordinário de aprisionamento.*

A freqüência é então dada por

$$\Delta \upsilon_e = 1{,}1457 \Delta \upsilon, \qquad (8.3)$$

ou seja, para cada valor de freqüência de lançamento, a freqüência do outro eixo pode agora ser determinada. Os detalhes de como é feito o controle para esse lançamento serão explicitados na seção subseqüente.

Com a alteração de freqüência no dito eixo, o cálculo da velocidade inicial dos átomos também é modificado. Considerando a relação imposta entre os valores de freqüência temos então

$$v = 1{,}966 \lambda \Delta \upsilon \qquad (8.4)$$

A RF que alimenta os moduladores de 80 MHz é controlada em freqüência e amplitude, de modo que seja possível comandar remotamente a sintonia e o liga/desliga dos feixes de aprisionamento e lançamento. Para

completar, obturadores mecânicos são utilizados para bloquear os feixes principais e de rebombeio, de modo a eliminar luz remanescente ainda passando nos moduladores acusto-ópticos.

Produção de RF para os moduladores acusto-ópticos

Para fornecer a RF necessária para os moduladores acusto-ópticos, bem como tornar possível o controle de deslocamentos de freqüência e potência dos feixes, foi necessária a implementação de alguns circuitos baseados em VCO's [55] (*Voltage Controled Oscillators* – Osciladores controlados por tensão). Mesmo não sendo tão precisos e estáveis quanto os sinais gerados na cadeia de síntese de microondas.Os sinais gerados aqui devem, necessariamente, possuir entradas de controle de freqüência e de potência. Os esquemas de circuito estão no apêndice 2.

Para o modulador do sistema de referência do laser mestre, o principal controle diz respeito à modulação de freqüência. Utilizamos então um VCO (mini-circuits) modelo POS-300 para gerar o sinal de freqüência na faixa de 250 MHz. O circuito possui ainda um ajuste de potência do sinal de saída, de modo que seja possível ajustar a potência de acordo com o amplificador utilizado.

Todos os amplificadores de RF utilizados para os moduladores nessa montagem são de 35 dB de ganho, com amplitude de entrada máxima de –5 dBm (saída em 1 W de potência – Modelo AA.AMP.B6 39). Os amplificadores são então montados em um dissipador de calor, devido ao seu elevado aquecimento em regime normal de operação.

A entrada de modulação de freqüência do circuito tem uma resposta, conforme o ajuste obtido de sua caracterização, dado por

$$f(MHz) = 254{,}3\,MHz + 12{,}64\,V_{mod} \qquad (8.5)$$

respondendo na faixa de –4 a 3 V com saída entre ~200 a 290 MHz, com uma banda de freqüência de modulação de 100 KHz. O circuito do VCO é implementado em SMD, visando redução de ruído.

Controle dos VCO's de 80MHz

Para o controle dos VCO's de 80 MHz o controle implementado faz o travamento entre os diferentes osciladores. O travamento pode ser de fase ou de freqüência, dependendo da fase do ciclo de funcionamento. Os

circuitos de controle para os moduladores de lançamento estão no apêndice 2. Na figura 8.10 é apresentado um diagrama de blocos do sistema de travamento.

Na fase de aprisionamento o circuito de controle mantém um VCO mestre em uma determinada freqüência, controlando o nível de tensão na entrada do mesmo. O outro VCO, denominado de escravo, é travado em fase com o mestre, através de um circuito PLL.

Na fase de lançamento, o VCO mestre tem o sua tensão de controle alterada de modo a ter sua freqüência deslocada de $-\Delta\upsilon$, para o vermelho da freqüência de aprisionamento. O VCO escravo é então travado em uma freqüência $+\Delta\upsilon$. Isso é feito tomando-se a diferença entre os dois VCO's e comparando com um sinal de freqüência gerado por um sintetizador externo (SR345 Stanford). O VCO escravo é então realimentado com o sinal de correção proveniente dessa comparação. Esse modo é chamado de travamento de freqüência. A comutação entre o travamento de fase e o de freqüência é feita através de um sinal TTL de entrada.

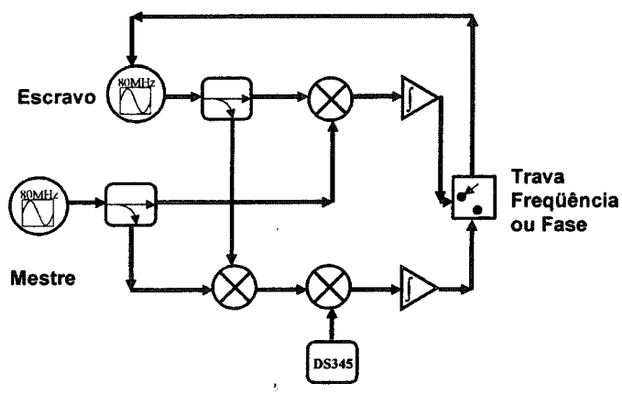


Figura 8.10 *– Diagrama de blocos representativo do travamento de RF para os moduladores de 80MHz*

A potência do sinal de RF também pode ser controlada, através de uma entrada de sinal analógico de entrada, que controla atenuadores variáveis nos circuitos do VCO's, ou de uma entrada de sinal TTL, controlando uma chave de RF. Isso torna possível um controle rápido no desligamento dos feixes de aprisionamento, completado ainda pela ação dos obturadores mecânicos.

O espectro do sinal de saída é mostrado na figura 8.11, onde se observa bem a largura de banda do travamento de freqüência.

Diferentemente dos travamentos de fase da cadeia de síntese de microondas, o ruído de fase do VCO escravo não é reduzido, pois o oscilador de referência onde ele é travado tem performance similar. Os VCO's utilizados nessa fase são do tipo Vectron, modelo VC-371B.

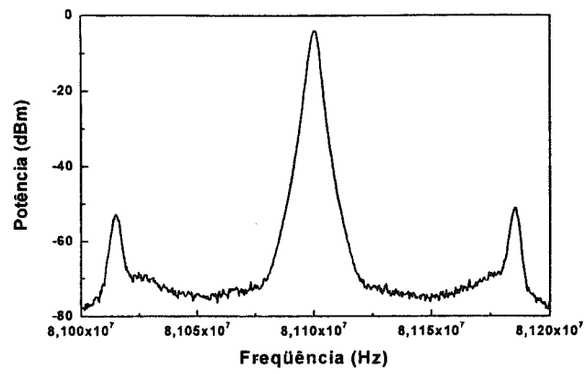


Figura 8.11 *– Espectro de RF de um dos VCO's de 80 MHz*

Lasers de Diodo[56]

Num laser, a largura de linha é ligada ao ruído de fase, provocado pela emissão espontânea, que perturba a característica perfeitamente senoidal do campo eletromagnético

$$E(t) = E_0 \cos(\omega_0 t + \Phi(t)) \tag{8.6}$$

No caso de um ruído branco de freqüência (difusão de fase), a densidade espectral de energia do campo óptico é uma Lorentziana, com uma largura de linha a meia altura dada pela fórmula de Schawlow-Townes

$$\Delta\nu_L = \left(\frac{h\nu_0\eta_{sp}}{4\pi}\right)\frac{1+\alpha_H^2}{P_{opt}\tau_c^2}, \tag{8.7}$$

já corrigida pelo fator de Henry

Os termos da expressão acima são:

η_{sp} - Fator de emissão espontânea ~2;

P_{opt} - Potência útil emitida;

α_H - Fator de correção de largura de linha – Constante de Henry - ~5 num laser de diodo;

τ_c - Tempo de vida de um fóton dentro da cavidade:

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{c}{\mu_G}\left(\alpha_i - \frac{1}{L}\ln\sqrt{R_1 R_2}\right) = \frac{c}{\mu_G}\frac{\alpha_i L - \ln\sqrt{R_1 R_2}}{L} \qquad (8.8)$$

onde

μ_G é o índice de grupo (~4 para AlGaAs),

α_i é o coeficiente de perdas intra-cavidade,

L é o comprimento da cavidade,

R_1, R_2 são os coeficientes de reflexão das faces da cavidade

Por exemplo, para um laser de diodo como o modelo SDL5422H1, R_1=0,95, R_2=0,02 L~300 μm temos $\tau_c = 1{,}2x10^{-12}s$. Disso, para uma corrente de injeção de 100mA, resultando numa potência $P_{opt} = 70mW$, obtemos $\Delta\nu_L = 13{,}5MHz$.

Dessas expressões, a primeira vista pode-se tentar reduzir a largura de linha aumentando-se o comprimento da cavidade, mas isso está inerentemente limitado pelas perdas intra-cavidade, por um fator dado por

$$\left(\frac{c\alpha_i}{\mu_G}\right)^{-1} = 3{,}3x10^{-12}s \qquad (8.9)$$

Um aumento dos coeficientes de reflexão também poderia apresentar algum resultado, mas a um custo de redução na potência de saída.

Uma alternativa então, é a de implementar juntamente com o diodo uma cavidade passiva externa, descrita logo adiante. A necessidade de redução de largura de linha é dada por sua própria aplicação nesse trabalho, tanto na detecção como no aprisionamento e manipulação dos átomos.

A largura de linha do laser de diodo livre degrada a relação sinal ruído dos átomos do padrão de átomos frios. A taxa de transição entre os níveis $|F'=5\rangle$ e $|F=4\rangle$ depende do quanto o laser de detecção está travado na linha de ressonância atômica. Se durante a passagem dos átomos pelo feixe de detecção (~4ms) a freqüência do laser flutua, a taxa de transição flutua, adicionando ruído ao sinal de fluorescência detectado pelo fotodetector.

Uma grande largura de linha significa também uma grande sensibilidade a retorno óptico, que modifica a freqüência e a largura de

linha, provocando flutuações indesejáveis na eficácia do resfriamento e da detecção.

Também sabendo que na transição excitada $|F'=5\rangle$ e $|F=4\rangle$ do ^{133}Cs, a largura de linha natural é de $\frac{\Gamma}{2\pi}=5{,}3\,MHz$, uma largura de linha do laser de ~10 MHz não é suficiente para visualizar a transição, devemos trabalhar então para reduzir esse parâmetro.

Na saída da caixa, é utilizado um par de prismas anamórficos, de modo a corrigir a característica elíptica do perfil transversal do feixe do laser de diodo. Apesar de existirem sistemas já montados, optamos pela utilização de prismas simples, colados em uma base acrílica durante a fase de montagem. Isso faz com que seja possível corrigir diferentemente o feixe para cada sistema laser utilizado.

O Laser de Cavidade Estendida

Esse tipo de montagem consiste em adicionar ao laser de diodo uma seção de cavidade externa passiva de comprimento razoável, por exemplo, numa relação de

$\frac{L_{LCE}}{L_D}\approx 200$, em alguns casos ainda com um tratamento anti-refletor dado na face de saída do diodo, de modo que o conjunto se comporte como apenas uma cavidade de dois espelhos. O diodo laser não oscilaria mais sem o auxílio da cavidade externa e esta determinaria as condições de oscilação.

O tempo de vida do fóton na cavidade seria dado por uma expressão análoga à anterior

$$\left(\frac{1}{\tau_c}\right)_{LCE}=\frac{c}{\mu}\frac{\alpha_i L_D-\ln\sqrt{R_1R_3}}{L_{LCE}} \qquad (8.10)$$

onde

L_{LCE} é o comprimento da extensão da cavidade

L_D é o comprimento do laser de diodo

R_3 é o coeficiente de reflexão do espelho de saída.

Essa argumentação simplista indica uma redução de largura de linha de quatro ordens de grandeza. Na prática, o que se observa é que a

redução não é exatamente proporcional ao quadrado da relação entre os comprimentos, mas à relação somente, pois o ruído de freqüências não é mais branco, para variações superiores a 1 MHz, mas ruído do tipo flicker de freqüência, fazendo com que o ruído de fase varie em f^{-3}, ao invés de f^{-2}. Desse modo, utilizando uma extensão de cavidade de 10cm nos permite reduzir a largura de linha de ~10 MHz para ~50 KHz (considerando $L_D \approx 500\,\mu m$) [57].

Laser de Cavidade Estendida com uma Rede de Difração

A utilização de uma cavidade estendida de 10 cm resulta em modos longitudinais distantes de 1,5 GHz. A curva de ganho típica de um meio amplificador é bem mais larga para selecionar precisamente um dos modos. Temos então de nos valer de um elemento seletivo em comprimento de onda, como uma rede de difração, de modo a privilegiar um dos modos de oscilação. O esquema de montagem da rede de difração é mostrado na figura 8.12.

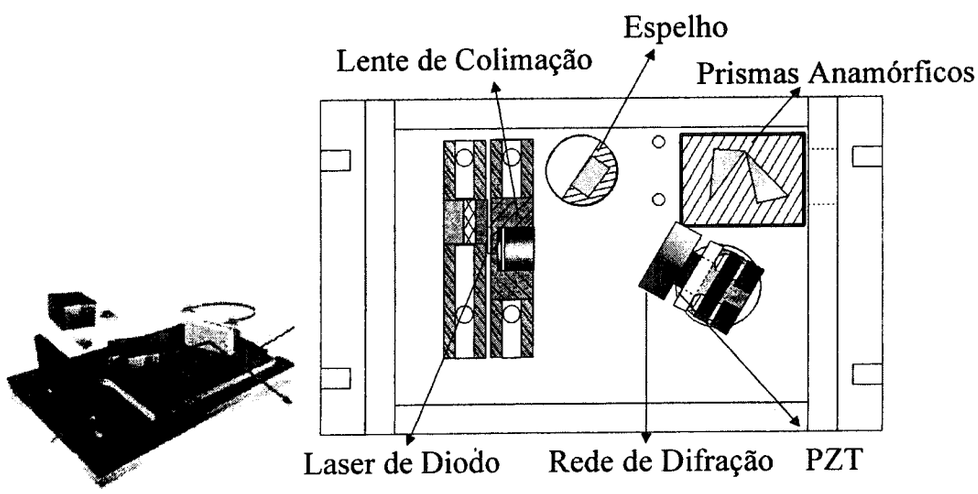


Figura 8.12 *– Esquema da montagem da rede de difração para o laser em cavidade estendida.*

A objetiva de colimação é uma Melles Griot modelo 06GLC002/D. Esse modelo é formado por três lentes, com correção de aberrações geométricas, e permite refocalizar muito bem o feixe de retorno sobre a superfície de emissão. O tratamento anti-refletor dado às lentes evita a formação de cavidades parasitas. A abertura numérica de 0,5 e a abertura

de 8mm permitem uma melhor captação da potência emitida pelo diodo, de divergência total de $30^0 x 9^0$.

Os diodos laser são modelos SDL5422H1 e SDL5400C, com guiamento de índice, tratados na face traseira para ter um coeficiente de reflexão de 95 % e na face dianteira com 2 % em 852 nm.

Para o primeiro, por exemplo, as características típicas são

Corrente de Threshold de ~20 mA

Resposta em regime de emissão laser de 0,9 W/A

Comprimento de onda de 852 ± 5 nm

No encapsulamento TO-3 (SDL5422H1) o laser já é munido de um termistor e um elemento Peltier, para controle de temperatura, além de um fotodetector, que não utilizamos nessa montagem. O outro tipo de laser de diodo consiste apenas do elemento emissor, necessitando de uma base que permita montá-lo juntamente com o termistor e o Peltier externos.

O feixe colimado é retrorefletido com a ordem +1 da rede de difração (Edmund Scientifics 1200 linhas), montada numa cerâmica piezelétrica que permite ajustar o comprimento da cavidade. O conjunto é montado em um suporte óptico de alta qualidade (Lees LM-2) para o ajuste em torno de θ_h e θ_v.

A escolha da rede de difração é feita de modo que $1 < \frac{\lambda}{a} < 2$, privilegiando apenas a ordem +1 [57]. Utilizada na configuração de Littrow, a rede também é posicionada de modo que suas linhas estejam paralelas à polarização do feixe, onde a eficiência é maior: ~30 % para a ordem 1. Com

$$\lambda = 852nm, \ \theta = arcsin\left(\frac{\lambda}{2a}\right) = 30{,}7^0. \qquad (8.11)$$

Sistemas de Controle para os Lasers de Diodo

Para o controle dos sistemas de laser de diodo de cavidade estendida, conforme descrito anteriormente, foi necessária a implementação de toda a eletrônica para tal fim. O que discutiremos nesse capítulo será exposto na forma de diagramas de blocos, tendo em vista facilitar a visualização. Os circuitos para cada um dos blocos estão no Apêndice 2.

O diagrama de blocos dos controles implementados para nossos lasers de diodo é mostrado na figura 8.13. Todos os lasers possuem

controles semelhantes, com exceção de um ou outro ajuste necessário para otimizar seu funcionamento.

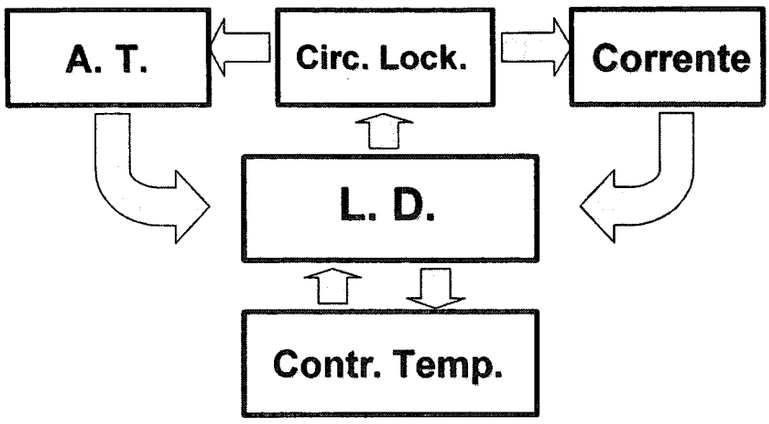


Figura 8.13 *- Diagrama de blocos dos controladores de laser de diodo*

Controle de Temperatura da Caixa

Iniciando pela parte mais simples, o controle de temperatura da caixa tem por finalidade minimizar a variação de tamanho da cavidade externa do sistema, acarretada pela expansão térmica da base de alumínio da caixa. A título de ilustração, considerando o coeficiente de expansão térmica linear do alumínio (99 %), que é de 24×10^{-6} m/°C, uma variação de 1 °C ocasionaria uma alteração de $1{,}2 \times 10^{-6}$ m em nossa cavidade de ~5 cm. Considerando o comprimento de onda de 852 nm com o qual trabalhamos isso seria desastroso. O controle de temperatura da caixa não age diretamente na estabilização do comprimento de onda da radiação emitida pelo laser, pois ele é realimentado através de uma leitura de temperatura, mas seu bom desempenho facilita sobremaneira a implementação do travamento de freqüência do sistema.

Como elemento sensor utilizamos um CI modelo LM35 (National Semiconductor), que possui uma resposta de 10 mV/°C. Um potenciômetro para o ajuste de temperatura permite que possamos regular o ponto de operação para a temperatura da base da caixa. O sinal da diferença entre o sinal de tensão correspondente à temperatura e o sinal de referência é amplificado e alimenta uma fonte de corrente. A fonte de corrente é o elemento atuador do sistema, aquecendo a caixa pela dissipação térmica dos componentes de potência. Todos os componentes no laço de corrente

são conectados termicamente à caixa, como forma de otimização. Isso permite que o circuito controle a temperatura da caixa com uma estabilidade melhor que 0,1 °C. Apesar de ainda considerável, conforme já posto, esse circuito tem o intuito de minimizar as ações do controle de freqüência, a ser discutido mais adiante.

Esse mesmo tipo de circuito também é utilizado na estabilização de temperatura da caixa do sistema de síntese de microondas.

Controle de Temperatura do Laser de Diodo

A simplicidade de um controle apenas proporcional da caixa é justificada pela alta capacidade térmica da base da caixa, quando comparada com a do diodo. Uma atenção mais especial é voltada à estabilização desse elemento. Para isso utilizamos um controle do tipo PID (Proporcional, Integral e Derivativo), como forma de alcançar uma estabilidade de temperatura da ordem de mK de variação. Outra característica interessante nesse tipo de circuito é a capacidade de minimização do tempo de resposta do sistema para uma mudança no ponto de operação do mesmo. Isso é necessário posto que, ao sintonizar o laser de diodo no comprimento de onda adequado, pode ser necessário buscar a linha dos átomos do sistema de referência varrendo a temperatura do diodo.

O controle de temperatura do diodo tem como atuador um elemento Peltier, tanto na versão integrada (SDL-5412H1) como na versão em montagem externa (SDL-5400C). Utilizamos as duas versões devido à chegada a posteriori dos lasers na versão integrada. Por outro lado isso trouxe uma carga de experiência bastante satisfatória para o trabalho. As montagens dos dois sistemas estão esquematizadas na figura 8.14. As características de tempo de resposta são de décimos de segundo para a versão integrada, enquanto na versão em montagem externa conseguimos minimizar em 2 a 3 s na melhor das configurações. Isso foi possível com a colocação do elemento Peltier o mais próximo possível do diodo. Os elementos Peltier utilizados na montagem externa são do tipo Melcor CP 0.8-127-05L, escolhido principalmente pelo tamanho reduzido.

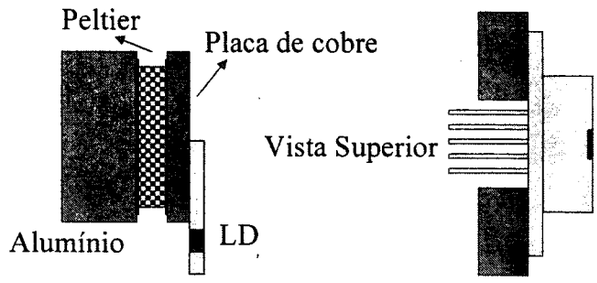


Figura 8.14 *– Esquema da montagem mecânica do laser de diodo na base mecânica.*

Da mesma forma que o controle de temperatura da caixa, o PID do laser de diodo tem por finalidade reduzir flutuações de temperatura no diodo, que ocasionariam a variação de comprimento de onda de emissão do diodo livre, bem como de sua estrutura de modos, acarretando instabilidades no sistema. O ajuste da corrente do diodo também causa alteração na temperatura do mesmo, pela variação de sua potência dissipada. O controle do PID também visa minimizar essa perturbação. A variação de temperatura do diodo também pode acarretar saltos de modo longitudinal do sistema, pois apesar do sistema em cavidade estendida possibilitar uma faixa mais longa de variação de comprimento de onda, a temperatura do diodo age apenas numa parte da cavidade. O diagrama de blocos do controle implementado é mostrado na figura 8.15.

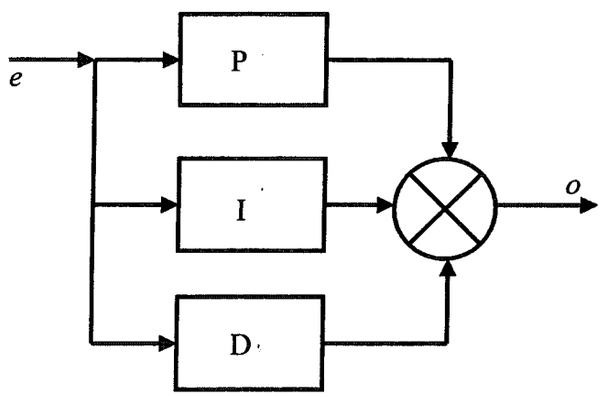


Figura 8.15 *– Diagrama de blocos do controle PID de temperatura do laser de diodo.*

Como elemento sensor temos um termistor nos dois tipos de sistemas montados. O comportamento da resistência do termistor do modelo SDL-5412H pode ser aproximado, numa faixa de 10 °C em torno de

uma temperatura ambiente considerada de 25 °C, por um ajuste linear dado por:

$$R(K\Omega) = 19{,}7 - 0{,}39T(^{o}C) \qquad (8.12)$$

Para a variação de temperatura desejada da ordem de mK uma variação de $0{,}39\Omega$ deverá ser observada. Para o acondicionamento do valor de temperatura, montamos o mesmo como parte de uma ponte de Wheatstone. A resposta em tensão elétrica para o valor de resistência considerado é então dado por:

$$V_s = V_z\left(\frac{10}{29{,}7 - 0{,}39T} - \frac{1}{2}\right) \qquad (8.13)$$

onde

V_z é a tensão de referência (LM399 – 6,95 V)

e foi considerado um resistor de referência de $10K\Omega$

É importante observar aqui que tanto o potenciômetro da ponte quanto o resistor de referência são de alta estabilidade térmica (Potenciômetro Bourns – 15 ppm/°C; Resistor de referência Rhopoint – 5 ppm/°C). A ponte utiliza um CI do tipo LM399 (National Semiconductor) para fornecer $6{,}95V$ como tensão de referência estável (<3 ppm/°C). O sinal da ponte é amplificado com a utilização de um amplificador operacional de instrumentação modelo AMP01 (Analog Devices), com entrada diferencial e ganho 400. Com isso temos um sinal de erro para ser observado e tratado pelo circuito PID que vem a seguir. Observamos aqui que se medirmos o sinal de erro chegamos a uma variação de $10mV$ para uma variação de $\sim 5x10^{-3}\,^{o}C$.

A sintonia é feita a partir da determinação dos parâmetros do controlador pelo método de Ziegler-Nichols modificado [58]. Para isso fazemos o levantamento das características de tempo de resposta do sistema.

A resposta da malha de controle é obtida de acordo com a topologia do circuito. No caso do nosso controlador a equação característica do sistema é então dada por:

$$H(s) = K_P + \frac{1}{T_i s} + T_d s \qquad (8.14)$$

onde

K_p é o ganho do ramo proporcional;

T_i é a constante de tempo para o ramo integrador;

T_d é a constante de tempo para o ramo derivador.

Para a determinação dos parâmetros ligamos inicialmente apenas a parte proporcional do controlador e ligamos o sistema. Em seguida elevamos o ganho proporcional até atingir o limite de estabilidade do sistema, quando o sistema começa a oscilar em torno do ponto de operação. O sinal de oscilação observado reflete a freqüência limite de resposta do sistema, dada por sua constante de tempo característica, considerando que a largura de banda do controlador proporcional é bem mais elevada que a do sistema térmico do laser de diodo.

O método de Z-N estabelece os parâmetros para um sistema cuja resposta é

$$H(s) = K_P\left(1 + \frac{1}{T_i s} + T_d s\right) \tag{8.15}$$

por isso estabelecemos, para o cálculo dos valores de componentes utilizados nos circuitos do filtro PID

$$H(s) = K_P\left(1 + \frac{1}{T_i' s} + T_d' s\right) \tag{8.16}$$

onde

$$T_i' = K_p T_i; \tag{8.17}$$

$$T_d' = T_d / K_p \tag{8.18}$$

Tendo como ponto de partida os valores de ganho crítico (K_{cr}) e de período crítico de oscilação (P_{cr}), o método Z-N modificado estabelece os seguintes valores para cada um dos integrantes do controlador PID:

$$\begin{aligned} K_p &= 0{,}6K_{cr} \\ T_i &= 0{,}5P_{cr} \\ T_d &= 0{,}125P_{cr} \end{aligned} \tag{8.19}$$

Com isso determinamos os valores de capacitores e resistores de cada um dos integrantes do controlador bastante próximos do necessário para uma operação otimizada do sistema de temperatura do laser.

Controle de corrente do laser de diodo

O circuito de controle de corrente implementado possui as seguintes características:

1 – Estabilidade de corrente da ordem de microampéres, considerando o ponto de operação da ordem de 100 mA;

2 – Largura de banda maior que 100 KHz, de modo a permitir uma modulação de corrente dessa mesma ordem de grandeza, para utilização de detecção síncrona no sistema de travamento de freqüência.

A fonte implementada, conforme mostra o diagrama da figura xx, possui ajustes manuais decorrente (grosso e fino) com referência em um CI modelo LM399 (National Semiconductor) e uma entrada de modulação externa, que é utilizado para o sinal composto de correção e modulação, proveniente do circuito de travamento. Para referência de corrente utilizamos um resistor de 50Ω com alta estabilidade térmica (1 ppm/°C - Vishay). Obviamente, como o sistema possui realimentação tendo como finalidade o travamento de freqüência, um resistor de referência com tal estabilidade parece redundante à primeira vista. Sua necessidade mostra-se quando, na fase anterior ao travamento, o sistema laser é mantido livre, apenas com um sinal de varredura em torno da linha de absorção. Se para cada ajuste de corrente precisássemos esperar a termalização do resistor de referência, a tarefa de encontrar o ponto inicial de operação tornar-se-ia bastante longa. A largura de banda final obtida em nossos circuitos de fonte de corrente foi de 250 KHz.

Amplificador de Alta Tensão

Outro circuito implementado foi o amplificador de alta tensão, com a finalidade de controlar tubo piezelétrico onde a rede de difração é afixada. A resposta dos tubos por nós utilizados é de aproximadamente *4,4 nm/V* (MD-44 – Jodon). Nosso circuito funciona a partir de uma fonte de *500 V*, com excursão de *10* a *400 V* aproximadamente. A resposta em freqüência conseguida foi de até *2 KHz*, depois reduzida propositadamente a algo em torno de *500 Hz*, que é bastante satisfatória para o controle da rede de difração sem causar oscilações indesejadas causadas por ressonâncias do PZT e objetivando corrigir variações mais lentas na freqüência do laser. Uma das principais limitações observadas é o valor da capacitância da

cerâmica, que é da ordem de *4 nF*. Apesar de simples, esse circuito supre muito bem às nossas necessidades, tendo em vista que a largura de banda do controle do laser é garantida pela fonte de corrente do diodo.

Circuito de detecção síncrona

Desde o início do nosso trabalho viemos utilizando amplificadores *lock-in* comerciais em nossos sistemas de controle de laser de diodo. Tais instrumentos também são utilizados em outros laboratórios do nosso grupo para o travamento de lasers de corante e titânio-safira em sistemas de absorção saturada.

Uma das vantagens em utilizar um demodulador síncrono é a capacidade que esse tipo de circuito tem de filtrar o ruído do sinal do fotodetector. Um diagrama de blocos esquematizando seu funcionamento é visto na figura 8.16.

Na corrente do laser de diodo inserimos um sinal de modulação que será medido pelo demodulador síncrono. Com a injeção desse sinal obtemos

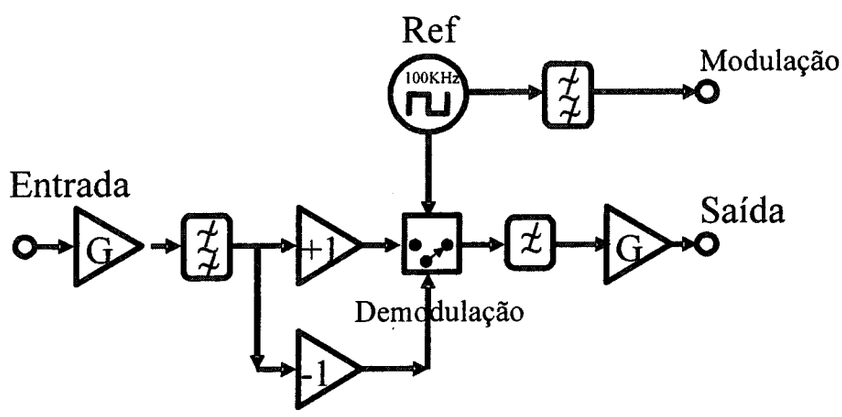


Figura 8.16 *– Diagrama de blocos referente ao funcionamento de um demodulador síncrono.*

uma modulação na freqüência da luz emitida pelo laser de diodo. O sinal de modulação é gerado de modo a gerar o mínimo de perturbação ao sistema, não acarretando saltos de modo, ou mesmo não induzindo um grande alargamento da linha do laser.

Para gerar o sinal de modulação utilizamos um VCO (Voltage controled oscillator – LM4046) que gera um sinal quadrado de 80 KHz, ajustável pelos valores de resistências conectadas ao CI. O sinal quadrado

passa por uma série de filtros, chegando na saída apenas o valor da freqüência fundamental do sinal de entrada. Uma outra parte do circuito trabalha com a forma de onda quadrada para gerar o sinal de demodulação. Para isso utilizamos blocos monoestáveis digitais e flip-flops, como forma de produzir um ajuste de fase variável, necessário à demodulação.

Para demodular o sinal de freqüência, a tensão do fotodetector passa por um amplificador de baixo ruído, com um filtro passa-banda de entrada, de modo a eliminar quaisquer sinais espúrios de freqüência que prejudiquem o circuito de controle. Após passar pelo estágio de amplificação o sinal é então submetido ao processo de demodulação síncrona propriamente dito, com o sinal passando, por exemplo, por duas chaves analógicas sincronizadas pelo sinal digital de demodulação. O sinal de saída retificado passa por um filtro passa baixa de saída, de modo a eliminar a componente *2f* do sinal de entrada. A componente DC do sinal de saída é proporcional à amplitude do sinal modulado de entrada, eliminando outras componentes de freqüência que não representam o sinal de absorção saturada modulado. Esse sinal é então utilizado como sinal de erro para o circuito de travamento do laser de diodo.

É importante observar que, no caso das linhas de absorção saturada, os vales que representam cada transição provocam uma inversão de fase no sinal de modulação. Desse modo o vale de absorção produz uma inversão de sinal no sinal de saída do demodulador. Idealmente esse sinal cruza o zero de tensão de saída exatamente no pico de freqüência, onde desejamos travar o laser de diodo. Isso ajuda bastante no sistema de travamento, tendo em vista que o sinal de erro não tem uma componente DC que nos faria perder a referência absoluta de freqüência do laser.

Como fica subtendido dos circuitos do apêndice 2, também implementamos alguns circuitos para o demodulador síncrono. Talvez seja até desnecessário salientar a redução de custos conseguida com a implementação desse módulo. Um equipamento lock-in comercial tem que possuir bastante flexibilidade, de modo a se adequar a diferentes condições de medida em laboratório. Para o nosso caso necessitamos de um sistema dedicado, cujas características de constante de tempo e de ganho dificilmente mudarão, uma vez estabelecidas. Mas os fatores mais

importantes que nos motivaram a construir um sistema desse tipo dizem respeito às próprias características dos equipamentos comerciais.

Nossos equipamentos são, normalmente, modelos 5209 EG&G. As qualidades dos filtros de entrada, amplificadores e controles dispensam comentários, mas a limitação está na saída do equipamento. Primeiramente, os possíveis valores de constante de tempo para o filtro de saída só podem ser ajustados até um valor mínimo de 1ms. Isso teoricamente reduz a largura de banda à *1 KHz* para o circuito de travamento. Na realidade, os valores observados de largura de banda ficam um pouco abaixo desse valor, entre *600* e *800 Hz*, limitando sobremaneira nosso sistema.

Outro problema interessante observado no laboratório, é que o conector de saída de sinal do equipamento é aterrado na rede elétrica, sem possibilidade de saída flutuante. Isso, que em princípio é uma vantagem, torna-se um problema ao conectarmos o computador ao controlador, para fazer a varredura de freqüência do laser durante o ciclo de funcionamento do padrão. A conexão entre o *lock-in* e o computador, também aterrado à rede, estabelece um laço de aterramento (*ground loop*) no sistema, elevando os níveis de ruído do sistema de aquisição de dados em até 10 dB. No caso do nosso sistema, o aterramento é feito apenas no micro, eliminando o laço de aterramento e, conseqüentemente, minimizando o nível de ruído.

Oscilador de varredura

Esse circuito, bastante simples, tem por objetivo gerar um sinal de varredura para movimentar a rede de difração. Isso permite a visualização da linha de absorção saturada dos átomos, facilitando a árdua tarefa de sintonia do laser de diodo. Optamos por um circuito oscilador senoidal em ponte de Wien, no intuito de não introduzir no nosso sistema, harmônicos gerados por um sinal triangular, gerado à partir da integração de um sinal quadrado por exemplo. O sinal senoidal produzido por esse circuito é de aproximadamente *28 Hz*, suficiente para permitir uma boa visualização da linha de absorção utilizando um osciloscópio analógico comum no modo xy.

Circuito de travamento

Todos os outros circuitos anteriormente descritos já serviriam por si para a ligação de um sistema de laser de diodo. O próprio sinal de erro do demodulador síncrono poderia, em princípio ser ligado diretamente à fonte de corrente, de modo a corrigir uma possível variação de freqüência da radiação. Mesmo assim as exigências de um controle mais robusto ao sistema de laser de diodo nos levam a implementar um filtro intermediário, para atuar diferentemente na corrente e na rede de difração (através do PZT) [59]. O diagrama de blocos do controlador utilizado é mostrado na figura 8.17.

O estágio de entrada do circuito é constituído de um filtro passa-baixa passivo, que atenua a componente $2f_{mod}$ do sinal de erro, ainda remanescente do processo de demodulação, e de um amplificador de ganho fixo.

Após o estágio de entrada, um integrador de ganho variável com um interruptor nos permite ligar e desligar o circuito de travamento. O sinal de saída desse estágio fornece a correção de corrente do laser de diodo. Na saída, um circuito somador nos permite adicionar o sinal de modulação de corrente.

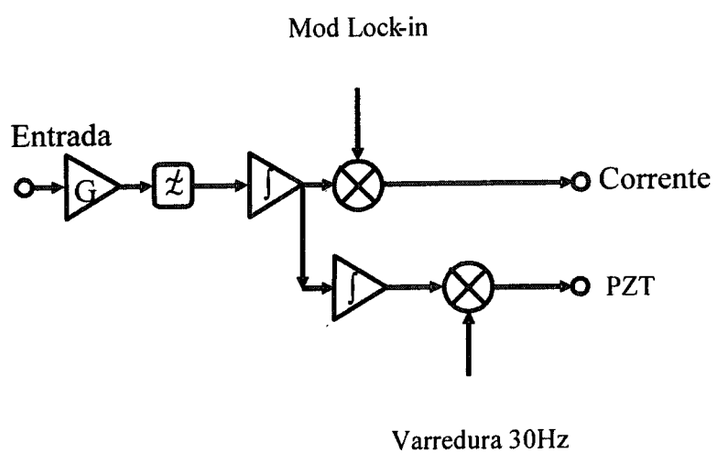


Figura 8.17 *- Diagrama de blocos do controlador utilizado para o travamento do laser de diodo.*

O sinal de correção de corrente é integrado novamente para gerar o sinal de correção para PZT. O sinal pode ser invertido, de modo a adequar o

circuito a diferentes montagens. O segundo integrador, a exemplo do primeiro, também possui uma chave para colocá-lo em operação. Na saída, ao sinal de correção é adicionado o sinal de varredura de baixa freqüência.

A regulagem de ganho do controlador pode ser feita com a utilização de um analisador de sinais (*Fast Fourier Transform* – FFT – HP3561A), que nos permita visualizar o espectro do sinal de erro. A figura 8.18 mostra alguns espectros, a medida em que aumentamos os ganhos dos integradores do controlador.

Com base na figura 8.18 podemos ver a largura de banda de controle (~5 KHz), limitada principalmente pelo filtro passa-baixa e pelo integrador do circuito de travamento.

Nossos sistemas de laser de diodo, implementados em cavidade estendida, permitem obter um sinal travado em freqüência por um período ininterrupto de vários dias, desde que não ocorram grandes perturbações mecânicas ou de interferência eletromagnética no ambiente. Tais perturbações de amplitude mais elevada geram um sinal de correção relativamente alto, proporcionando um sinal de corrente, por exemplo, que cause um salto de modo no sistema.

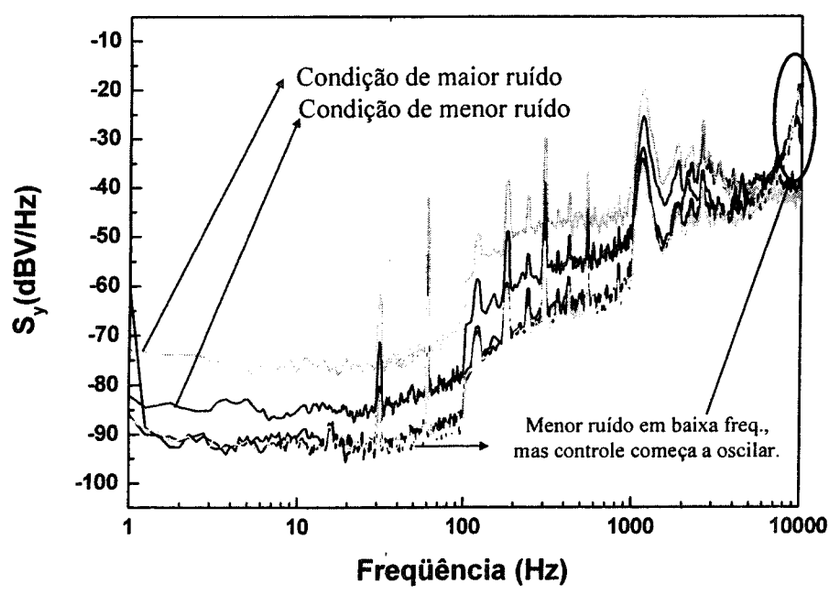


Figura 8.18 *– Espectros do sinal de erro para ajustes diferentes de ganho do controlador.*

Com o objetivo de minimizar algumas dessas possíveis variações implementamos a sala do laboratório, conforme já descrito anteriormente, e trocamos a iluminação para lâmpadas incandescentes, evitando os picos de interferência causados pelos dispositivos de partida de luminárias fluorescentes.

Um pequeno circuito foi adicionado ao circuito de travamento de modo a facilitar a varredura de freqüência do laser de aprisionamento durante o ciclo de funcionamento do padrão. Trata-se apenas de dois circuitos somadores, que geram sinais a serem somados à modulação de corrente e PZT, minimizando a necessidade de atuação do sinal de erro quando a freqüência do laser mestre é ajustada pelo modulador acusto-óptico. O mesmo sinal analógico que controla o modulador age no circuito de travamento. Esse circuito adicional é representado na parte inferior do esquema elétrico do controlador no apêndice 2.

Para obter uma estimativa na estabilidade do laser de diodo mestre, podemos tomar o como referência o sinal de erro na saída do demodulador síncrono. Considerando a variação total como sendo a largura e linha natural do ^{133}Cs (5,6 MHz), podemos estabelecer uma relação entre o nível de tensão lido no analisador de espectro e a variação na freqüência do laser para cada uma das componentes de freqüência do sinal de erro.

Sistemas de Referência de Absorção Saturada

Os sistemas de referência utilizados para travar a freqüência dos lasers de diodo são implementados utilizando a técnica de absorção saturada [56] em célula de vapor de Cs. O esquema de implementação desse sistema é mostrado na figura 8.19.

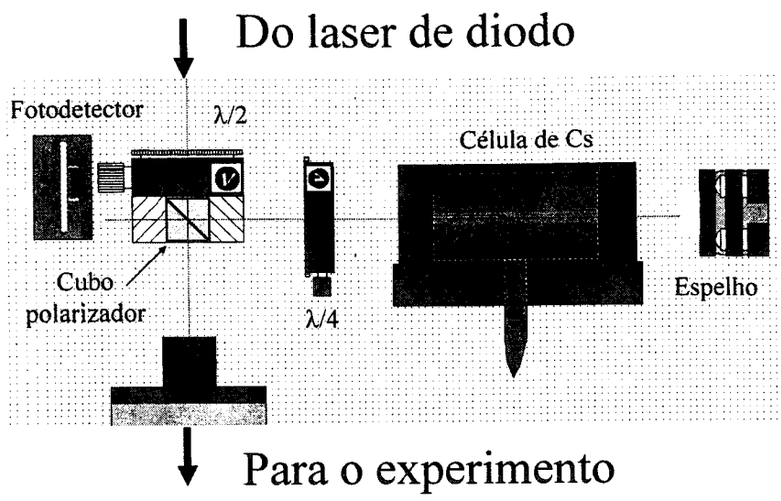


Figura 8.19 *– Esquema de montagem óptica do sistema de referência de absorção saturada.*

Modulando o sinal de alta-tensão que controla a posição da rede de difração, pode-se visualizar o perfil Doppler inteiro, permitindo verificar melhor a linha certa para o travamento. O sinal característico obtido com a modulação do sinal de alta-tensão é visto na figura 8.20.

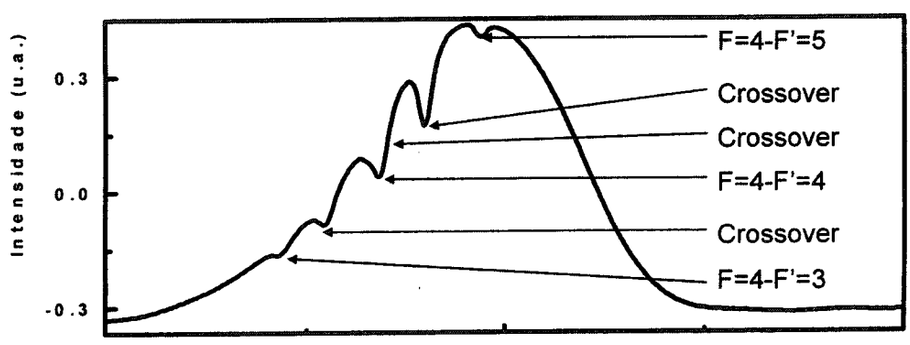


Figura 8.20 *– Perfil Doppler para a transição* $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ *do* ^{133}Cs *obtido a partir do sistema de referência.*

Como utilizamos um demodulador síncrono para travar o laser, não há necessidade de subtrair o envoltório Doppler do sinal do fotodetector. A lâmina de quarto de onda entre o cubo e a célula permite que o vapor seja atravessado por luz circularmente polarizada. Além disso, ao passar pela

segunda vez pela lâmina, a polarização da luz gira de 90° com relação à luz proveniente do cubo, maximizando sua passagem através do mesmo.

O fotodetector, montado utilizando componentes SMD, é um modelo Infineon-Osram BPW34FA, com sensibilidade de 90 % para 850 nm e de menos de 1 % para 700 nm, mostrando uma ótima rejeição para interferência de luz ambiente. O amplificador é um estágio simples de amplificador operacional (OP07 Analog Devices) em configuração inversora. O ganho do amplificador é $G = 10^5$, considerando a sensibilidade do detector como 0,65 A/W, temos um sinal de 1 V para uma potência de laser em 15 uW, o que otimiza bastante a necessidade de remoção de potência do laser para o sistema. Apesar disso, as células de absorção utilizadas são de 5 cm de comprimento. Se a potência do feixe for muito baixa a luz é totalmente absorvida na dupla passagem pela cavidade, quando a freqüência corresponde a uma linha atômica. Mesmo assim conseguimos operar com uma potência para o sistema de referência da ordem de 1 mW. A largura de banda para o circuito do fotodetector foi medida em 300 KHz, mais que suficiente para a utilização com o nosso sinal de modulação em 100 KHz. A figura 8.21 mostra em detalhe o sistema de referência para o laser de diodo mestre, montado com um modulador acusto-óptico.

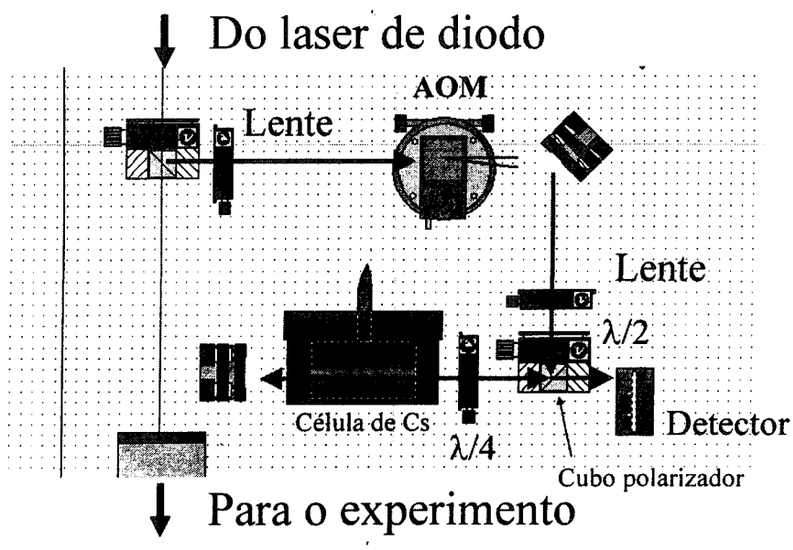


Figura 8.21 *– Sistema de referência do laser de diodo mestre.*

SISTEMA DE DETECÇÃO

Para o sistema de detecção temos uma montagem óptica conforme o esquema da figura 8.22. O sistema óptico de detecção fica na parte de baixo da câmara de vácuo, rigidamente acoplado à estrutura. Logo abaixo da câmara de aprisionamento foi colocado um cilindro de grafite, tendo em vista minimizar o vapor de fundo na região de detecção.

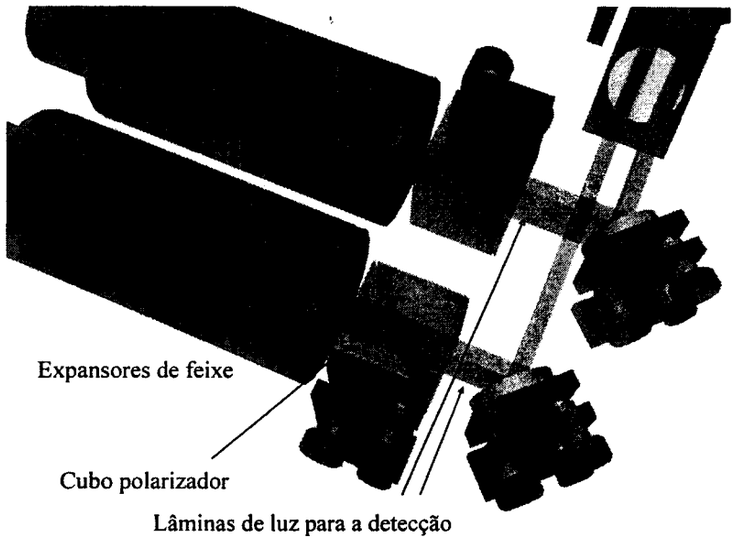


Figura 8.22 *– Esquema do sistema óptico de detecção*

A finalidade do sistema de detecção é a de gerar um conjunto de feixes conforme o desenho da figura 8.23. Isso fará com que, no futuro, seja possível melhorar a relação S/R da resposta do padrão.

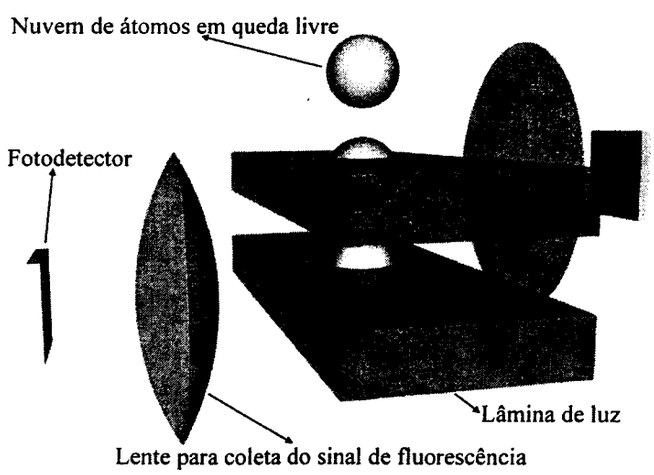


Figura 8.23 *– Esquema do conjunto de feixes do sistema de detecção*

Os átomos do padrão são aprisionados no estado $|6S_{1/2}(F=4)\rangle$. Ao final de toda a implementação do sistema, os átomos lançados nesse estado passam por uma fase de preparação, sendo bombeados para o estado $|6S_{1/2}(F=3)\rangle$. Após a dupla passagem pela cavidade de interrogação, os átomos caem até a zona de detecção, onde cruzam os feixes do sistema.

O primeiro deles, sintonizado na transição de $|6S_{1/2}(F=4)\rangle \rightarrow |6P_{3/2}(F'=5)\rangle$, permite a detecção, por fluorescência, dos átomos em $|6S_{1/2}(F=4)\rangle$. Logo abaixo, uma parte desse mesmo feixe não é retrorefletida, fazendo com que os átomos nesse estado sejam removidos da nuvem. O feixe a seguir, é uma composição de um feixe de rebombeio, para bombear os átomos remanescentes em $|6S_{1/2}(F=3)\rangle$, que não sofreram a transição "relógio" na passagem pela cavidade. Esses átomos, bombeados para $|6S_{1/2}(F=4)\rangle$ interagem então com o feixe sobreposto ao de rebombeio, sendo detectados pelo outro detector.

Na detecção temos, para a coleta do sinal de fluorescência, uma lente de 25,4 mm de diâmetro e distância focal de 20 mm. O fotodetector é um modelo Hamamatsu Si337-1010BR, com resposta de $0{,}508\,A/W$, o sinal de saída do detetor é aplicado a um amplificador de transimpedância, com ganho $G=10^8\,V/A$. A amplificação é feita em um único estágio, com a utilização de um amplificador operacional OPA637 (Texas Instruments – Burr-Brown). O ruído de tensão medido para o amplificador é de -100 dBV e à largura de banda medida é de 5 KHz, mais que suficiente para a detecção da nuvem de átomos que cruza o feixe de detecção num tempo <10ms.

O sinal obtido a partir da razão $P=\dfrac{N_{|F=4\rangle}}{N_{|F=4\rangle}+N_{|F=3\rangle}}$, onde cada N é diretamente proporcional ao sinal medido na detecção, permite obter a probabilidade de transição entre os dois níveis do estado fundamental. Um sinal típico obtido, por exemplo, pelo simples desligamento dos feixes de aprisionamento, é mostrado na figura 8.24.

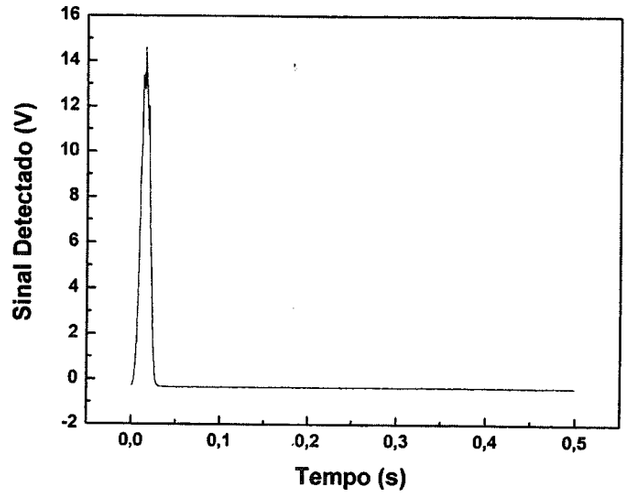


Figura 8.24 *– Sinal de tempo de vôo da nuvem de átomos aprisionados na condição em que os feixes são desligados, sem lançamento*

Capítulo 9

Primeiros Resultados

Como primeiros resultados observados, são apresentados aqui os sinais característicos de tempo de vôo, relativos ao lançamento da nuvem de átomos aprisionados. Algumas caracterizações foram realizadas, de modo a estimar a temperatura dos átomos e as direções a serem tomadas para dar continuidade ao padrão. Os primeiros sinais, como será visto adiante, tiveram como objetivo principal otimizar o ciclo de funcionamento, permitindo estabelecer condições mínimas de operação.

Armadilha Magneto-Óptica

As tentativas iniciais de obtenção de átomos aprisionados foram realizadas com a utilização de uma armadilha magneto-óptica. As bobinas de campo de aprisionamento foram construídas de modo a gerar um gradiente de campo magnético até $20G/cm$ ($\sim 25A$), na direção do eixo das bobinas. A corrente tão elevada é necessária por causa da disposição das bobinas, que não estão em configuração de Anti-Helmotz, graças ao diâmetro da câmara de vácuo na região de aprisionamento.

As bobinas são posicionadas de modo que seu eixo não corresponde a nenhum dos eixos de laser de aprisionamento. A configuração 111 dos lasers de aprisionamento faz com que o arranjo de polarização dos feixes seja a mesma, pois o gradiente de campo magnético levanta a degenerescência dos sub-níveis Zeeman da mesma forma para cada uma das direções, devido ao sentido de orientação das linhas de campo magnético. Os colimadores são montados de modo a comportar as lâminas de quarto de onda, necessárias para gerar a luz circularmente polarizada para o aprisionamento magneto-óptico.

A primeira das dificuldades observadas no aprisionamento magnético, como já foi exposto, foi devida à alta corrente necessária para gerar o campo magnético. Foi então implementado um circuito simples de chaveamento da corrente, com a utilização de um MOSFET de potência. O circuito permite desligar a corrente das bobinas de aprisionamento em um intervalo de tempo abaixo de $1ms$. O controle do campo magnético é feito através de um sinal TTL enviado pelo computador, em sincronismo com outras fases da seqüência temporal.

Outro problema na utilização do aprisionamento magnético é o alinhamento entre o campo e o centro dos feixes de aprisionamento. O campo é ligado na fase de carga da amostra de átomos, sendo logo depois desligado e os átomos mantidos por um melaço óptico, para as fases de lançamento e resfriamento sub-Doppler. A dificuldade apresentada esteve relacionada, principalmente, à falta de liberdade no arranjo das bobinas. A perda elevada de átomos na transferência entre a armadilha magneto-óptica e o melaço óptico, levou-nos a trabalhar diretamente com esse último, conforme exposto a seguir. Uma imagem dos átomos aprisionados em armadilha magneto-óptica é mostrada na figura 9.1. Uma medida de

fluorescência mostrou que o número de átomos conseguido com essa configuração foi de 10^8.

Figura 9.1 *– Foto dos átomos aprisionados na configuração de armadilha magneto-óptica.*

Utilizando uma configuração de preparação de amostra atômica com um melaço óptico, a configuração dos feixes de aprisionamento foi trocada de modo a ter polarização linear. O tempo de carga um pouco maior que o da configuração anterior influencia diretamente numa degradação da estabilidade do padrão, mas a intenção de prosseguir nessa direção é a de testar o máximo possível do sistema para, a partir daí, passar a otimizá-lo. O gráfico do tempo de carga obtido para o melaço óptico é mostrado na figura 9.2. Essa caracterização permitiu que fosse estabelecida a duração mínima da fase de carga que não comprometesse o sinal observado.

Com essa configuração, passamos a otimizar os passos da seqüência temporal, de modo a maximizar o sinal observado de tempo de vôo na região de detecção. Esse procedimento teve como objetivo principal maximizar a quantidade de átomos aprisionados, além de proporcionar um alinhamento mínimo entre a posição inicial da nuvem e a região de detecção.

Na etapa seguinte o sinal de tempo de vôo para os átomos lançados passou a ser observado. A figura 9.3 mostra o resultado das medidas de tempo de vôo para cada valor de deslocamento de freqüência dos VCO's de lançamento.

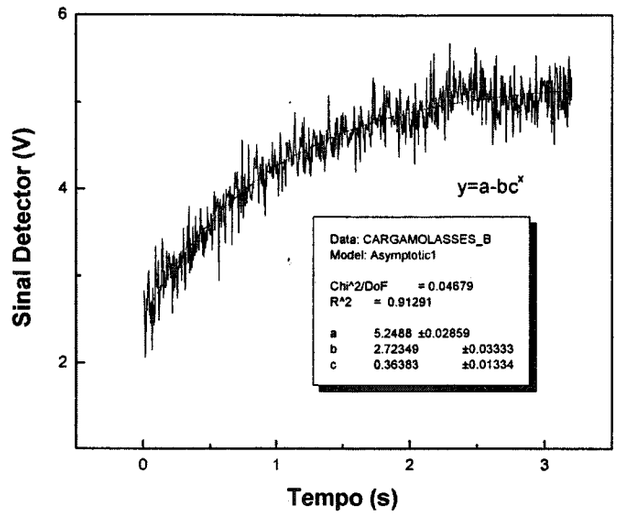


Figura 9.2 *– Medida de tempo de carga do melaço óptico.*

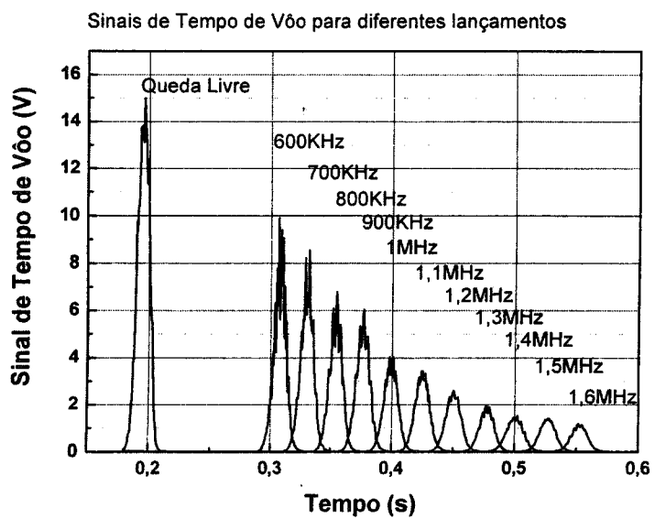


Figura 9.3 *– Sinais de tempo de vôo para valores diferentes das freqüências de lançamento*

Com base nos sinais observados para cada uma das freqüências de lançamento, pudemos observar a diferença entre a velocidade inicial dada pela freqüência e a velocidade real, obtida a partir do tempo de vôo da nuvem de átomos aprisionados. A altura real obtida do valor de tempo medido, independentemente da velocidade inicial, é dada por

$$h = \frac{gt_c^2}{8} - 0{,}095 + \frac{0{,}018}{gt_c^2} \qquad (9.1)$$

com

$g = 9{,}81 m/s^2$;

t_c o tempo total do ciclo, medido a partir do sinal de disparo de lançamento;

Para a expressão obtida, foi considerada de $19cm$ a distância entre o melaço óptico inicial e o feixe de detecção. A figura 9.4 mostra a diferença entre a velocidade calculada com base na freqüência de lançamento e a obtida com os sinais medidos. A discrepância é atribuída, principalmente, ao tempo de arrasto do melaço em movimento, feito conjuntamente ao resfriamento *sub-Doppler*. Tais medidas permitem que a altura de lançamento da nuvem seja obtida com mais precisão.

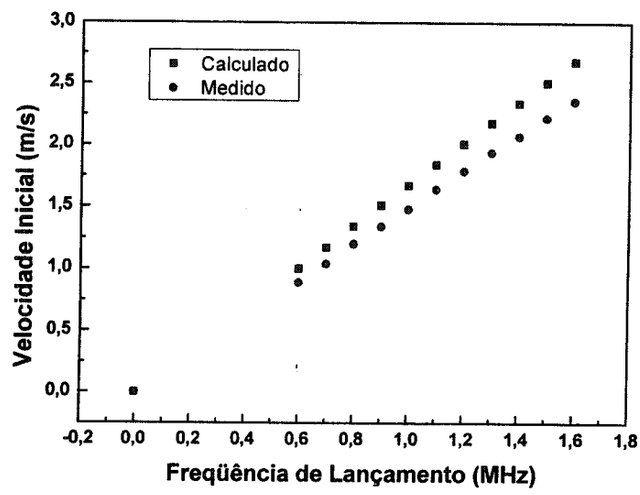


Figura 9.4 *– Velocidades iniciais obtidas com o valor de freqüência de lançamento e com o tempo de vôo dos átomos.*

Outra característica obtida dos sinais de tempo de vôo é o número de átomos observados na região de detecção. Para isso deve-se levar em conta alguns fatores que determinam o nível de sinal medido pelo sistema de aquisição de dados.

Com relação à detecção, o ganho relacionado à coleta é dado pelo rendimento de conversão do fotodetector, de $0{,}508 A/W$ (Hamamatsu), pelo ganho do amplificador ($G = 10^8 V/A$) e pela eficiência de coleta, dada pelo

ângulo sólido da geometria de detecção. Para esse último, a disposição dos componentes ópticos é o determinante do percentual de luz de fluorescência que é detectado.

No caso da disposição utilizada na região de detecção, a distância da lente de $2{,}54\,cm$ de raio é de $7\,cm$ com relação à região de interação dos átomos com o feixe de detecção, mas o fator determinante da eficiência de coleta é o diâmetro interno da janela da câmara, fazendo então com que as dimensões a serem tomadas para a determinação do ângulo sólido sejam $1{,}9\,cm$ de raio interno da janela e $6\,cm$ de distância entre esse ponto e a região de interação. Com base nessas dimensões o ângulo a ser considerado para a abertura numérica do ângulo sólido é de $\theta \cong 17{,}6^0$ ou $\theta \cong 307\,mrad$. O ângulo sólido de detecção é dado por

$$d\Omega = 2\pi(1-\cos\theta), \tag{9.2}$$

donde é obtida a fração detectada de

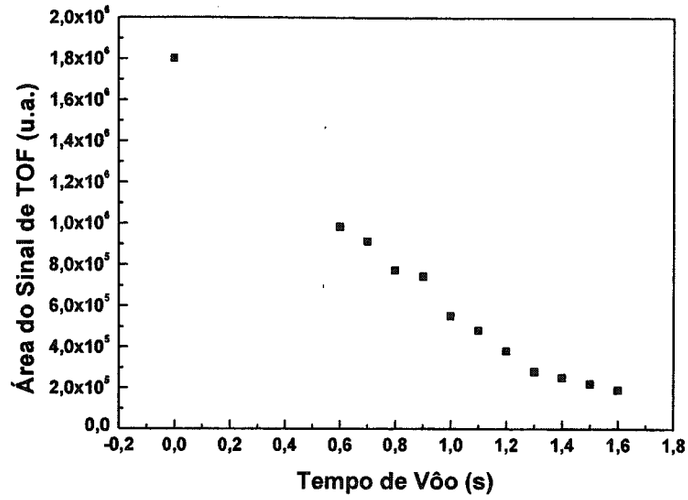
$$\frac{d\Omega}{4\pi} \cong 3{,}25\%. \tag{9.3}$$

Tomando então o ângulo sólido de detecção e considerando a interação dos átomos com o campo de luz circularmente polarizada do laser utilizado, é possível calcular o número de átomos que passa pela região de detecção. Para ter uma idéia da variação desse número com o lançamento, foi tomada a área dos sinais de tempo de vôo, sendo feita apenas uma correção para o eixo temporal, considerando que cada um dos sinais é obtido em uma condição de velocidade da nuvem de átomos.

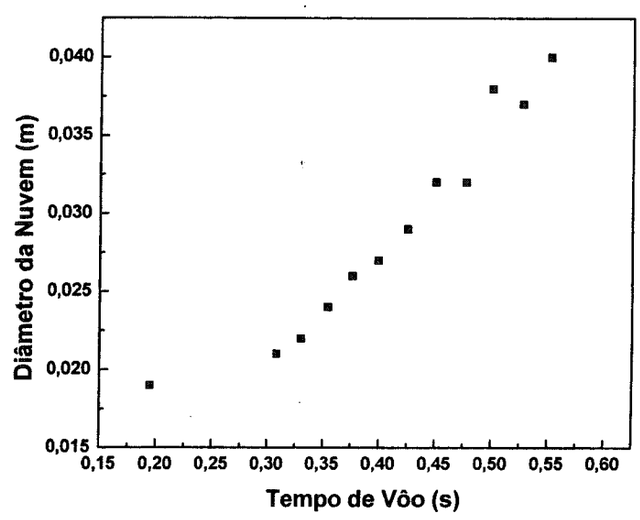
O gráfico da figura 9.5(a) mostra a variação relativa da área do sinal de tempo de vôo com diferentes condições de lançamento. Na figura 9.5(b) o gráfico de largura à meia altura do sinal de tempo de vôo permite observar o comportamento do diâmetro da nuvem atômica com a altura de lançamento.

Para a nuvem em expansão, o raio (r_m) depende da condição de raio inicial (r_i) e da velocidade média de expansão dos átomos (v_{rms}), correspondendo ao termo de expansão. A relação é dada por

$$r_m^2 = r_i^2 + v_{rms}^2 t_v^2 \tag{9.4}$$



(a)



(b)

Figura 9.5 *– (a) Área relativa da nuvem detectada para diferentes condições de lançamento; (b) Variação do diâmetro da nuvem atômica com o lançamento.*

Essa expressão acaba por não se ajustar bem aos pontos medidos, pois o diâmetro da nuvem desde os primeiros lançamentos já é maior que a largura do feixe de detecção. A redução do diâmetro inicial, bem como a otimização das condições de lançamento, são alguns dos fatores a serem

considerados nos próximos passos do experimento, como será discutido adiante.

Para uma estimativa inicial, consideramos o comportamento em queda livre dos átomos. Assumindo uma expansão linear dos átomos da nuvem e admitindo, numa aproximação grosseira, a condição inicial como sendo pontual, a largura do sinal detectado de tempo de vôo na região de detecção, após a correção da velocidade média da nuvem, é dada por

$$\Delta t = \frac{2\bar{v}}{g} \qquad (9.5)$$

onde $\bar{v}$ é a velocidade de expansão da nuvem e g a aceleração da gravidade. Com isso estima-se $\bar{v} < 1{,}2 cm/s$. A temperatura dos átomos aprisionados é então obtida $T < 3\mu K$.

Dos pontos obtidos com a variação das condições de lançamento, também é possível estimar uma velocidade de expansão como $\bar{v} \cong 1{,}75 cm/s$ e $T \cong 6{,}5\mu K$. Embora essa estimativa seja pobre, ela permite observar que há um aquecimento considerável dos átomos na condição de lançamento e indica a necessidade de otimização no resfriamento sub-Doppler pós-lançamento.

Com relação ao alinhamento da cavidade de microondas, conforme já exposto, verificamos o deslocamento desta última com relação ao eixo vertical de lançamento, possivelmente devido a perturbações mecânicas ou térmicas.

Tendo em vista corrigir o problema criado pelo deslocamento da cavidade de microondas, optou-se por abrir o sistema de vácuo na fase final do trabalho, pois não era possível obter sinais de tempo de vôo quando o impulso inicial era suficiente para que os átomos passassem pela cavidade. Nesse último procedimento também foi modificada a torre de vôo livre, por outra de altura menor e de aço inoxidável, ao invés de alumínio. Apesar desse procedimento apresentar variações que possam comprometer bastante a performance final do padrão, a intenção é a de conseguir verificar um ciclo completo de funcionamento do padrão, de modo a rastrear possíveis falhas ainda não vistas como, por exemplo, no sistema de microondas.

Com essa última alteração pudemos verificar que, apesar de a cavidade de microondas estar bastante próxima, além de bem alinhada com

o eixo vertical de lançamento, o sinal observado cai abruptamente para lançamentos capazes de atingi-la ou mesmo atravessá-la. Nossas últimas observações foram de que o diâmetro da nuvem de átomos é da ordem do diâmetro dos feixes de aprisionamento ($\sim 2{,}5\,cm$). Quando comparado com o diâmetro de $1\,cm$ dos guias de corte de entrada e saída de átomos da cavidade, pode-se deduzir porque o sinal é tão reduzido, em relação ao sinal de queda livre, ou mesmo de lançamentos menores.

IFSC SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

Capítulo 10

Conclusão e Próximos Passos

Como é visível no trabalho apresentado aqui, não tratamos especificamente da implementação de um experimento, ou mesmo de sua utilização. Lidamos com o desenvolvimento de um laboratório de padrões primários de tempo e freqüência. O sistema implementado de caracterização tem em vista sua utilização para a comparação de outros padrões, mesmo que secundários.

A avaliação necessária ao nível de estabilidade aqui exposta requer um número considerável de equipamentos de alto custo. Deve-se levar também em conta a região em que esse tipo de pesquisa está, entre laboratório de calibração e pesquisa aplicada, mas utilizando ferramentas desenvolvidas em pesquisa básica. Isso apenas encarece as nossas necessidades, pois são utilizados equipamentos de ambas as linhas de pesquisa.

Com relação ao sistema de avaliação, temos ainda a intenção de adquirir um *MASER* de Hidrogênio, para ser utilizado como oscilador local de interrogação dos átomos, proporcionando uma referência de ótimo nível de estabilidade (10^{-13}) para o travamento da cadeia de síntese de microondas.

Ainda com relação ao sistema de avaliação, os trabalhos com o sistema de transferência de tempo apenas tiveram início. Nossa intenção é de utilizar os padrões desenvolvidos, bem como outros padrões comerciais e o *MASER* de Hidrogênio, para contribuir com a determinação da coordenada de Tempo Atômico Internacional (TAI). Essa base de tempo toma como referência à contribuição ponderada de vários padrões espalhados pelo mundo. O Brasil atualmente contribui apenas com o sinal obtido no Observatório Nacional, no Rio de Janeiro.

A capacidade de contribuição para a coordenada de tempo traz também uma outra possibilidade, que é a de calibrações de sistemas de tempo e freqüência. Os passos para isso também não são triviais, mas a emergência de necessidades de calibração desse tipo é que nos dá motivação. Para tanto precisamos adquirir características de metodologia e rastreabilidade, por exemplo, para preencher requisitos necessários à qualidade de tais processos.

Com relação aos padrões primários propriamente ditos, também iniciamos o desenvolvimento de um padrão baseado em átomos frios, mas utilizando o método de Ramsey através da aplicação de dois pulsos de microondas separados temporalmente, imediatamente após o desligamento dos feixes de aprisionamento.

Com relação ao padrão de feixe térmico de ^{133}Cs [11], implementamos algumas melhorias, principalmente no que diz respeito à otimização da relação sinal-ruído do sinal de transição atômica. Conforme visto no capítulo do sistema de avaliação, a implementação de um outro método de análise também permitiu rastrear melhor os limitantes de estabilidade desse padrão, com relação ao tempo de ciclo e qualidade de sinal.

No que concerne ao padrão de átomos frios, a continuidade de sua implementação ainda tem um longo caminho a percorrer. Isso diz respeito à reparação de alguns problemas detectados, como a própria câmara de

aprisionamento, bem como à implementação de partes ainda não estabelecidas.

Nossos próximos passos têm em vista diminuir o diâmetro da nuvem de átomos aprisionados, de modo a otimizar a passagem dos mesmos através da cavidade de interrogação. Seguindo o objetivo de testar o máximo possível o ciclo completo de funcionamento, devemos implementar novamente um sistema baseado em armadilha magneto-óptica, para reduzir o diâmetro da nuvem. Apesar disso gerar o problema de alinhamento entre o centro do MOT e do melaço, nossa intenção é de não operar o primeiro em condições de gradiente de campo magnético tão elevado.

Além disso, o aprisionamento dos átomos é feito de modo que os átomos são lançados no estado $|F=4\rangle$. A transição é feita com a finalidade de transferir os átomos para o estado $|F=3\rangle$. O problema que se coloca é que essa última tem uma eficiência muito menor, dificultando bastante a detecção por fluorescência. Tentativas anteriores de verificar uma diminuição do número de átomos no estado inicial não mostraram sucesso, pois a sensibilidade a flutuações no número de átomos inicialmente aprisionados é muito grande.

Para tentar resolver esse problema passaremos a utilizar um feixe de bombeio, logo acima da região de aprisionamento, de modo que, logo após o lançamento, os átomos da nuvem sejam transferidos para o nível $|F=3\rangle$. Com isso a detecção será realizada no estado $|F=4\rangle$.

Outro ponto ainda a ser implementado diz respeito ao sistema de detecção. Até agora utilizamos apenas um feixe nessa região, sintonizado na transição a ser observada. Com a determinação da transição em $|F=4\rangle \rightarrow |F'=5\rangle$, passaremos a utilizar dois feixes no sistema. O segundo feixe será composto de um laser sintonizado na transição já citada e de um laser de rebombeio, de modo que seja possível detectar todos os átomos da nuvem. A obtenção do sinal final será feita com uma comparação entre os dois sinais obtidos, de modo a tornar a detecção menos sensível a variações no número de átomos.

Outras partes do sistema ainda estão por serem montadas. Apesar do sistema de compensação de campo magnético externo já ter sido

montado, ele está operando em uma condição de laço aberto, sem controle de realimentação contra possíveis variações temporais do campo externo. Outro ponto a ser observado é o retorno da torre original de alumínio, para diminuir deslocamentos de freqüência ocasionados por campos magnéticos espúrios na região de interrogação.

Com a otimização da relação sinal-ruído da franja de Ramsey também é natural que passemos à caracterização de deslocamentos de freqüência do padrão. Isso deve ser realizado de modo que possamos utilizar o mesmo como um sistema de referência absoluta de freqüência, tendo em vista o fornecimento de um sinal de freqüência preciso a ser utilizado em outros experimentos.

Referências

[1] - J. Jespersen e J. Fitz-Randolph, "From Sundials to Atomic Clocks", 175p, Dover Pub., 1982.

[2] - NBS Technical News Bulletin – p.209, dezembro de 1964.

[3] - 13ª Conférence Générale des Poids et Mesures 1967-1968, "Résolution 1; CR, 103", Metrologia, Vol 4, p.43, 1968.

[4] - P. A. M. Dirac, Nature (London) 139, p.323, 1937.

[5] - J. P. Uzan, Rev. Mod. Phys., Vol 75, abril de 2003.

[6] - J. Levine, Rep. Prog. Phys.,Vol 65, p. 1119, 2002.

[7] - J. Vanier, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", p. 397, IOS Press, Amsterdam 2001.

[8] - R. F. Drullinger, T. Üdem, S. A. Diddams, K. R. Vogel, C. W. Oates, E. A. Curtis, W. D. Lee, W. M. Itano, L. Hollberg e J. C. Bergquist, IEEE Int. Freq. Contr. Symp, p. 69, 2001.

[9] - A. Clairon, B. Dahmani, A. Filimon e J. Rutman, IEEE Trans. Instrum. Meas., Vol 34, p. 265, 1985.

[10] - L. Holberg et al., IEEE J. Quant. Electron., Vol. 37, No. 12, p.1502, dezembro de 2001.
S. A. Diddams et al., Phys. Rev. Lett., Vol 84, No 22, p.5105 maio de 2000.
T. Udem, R. Holzwarth e T. W. Hänsch, NATURE, Vol 416, p.233, março de 2002.

[11] - F. Teles, D. V. Magalhães, M. S. Santos, G. D. Rovera e V. S. Bagnato, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr., Vol. 47, No. 5, p. 1111, setembro de 2000.
F. Teles, D. V. Magalhães, M. S. Santos, A. Bebeachibuli e V. S. Bagnato, Metrologia, 39, p. 135, 2002.

[12] - T. Hänsch, A. Schawlow, Opt. Commun., 13, p. 68, 1975.
E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu e D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett., Vol. 59, No. 23, p. 2631, 7 de dezembro de 1987.
S. Chu, L Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable e A. Ashkin, Phys. Rev. Lett., Vol. 55, No. 1, p. 48, 1° de julho de 1985.
S. Chu, Rev. Mod. Phys., Vol. 70, No. 3, p. 685, Julho de 1998.
W. D. Phillips, Ver. Mod. Phys., Vol. 70, No. 3, p. 721, Julho de 1998.
H. J. Metcalf e P. van der Straten, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 20, No. 5, p. 887, maio de 2003.

[13] - C. N. Cohen-Tannoudji e W. D. Phillips, Physics Today, p. 33, outubro de 1990.

P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Roulston, C. E. Tanner, R. N. Watts e C. I. Westbrook, J. Opt. Soc. Am. B, Vol. 6, No. 11,p. 2084, novembro de 1989.
C. N. Cohen-Tanoudji, Rev. Mod. Phys., Vol. 70, No. 3, p. 707, julho de 1998.

14 - P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. L. Gould e H. J. Metcalf, Phys. Rev. Lett., Vol. 61, N. 2, p. 169, 11 de julho de 1988.

15 - J. R. Zacharias, Phys. Rev. 94, 751T, 1954.

16 - N. F. Ramsey, Phys. Rev., Vol 78, No 6, p.695, junho de 1950.
N. F. Ramsey, Rev. Mod. Phys., Vol. 62, No. 3, p. 541, julho de 1990.

17 - J. Vanier e C. Audoin, "*The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*", Vol. I e II, Bristol and Philadelphia, Adam Hilger, 1989.

18 - N. F. Ramsey, Phys. Rev., 76, p. 996, 1949.

19 - I. I. Rabi, J. R. Zacharias, S. Millman e P. Kusch, Phys. Ver. 53, p. 318, 1938.

20 - A. Yariv, "*Quantum Electronics*", IE-Wiley, 1989.

21 - Y. Sortais, Tese de Doutorado, Universidade de Paris VI, dezembro de 2001.

22 - C. Audoin, M. Y. Bernard, R. Besson, J. J. Gagnepain, J. Groslambert, M. Granveaud, J. C. Neau, M. Olivier e J. Rutman, "La Mesure de la Fréquence des Oscillateurs", 348p, Masson, 1991.

23 - NIST Technical Note 1337, Editada por D. B. Sullivan, D. A. Howe, D. W. Allan e F. L. Walls, 357p, 1990.
Femtosecond Systems Inc. – Catálogo de produtos e Notas de Aplicação – 76p, 2002.
N. Kingsbury – "Spectral Properties of Random Signals" – http://cnx.rice.edu/content/m11104/2.3/.

24 - D. Allan, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr., Vol. UFFC-34, No. 6, p. 647, novembro de 1987.

25 - SR620 – Manual de Operação – Stanford Research Systems.

26 - ET6000 – Manual de Operação – Symetricom.

27 - 5071A – Manual de Operação – Agilent.

28 - D. B. Sullivan e J. Levine, Proc. IEEE, Vol. 79, No. 7, p. 906, julho de 1991.
M. A. Lombardi, L. M. Nelson, A. N. Novick e V. S. Zhang, Cal Lab pub., p. 26, ref. a julho, agosto e setembro de 2001.

[29] - G. Kamas e M. A. Lombardi, "Time and Frequency Users Manual", Publicação Especial NIST 559 (Revisão de 1990), 164p.

[30] - P. Kartaschoff, "Frequency and Time" – 260p, Academic Press, 1978.

[31] - HP5061B – Manual de Operação e Serviço – HP (Atualmente Agilent).

[32] - Stanford Research Systems – Application Note "*DDS – Direct Digital Synthesis*" – http://www.srsys.com.

[33] - Mini-Circuits – RF/IF Designer's Handbook.

[34] - W. F. Egan – "*Frequency Synthesis by Phase Lock*" – Wiley-Interscience.

[35] - C. Audoin, G. Santarelli, A. Makdissi e A. Clairon, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr., Vol. 45, No. 4, p. 877, julho de 1998.

[36] - J. A. Barnes e D. W. Allan, NIST Techincal Note 1318, 1990.

[37] - G. Santarelli, C. Audoin, A. Makdissi, P. Laurent, G. J. Dick e A. Clairon, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr., Vol. 45, No. 4, p. 877, julho de 1998.

[38] - H. Marion, F. P. dos Santos, M. Abgrall, S. Zhang, Y. Sortais, S. Bize, I. Maksimovic, D. Calonico, J. Grünert, C. Mandache, P. Lemonde, G. Santarelli, Ph. Laurent, A. Clairon e C. Salomon, Phys. Ver. Lett., Vol 90, No. 15, 150801-1, 18 de abril de 2003.

[39] - G. Santarelli, Tese de Doutorado, Universidade Pierre e Marie Curie Paris VI, julho de 1996.

[40] - R. T. Wang and G. J. Dick, p. 371;
C. R. Locke, S. Munro,M. E. Tobar, E. N. Ivanov e G. Santarelli, p. 350; Ambos em Proc. of the 2003 IEEE International Frequency Control Symposium and PDA Exhibition Jointly with the 17th European Frequency and Time Forum, Tampa, EUA.

[41] - Dados Técnicos BVA – Oscilloquartz Swiss.

[42] - G. D. Rovera, G. Santarelli e A. Clairon, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr., Vol. 43, No. 3, p. 354, maio de 1996.

[43] - Dados Técnicos VCXO – Wenzel.

[44] - Dados Técnicos DRO – Omega Technologies.

[45] - NIST Cs Synthesiser – Manual de Operação

[46] - P. Lemonde, Ph. Laurent, E. Simon, G. Santarelli, A. Clairon, C. Salomon e P. Petit, IEEE Trans. Instrum. Meas., Vol 48, No. 2, p. 512, 1999.

[47] - M. S. Santos, D. V. Magalhães, F. Teles, J. E. Laier, P. S. Varoto e V. S. Bagnato, IMAC-XVIII, Orlando, EUA, fevereiro de 2000.

[48] - 3561A Dynamic Signal Analyser – Manual de Operação – HP (Atualmente Agilent).

[49] - S. Ramo, J. R. Whinnery e T. van Duzer, "Fields and Waves in Communication Electronics", John Wiley & Sons, New York, 1965.

[50] - J. R. Reitz, F. J. Milford e R. W. Christy, "Fundamentos da Teoria Eletromagnética", Campus, 1982.

[51] - S. Bize, Tese de Doutorado, Universidade de Paris VI, outubro de 2001.

[52] - PCI6025 – Manual de Operação – National Instruments.

[53] - A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati e W. D. Phillips, Europhys. Lett., Vol. 16, No. 2, p. 165, setembro de 1991.

[54] - M. A. Kasevich, E. Riis S. Chu e R. G. de Voe, Phys. Ver. Lett., Vol. 63, No. 6, p. 612, 7 de agosto de 1989.

[55] - G. Santarelli e M. Lours comunicação privada.

[56] - M. de Labachelerie, C. Latrosse, P. Kemssu e P. Cerez, J. Phys. III France 2, p. 1557, 1992.

[57] - A. M. Tuboy, Tese de Doutorado, Instituto de Física de São Carlos – USP, 1996.

[58] - K. Ogata, "Engenharia de Controle Moderno", Prentice-Hall do Brasil, 1998.

[59] - G. D. Rovera, G. Santarelli and A. Clairon – "*Frequency Synthesis Chain for the Atomic Fountain Primary Frequency Standard*" – IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr., Vol. 43, No. 3, maio de 1996.

Apêndices

Apêndice 1

Velocidade da luz	c	$299792458 m/s$
Permeabilidade do vácuo	μ_0	$4\pi \times 10^{-7} N/A^2$
Constante de Planck	$\hbar$	$1{,}054571596(82) \times 10^{-34} J.s$
Constante de Boltzmann	κ_B	$1{,}3806503(24) \times 10^{-23} J/K$
Magnéton de Bohr	μ_B	$9{,}27400899(37) \times 10^{-24} J/T$

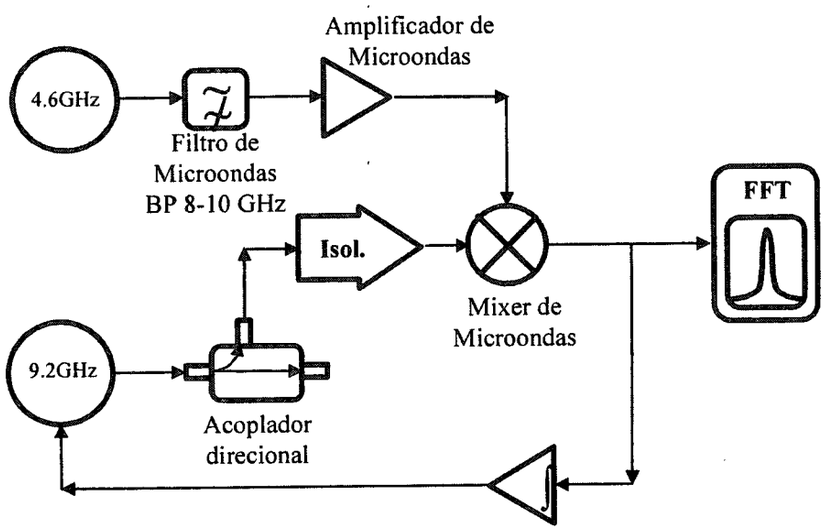
Dados ^{133}Cs

Número atômico	55
Freqüência hiperfina	9192631770Hz
Comprim. de onda linha D_2	852nm
Freqüência linha D_2	$3{,}52 \times 10^{14} Hz$
Comprim. de onda linha D_1	894nm
Largura linha D_2	5,3MHz
Intensidade de saturação linha D_2	$1{,}09 mW/cm^2$
Massa atômica	$2{,}207 \times 10^{-25} Kg$

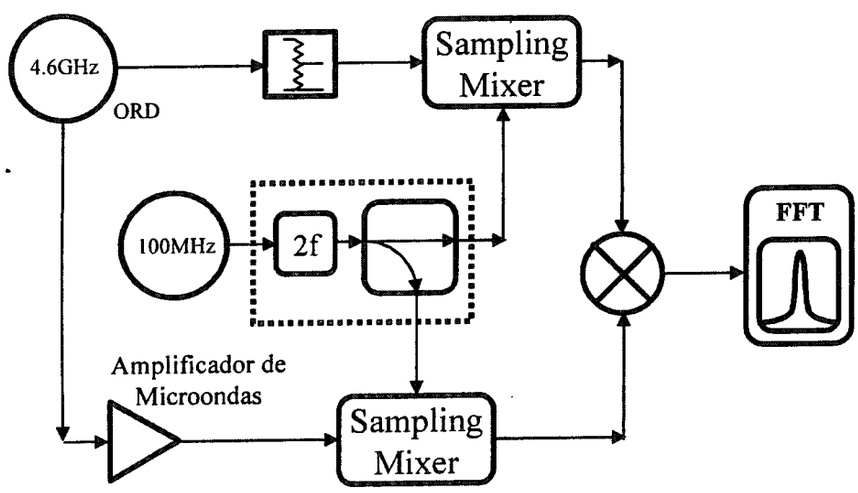
Apêndice 2

Esquemas de caracterização de ruído de fase

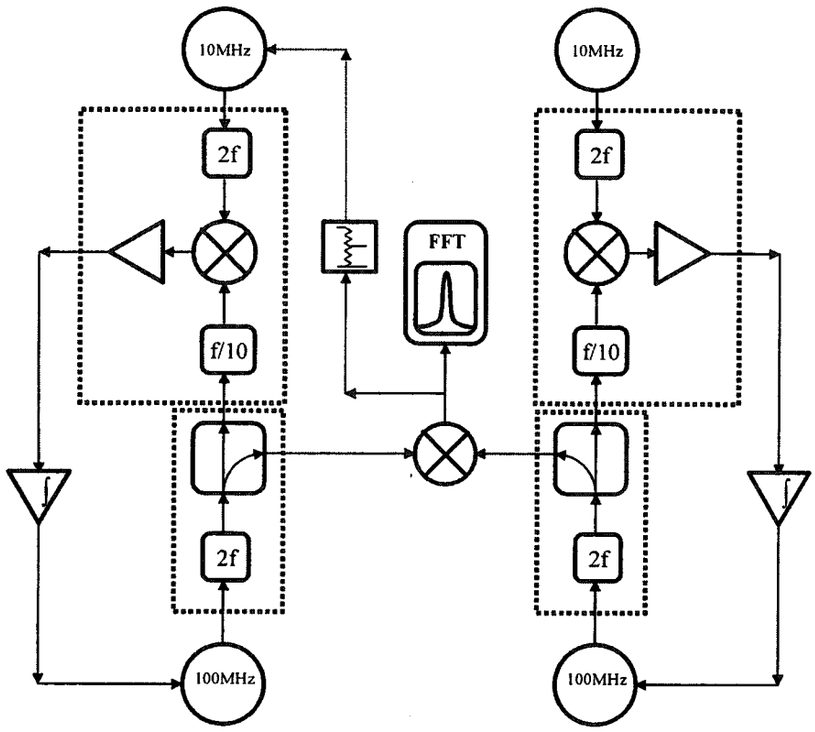
Caracterização de Ruído de Fase para as ORD's



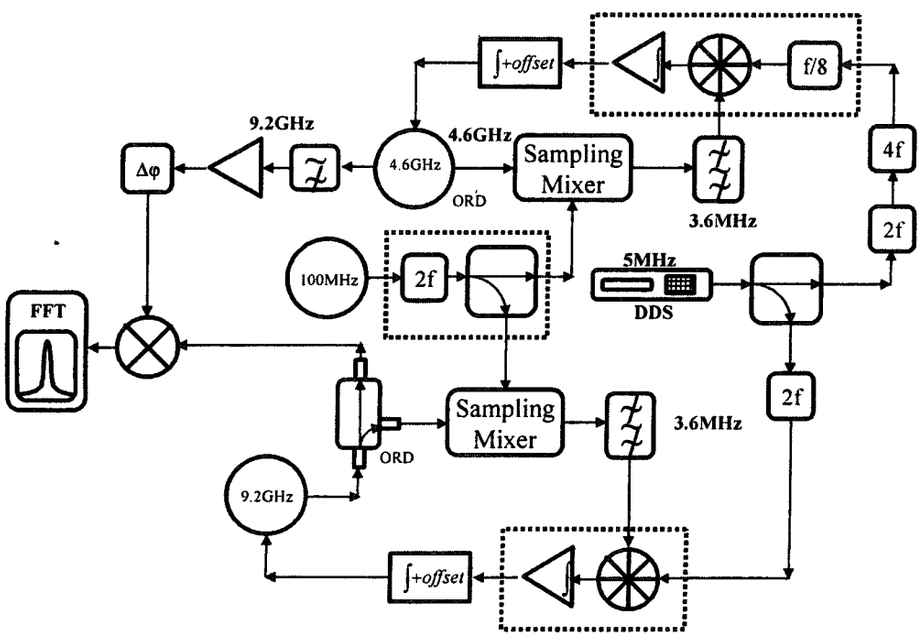
Caracterização de Ruído de Fase para os Sampling Mixers



Caracterização de Ruído de Fase para o laço de 10/100MHz



Caracterização de Ruído de fase do laço de alta freqüência



Apêndice 3

Circuitos montados para o padrão de átomos frios

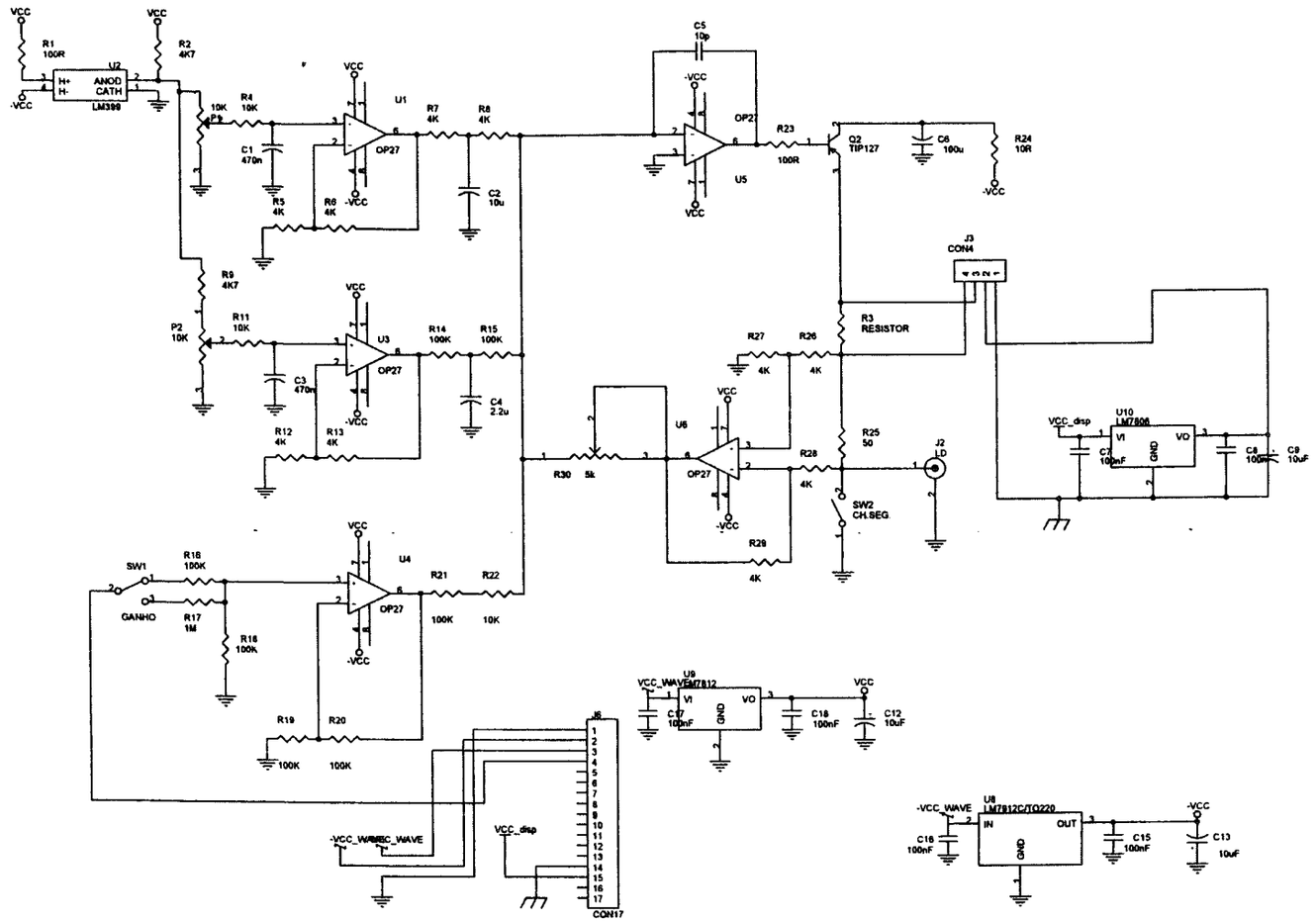
Circuitos para o controle de lasers de diodo

Fonte de corrente
Amplificador de Alta Tensão p/ PZT
Controle PID de temperatura do laser
Controle de temperatura da caixa
Circuito de lock
Amplificador lock-in
- Amplificador de entrada
- Gerador de sinais de modulação e demodulação c/ *phase shifter*
- Demodulador síncrono e filtro de saída

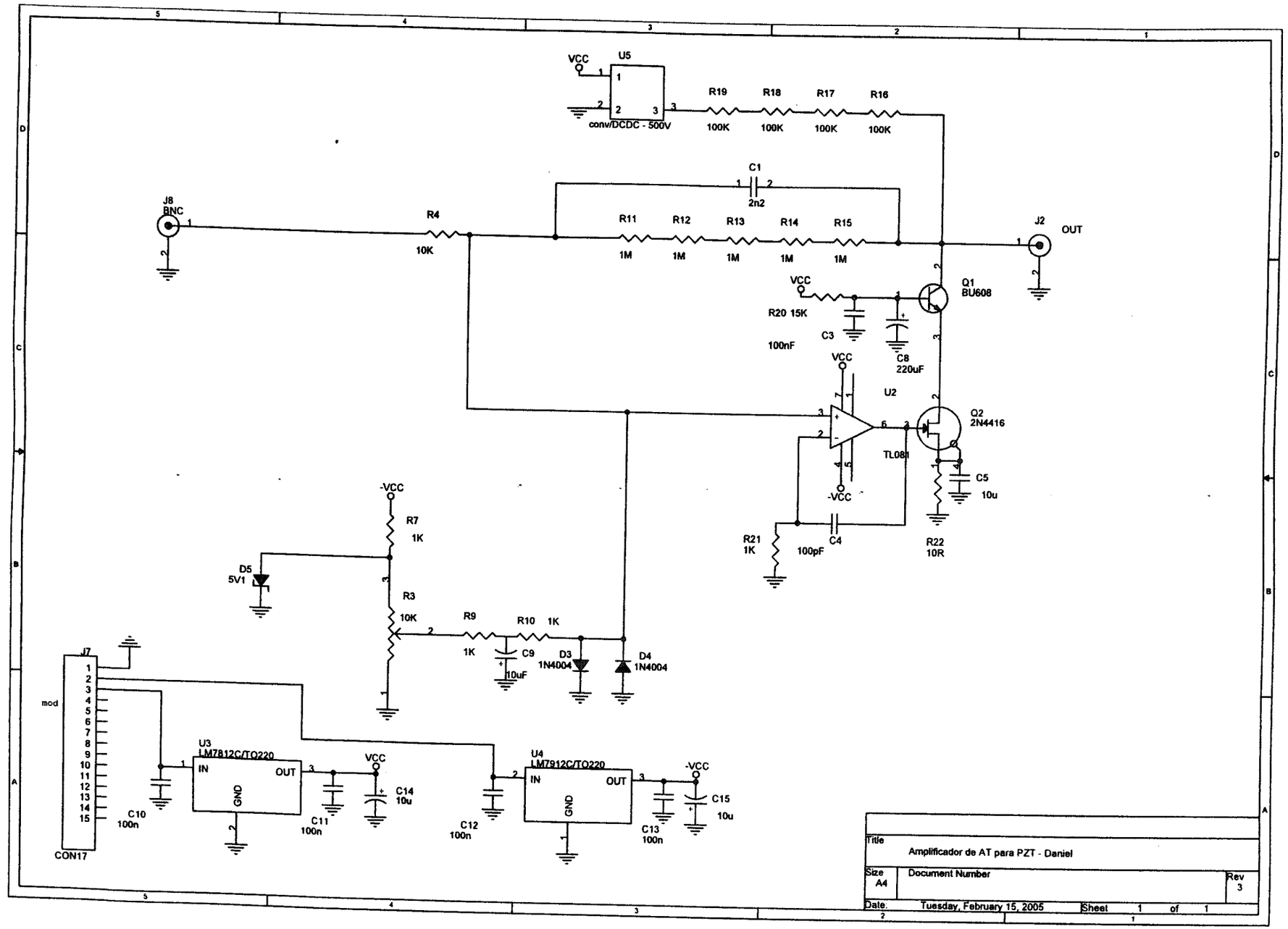
Circuitos para controle AOM's de 80MHz

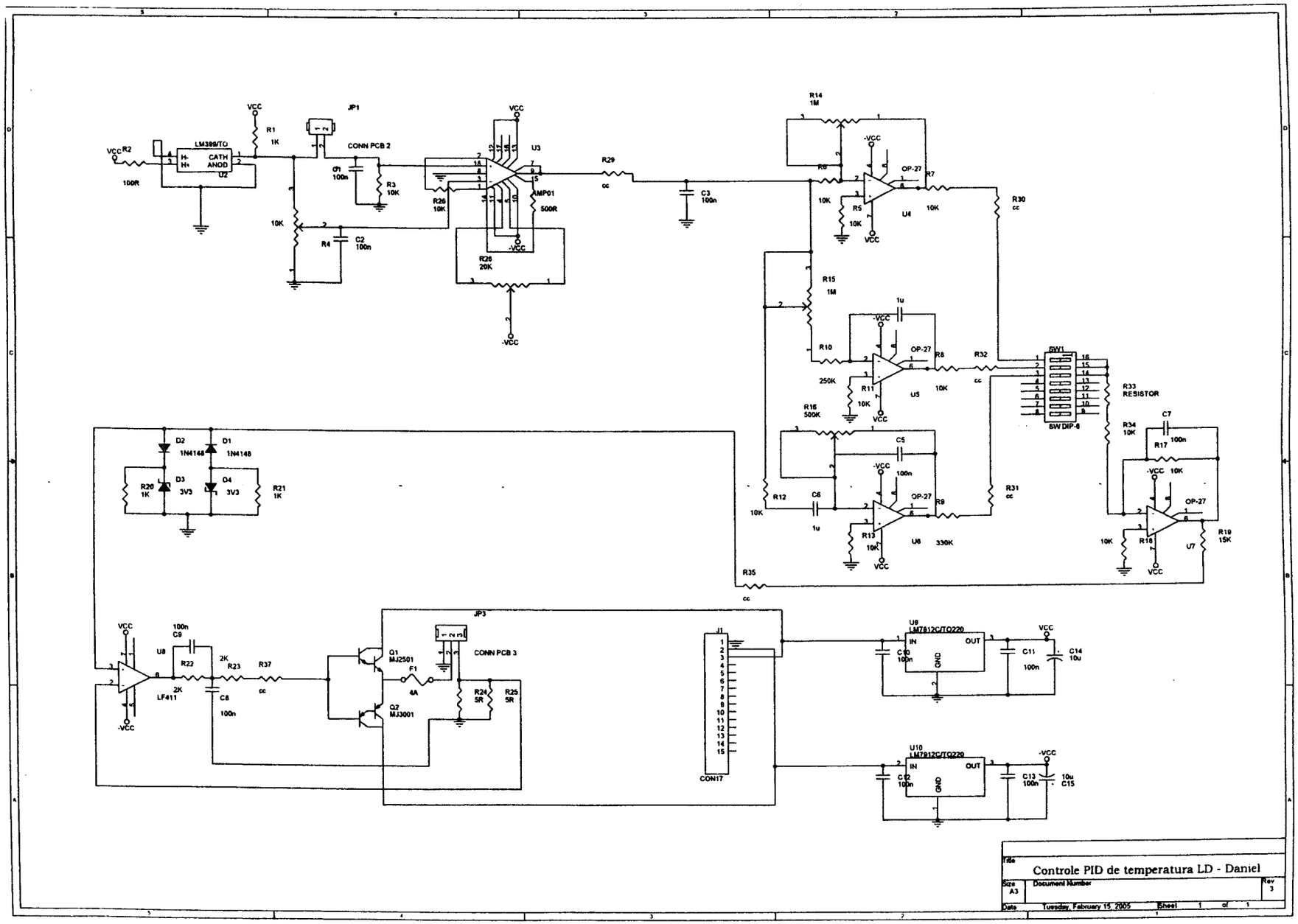
VCO 80MHz
Controle geral de *phase* e *frequency lock*
Mixers para sinais de *phase* e *frequency lock*

Circuito p/ controle VCO tipo POS uso geral (AOM laser mestre).



Title	Fonte de Corrente LD - Denat	
Size A3	Document Number	Rev 2
Date	Wednesday, July 17, 2002	Sheet 1 of 1

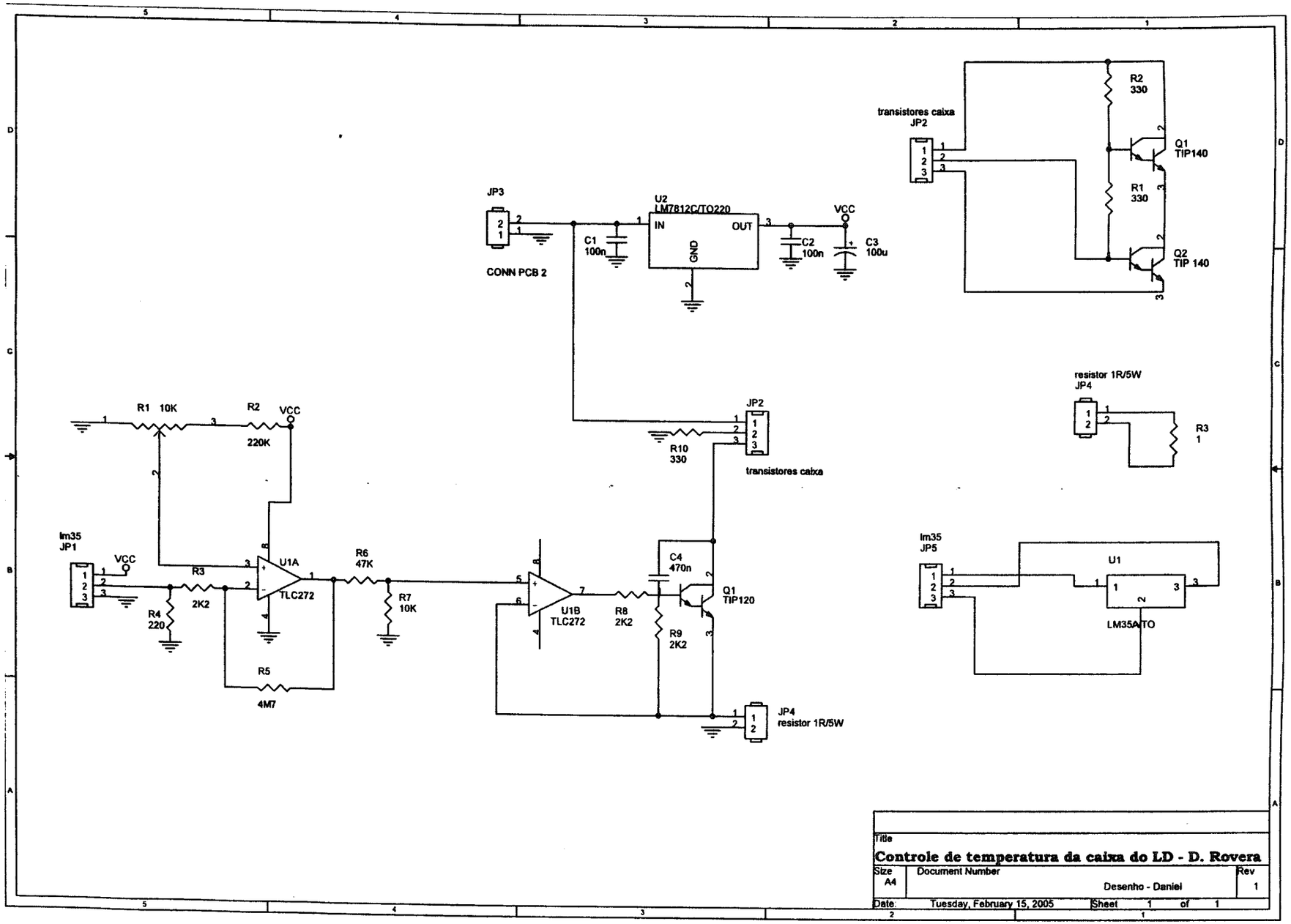

VCC
U5
conv/DCDC - 500V
R19
R18
R17
R16
100K
100K
100K
100K
C1
2n2
J8
BNC
R4
10K
R11
R12
R13
R14
R15
1M
1M
1M
1M
1M
J2
OUT
VCC
R20 15K
C3
100nF
C8
220uF
Q1
BU608
VCC
U2
TL081
Q2
2N4416
C5
10u
-VCC
R21
1K
C4
100pF
R22
10R
-VCC
R7
1K
D5
5V1
R3
10K
R9
1K
R10 1K
C9
10uF
D3
1N4004
D4
1N4004
J7
mod
CON17
U3
LM7812C/TO220
IN
OUT
GND
C10
100n
C11
100n
VCC
C14
10u
U4
LM7912C/TO220
IN
OUT
GND
C12
100n
C13
100n
-VCC
C15
10u
Title
Amplificador de AT para PZT - Daniel
Size
A4
Document Number
Rev
3
Date:
Tuesday, February 15, 2005
Sheet
1
of
1

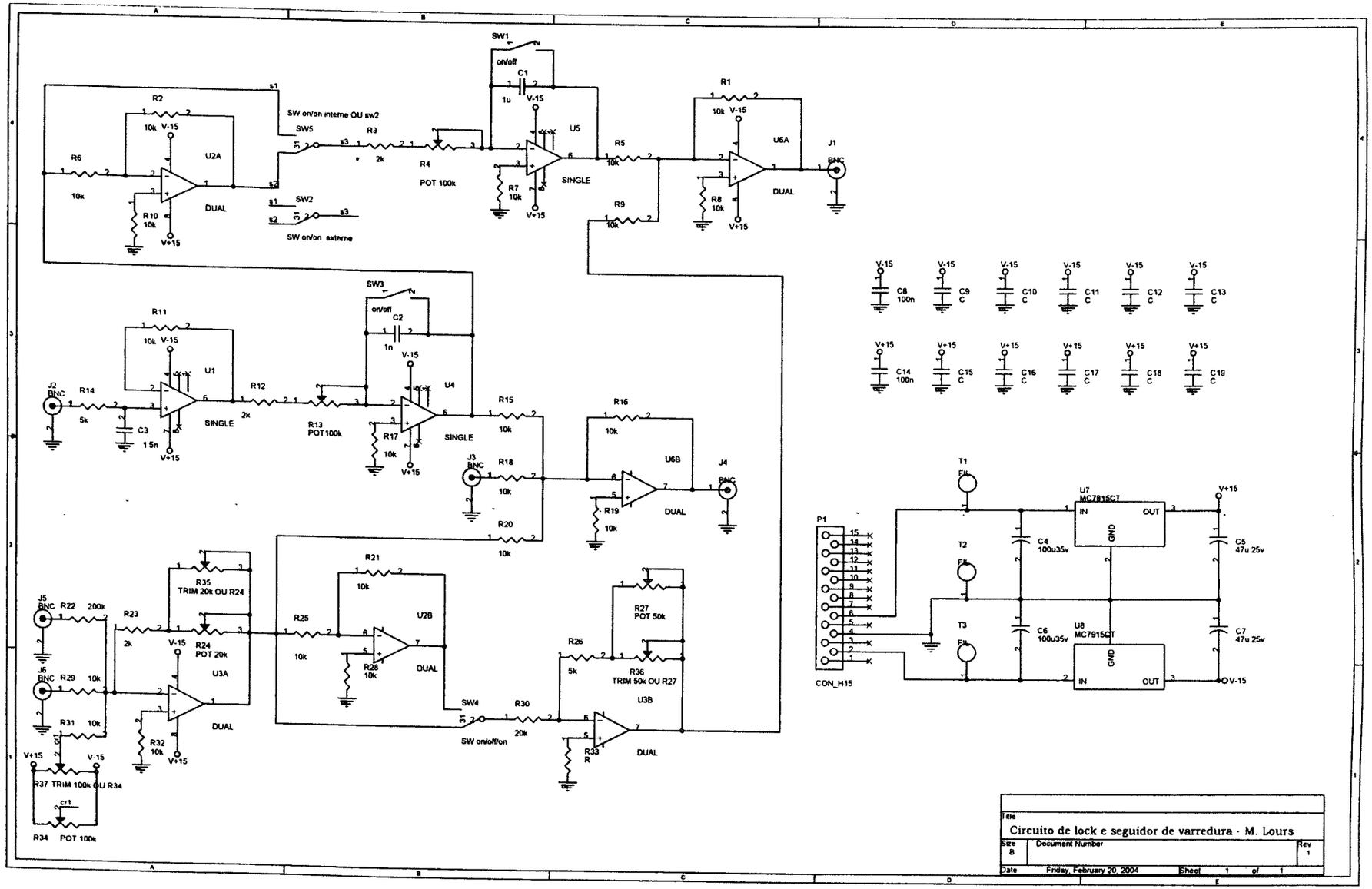


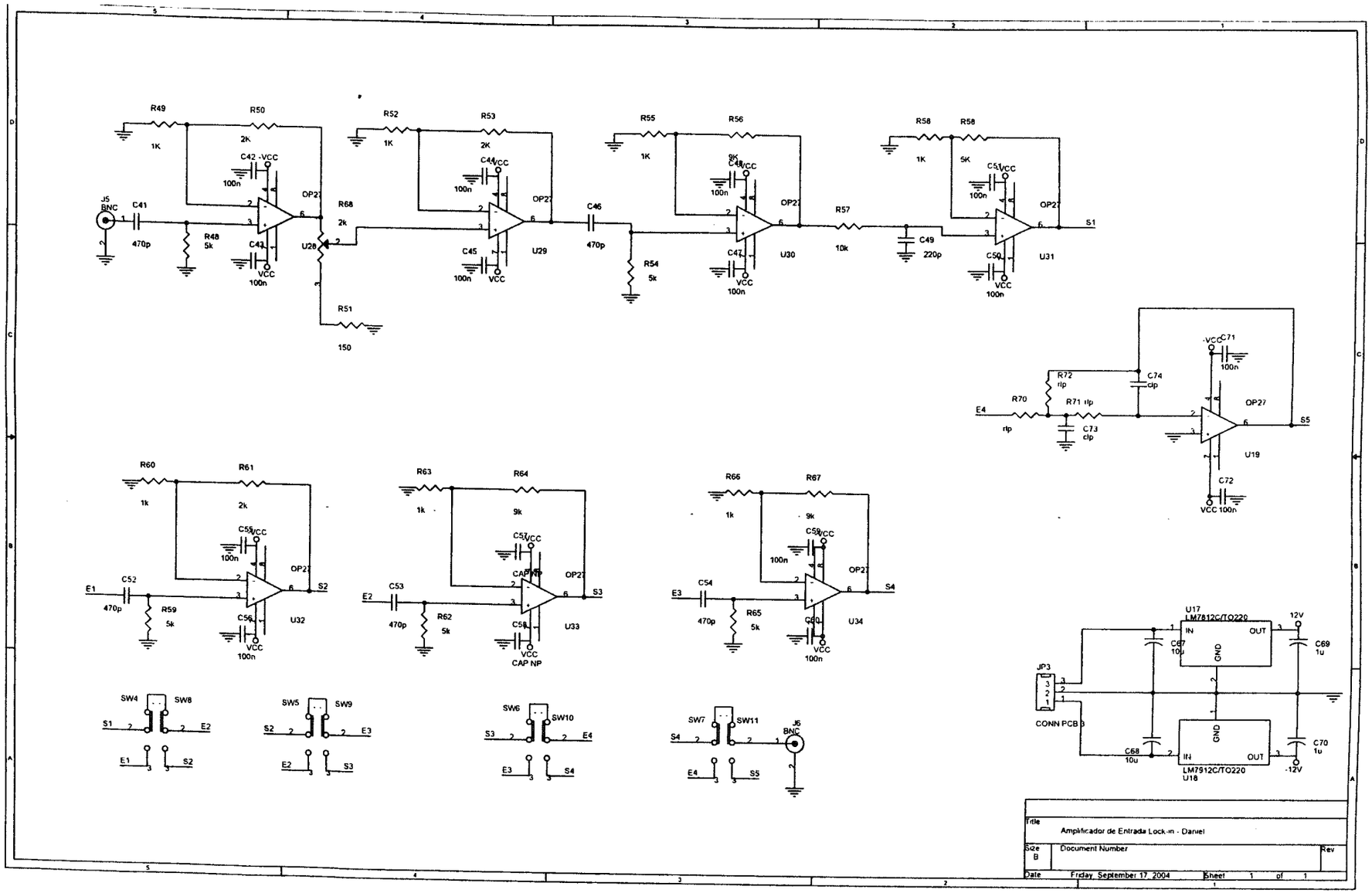
Title: Controle PID de temperatura LD - Daniel

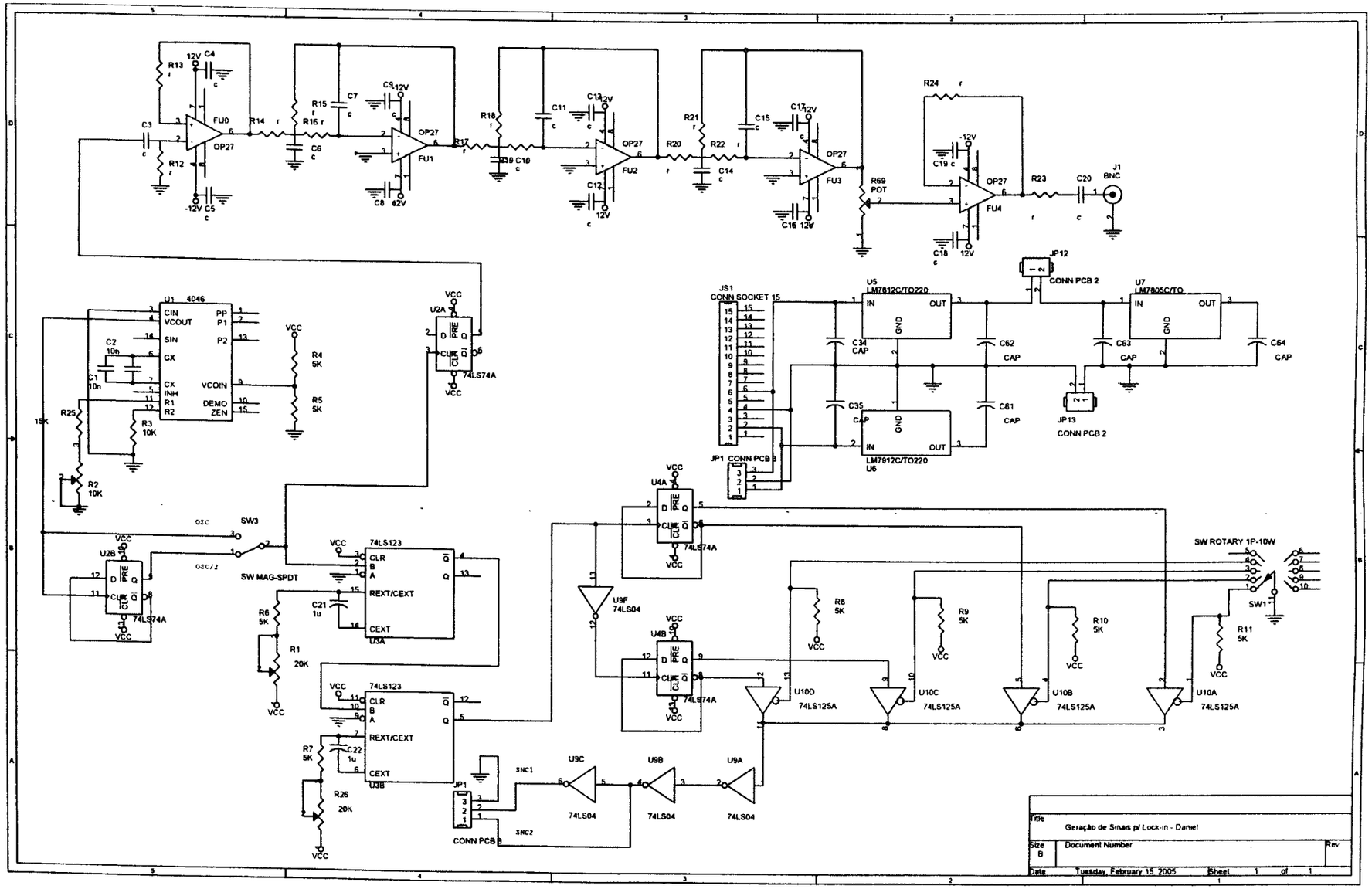
Size: A3 | Document Number | Rev: 3

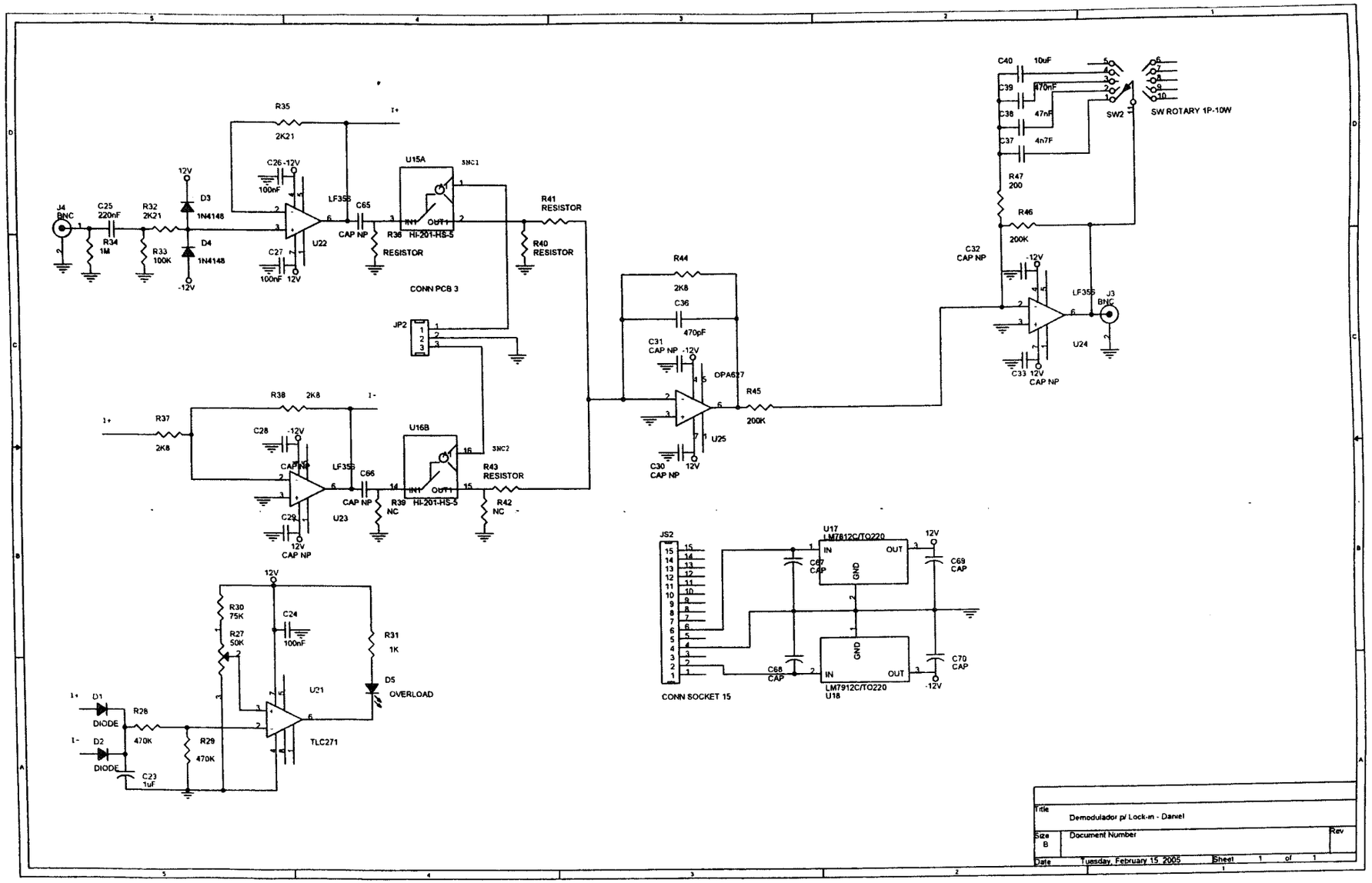
Date: Tuesday, February 15, 2005 | Sheet 1 of 1


transistores caixa
JP2
R2
330
Q1
TIP140
R1
330
Q2
TIP 140
JP3
CONN PCB 2
U2
LM7812C/TO220
IN
OUT
GND
C1
100n
C2
100n
C3
100u
VCC
resistor 1R/5W
JP4
R3
1
R1 10K
R2
220K
VCC
JP2
R10
330
transistores caixa
lm35
JP1
VCC
R3
2K2
R4
220
U1A
TLC272
R5
4M7
R6
47K
R7
10K
U1B
TLC272
R8
2K2
C4
470n
R9
2K2
Q1
TIP120
JP4
resistor 1R/5W
lm35
JP5
U1
LM35A/TO
Title
Controle de temperatura da caixa do LD - D. Rovera
Size
A4
Document Number
Desenho - Daniel
Rev
1
Date:
Tuesday, February 15, 2005
Sheet
1
of
1

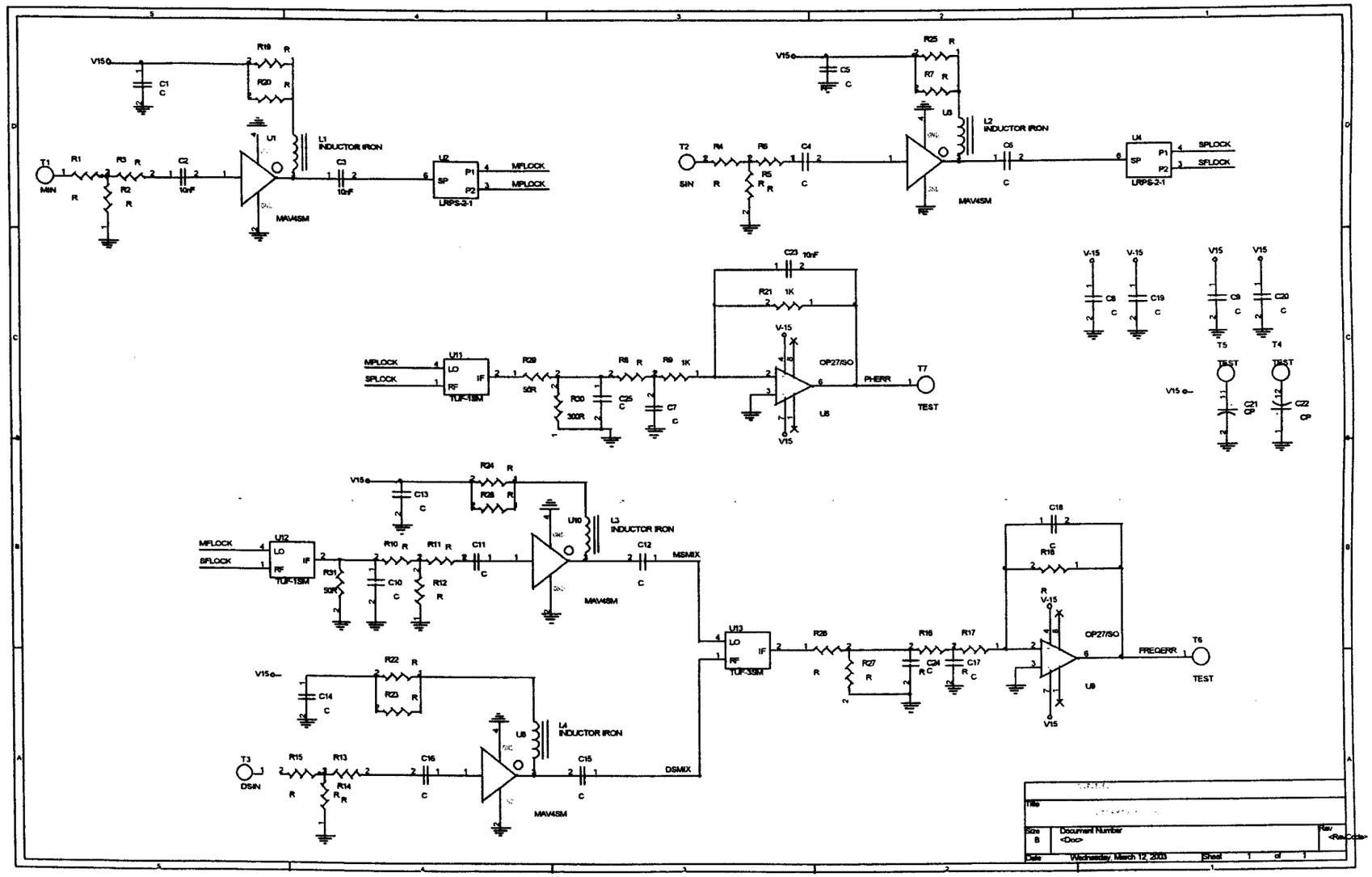

SW1
on/off
C1
1u
V-15
U5
SINGLE
R7
10k
V+15
R1
10k
V-15
U6A
DUAL
R8
10k
V+15
J1
BNC
R5
10k
R9
10k
R2
10k
V-15
U2A
R6
10k
R10
10k
DUAL
V+15
SW5
SW or/on interne OU sw2
R3
2k
R4
POT 100k
SW2
SW or/on externe
SW3
on/off
C2
1n
V-15
U4
SINGLE
R17
10k
V+15
R11
10k
V-15
U1
J2
BNC
R14
5k
C3
1.5n
SINGLE
V+15
R12
2k
R13
POT100k
R15
10k
R16
10k
U6B
DUAL
R19
10k
J3
BNC
R18
10k
J4
BNC
R20
10k
R21
10k
U2B
R28
10k
DUAL
R25
10k
R35
TRIM 20k OU R24
R24
POT 20k
U3A
DUAL
R32
10k
V+15
J5
BNC
R22
200k
R23
2k
J6
BNC
R29
10k
R31
10k
V+15
V-15
R37 TRIM 100k OU R34
cr1
R34
POT 100k
SW4
SW on/off/on
R30
20k
R26
5k
R27
POT 50k
R36
TRIM 50k OU R27
U3B
R33
R
DUAL
V-15
C8
100n
C9
C
C10
C
C11
C
C12
C
C13
C
V+15
C14
100n
C15
C
C16
C
C17
C
C18
C
C19
C
P1
CON_H15
T1
FIL
T2
FIL
T3
FIL
C4
100u35v
C6
100u35v
U7
MC7815CT
IN
OUT
GND
U8
MC7915CT
IN
OUT
GND
V+15
C5
47u 25v
C7
47u 25v
V-15
Title
Circuito de lock e seguidor de varredura - M. Lours
Size
B
Document Number
Rev
1
Date
Friday, February 20, 2004
Sheet
1
of
1

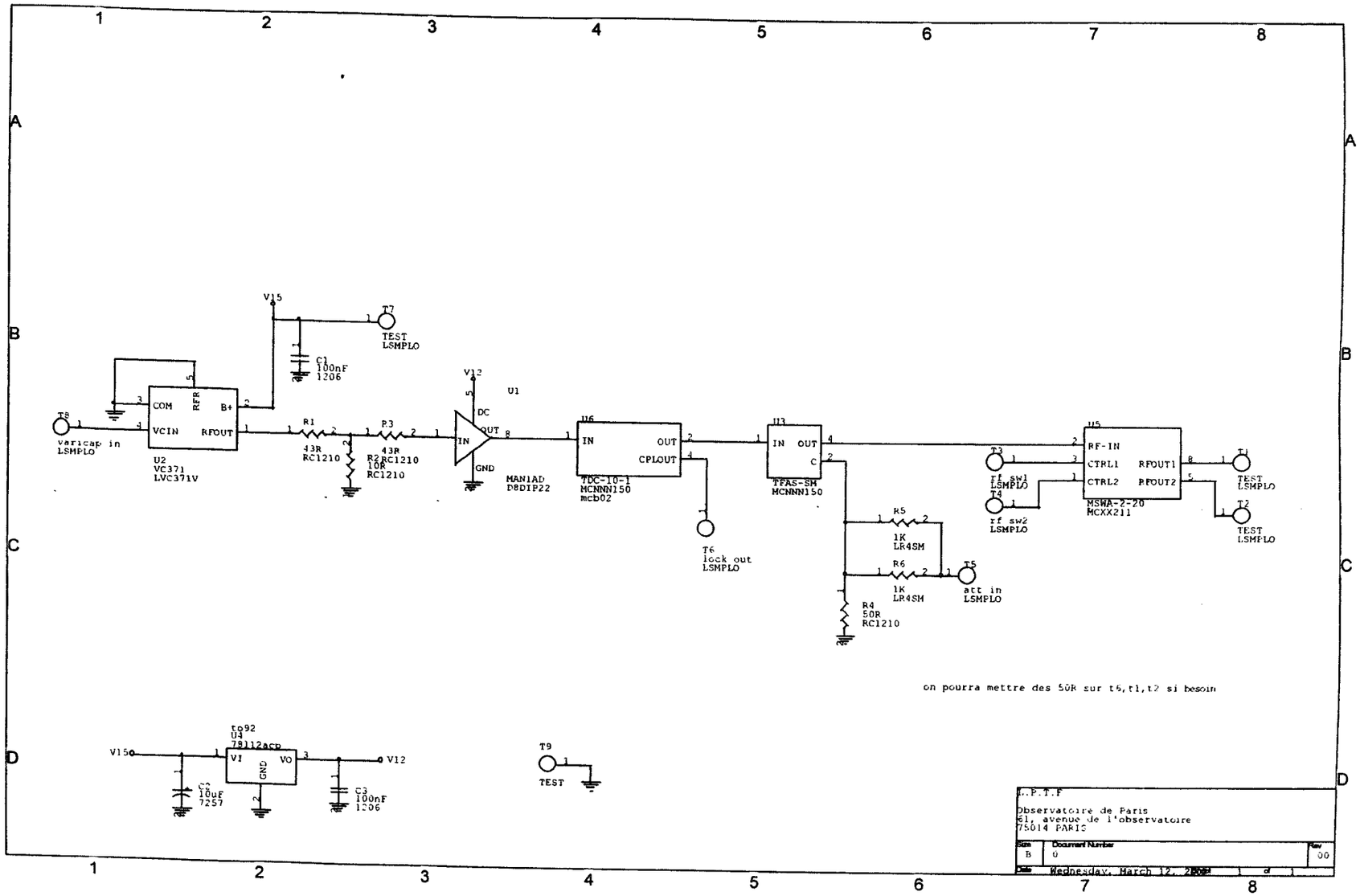

R49
1K
R50
2k
C42 -VCC
100n
OP27
J5
BNC
C41
470p
R48
5k
C43
VCC
100n
R68
2k
U28
R51
150
R52
1K
R53
2K
C44 VCC
100n
C45
100n
VCC
U29
C46
470p
R54
5k
R55
1K
R56
9K
C48 VCC
100n
C47
VCC
100n
U30
R57
10k
C49
220p
R58
1K
R58
5K
C51 VCC
100n
C50
VCC
100n
U31
S1
R60
1k
R61
2k
C55 VCC
100n
E1
C52
470p
R59
5k
C56
VCC
100n
U32
S2
R63
1k
R64
9k
C57 VCC
CAP NP
E2
C53
470p
R62
5k
C58
VCC
CAP NP
U33
S3
R66
1k
R67
9k
C59 VCC
100n
E3
C54
470p
R65
5k
C60
VCC
100n
U34
S4
R70
1p
R71 1p
R72
1p
C74
1p
C73
1p
-VCC C71
100n
OP27
U19
S5
C72
VCC 100n
SW4
SW8
SW5
SW9
SW6
SW10
SW7
SW11
J6
BNC
U17
LM7812C/TO220
IN
OUT
GND
12V
C67
10u
C69
1u
JP3
CONN PCB 3
C68
10u
C70
1u
-12V
LM7912C/TO220
U18
Title
Amplificador de Entrada Lock-in - Daniel
Size
B
Document Number
Rev
Date
Friday, September 17, 2004
Sheet
1
of
1

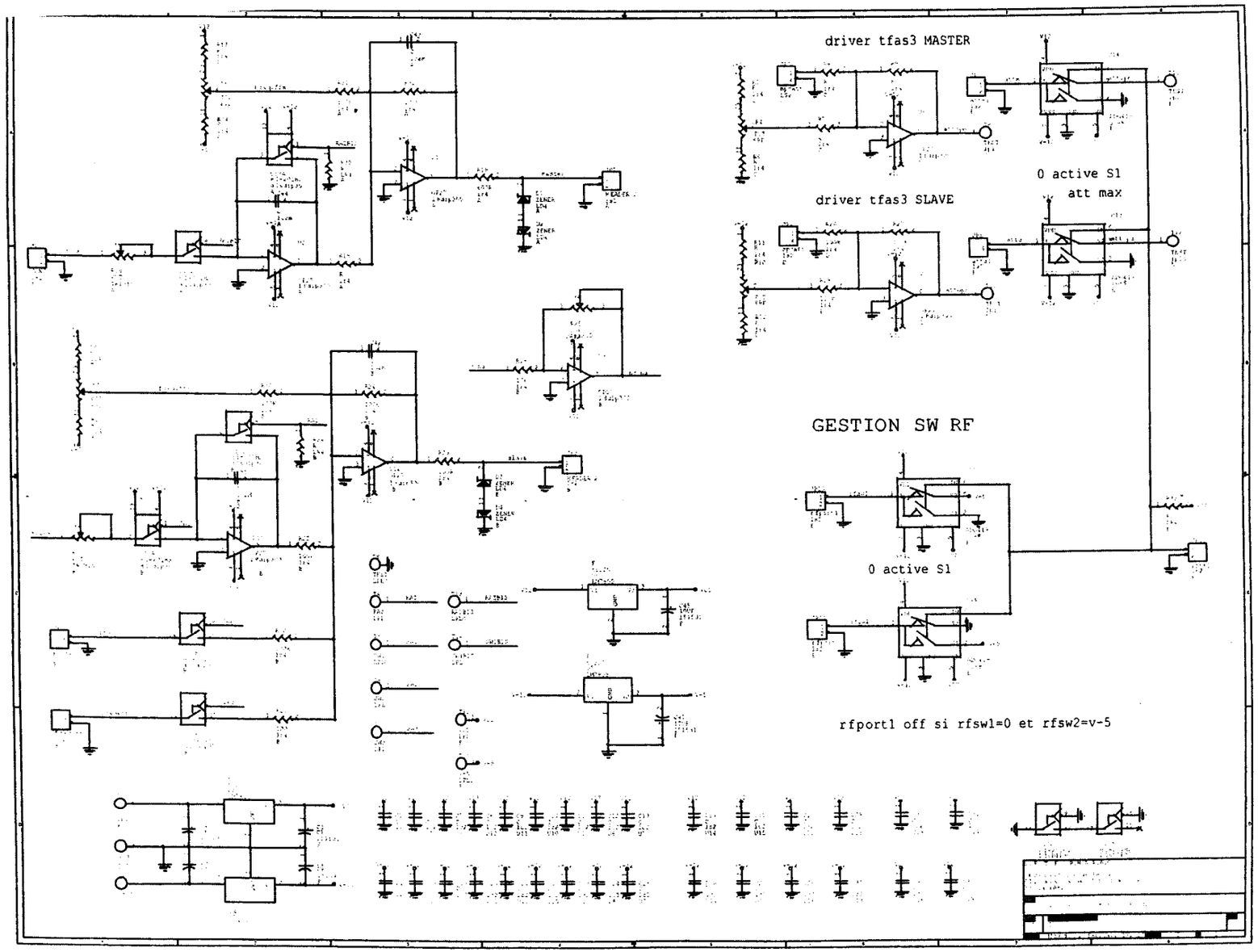

FU0
OP27
FU1
FU2
FU3
FU4
R69
POT
J1
BNC
U1 4046
CIN
VCOUT
SIN
CX
INH
R1
R2
PP
P1
P2
VCOIN
DEMO
ZEN
U2A
U2B
74LS74A
SW3
SW MAG-SPDT
74LS123
REXT/CEXT
CEXT
CLR
U3A
U3B
JP1
CONN PCB 3
JS1
CONN SOCKET 15
U5
LM7812C/TO220
U6
LM7912C/TO220
U7
LM7805C/TO
JP12
JP13
CONN PCB 2
U4A
U4B
U9F
74LS04
U9C
U9B
U9A
U10D
U10C
U10B
U10A
74LS125A
SW ROTARY 1P-10W
SW1
Title
Geração de Sinais p/ Lock-in - Daniel
Size
B
Document Number
Rev
Date
Tuesday, February 15, 2005
Sheet
1
of
1

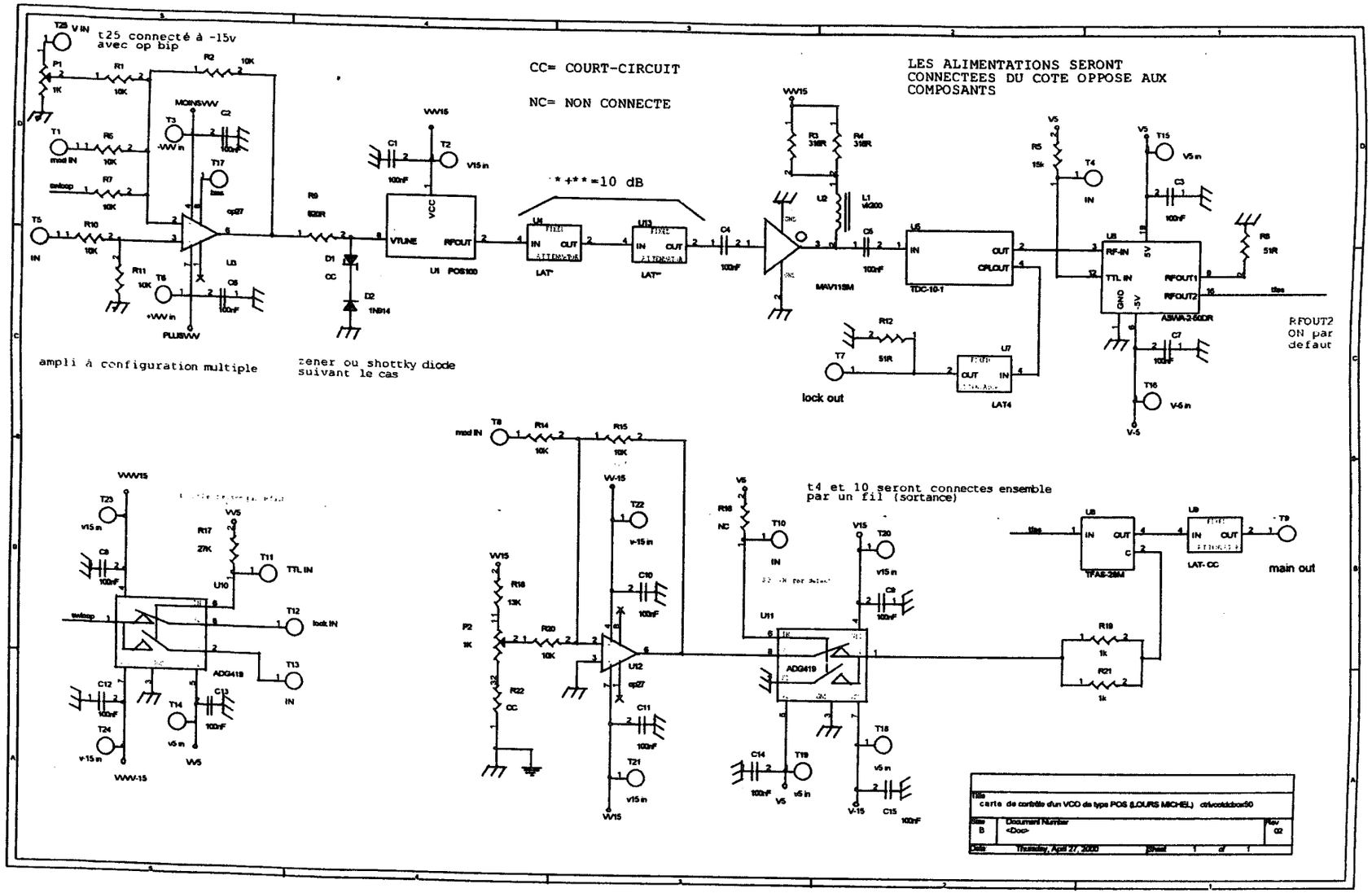


Title	Demodulador p/ Lock-in - Daniel
Size B	Document Number
Rev	
Date	Tuesday, February 15, 2005
Sheet	1 of 1


V15
R19 R
R20 R
C1 C
T1
MIN
R1 R
R3 R
R2 R
C2 10nF
U1
MAV4SM
L1 INDUCTOR IRON
C3 10nF
U2
SP
P1
P2
LRPS-2-1
MPLOCK
MPLOCK
V15
C5 C
R25 R
R7 R
U3
L2 INDUCTOR IRON
T2
SIN
R4 R
R6 R
R5 R
C4 C
MAV4SM
C6 C
U4
SP
P1
P2
LRPS-2-1
SPLOCK
SPLOCK
C23 10nF
R21 1K
V-15
OP27/SO
U5
PHERR
T7
TEST
V15
MPLOCK
SPLOCK
U11
LO
RF
IF
TUF-1SM
R29 50R
R30 300R
C25 C
R8 R
R9 1K
C7 C
V-15
V-15
C8 C
C19 C
V15
V15
C9 C
C20 C
T5
T4
TEST
TEST
V15
C21 CP
C22 CP
V15
R24 R
R26 R
C13 C
U10
L3 INDUCTOR IRON
MFLOCK
SFLOCK
U12
LO
RF
IF
TUF-1SM
R31 50R
R10 R
R11 R
C10 C
R12 R
C11 C
C12 C
MSMIX
MAV4SM
C18 C
R18 R
V-15
OP27/SO
U9
FREQERR
T6
TEST
V15
U13
LO
RF
IF
TUF-3SM
R28 R
R27 R
R16 R
C24 C
R17 R
C17 C
V15
R22 R
R23 R
C14 C
U8
L4 INDUCTOR IRON
T3
DSIN
R15 R
R13 R
R14 R
C16 C
C15 C
DSMIX
MAV4SM
Size
B
Document Number
<Doc>
Rev
<Rev>
Date
Wednesday, March 12, 2003
Sheet 1 of 1


V15
T7
TEST
LSMPLO
C1
100nF
1206
T8
varicap in
LSMPLO
COM
RFR
B+
VCIN
RFOUT
U2
VC371
LVC371V
R1
43R
RC1210
R2
10R
RC1210
R3
43R
RC1210
V12
U1
DC
OUT
IN
GND
MAN1AD
D8DIP22
U6
IN
OUT
CPLOUT
TDC-10-1
MCNNN150
mcb02
T6
lock out
LSMPLO
U3
IN
OUT
C
TFAS-SM
MCNNN150
R5
1K
LR4SM
R6
1K
LR4SM
R4
50R
RC1210
T5
att in
LSMPLO
T3
rf sw1
LSMPLO
T4
rf sw2
LSMPLO
U5
RF-IN
CTRL1
CTRL2
RFOUT1
RFOUT2
MSWA-2-20
MCXX211
T1
TEST
LSMPLO
T2
TEST
LSMPLO
on pourra mettre des 50R sur t6,t1,t2 si besoin
to92
U4
78112acp
V150
VI
GND
VO
V12
C2
10uF
7257
C3
100nF
1206
T9
TEST
L.P.T.F
Observatoire de Paris
61, avenue de l'observatoire
75014 PARIS
Size
B
Document Number
0
Rev
00
Date
Wednesday, March 12, 2
1
of
1


driver tfas3 MASTER
0 active S1
att max
driver tfas3 SLAVE
GESTION SW RF
0 active S1
rfport1 off si rfsw1=0 et rfsw2=v-5


t25 connecté à -15v
avec op bip
CC= COURT-CIRCUIT
NC= NON CONNECTE
LES ALIMENTATIONS SERONT
CONNECTEES DU COTE OPPOSE AUX
COMPOSANTS
* +** =10 dB
ampli à configuration multiple
zener ou shottky diode
suivant le cas
lock out
RFOUT2
ON par
defaut
t4 et 10 seront connectes ensemble
par un fil (sortance)
main out
carte de contrôle d'un VCO de type POS (LOURS MICHEL) ctrlvcotdbox50
Document Number
Thursday, April 27, 2000