UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA
DEPARTAMENTO DE MICROONDA E ÓPTICA

PROTÓTIPO PARA A ESTABILIZAÇÃO DE FREQÜÊNCIA DE LASERS SEMICONDUTORES EM CAVIDADES EXTERNAS

Este exemplar corresponde à redação final da tese defendida por Aldário Chrestani Bordonalli e aprovada pela Comissão Julgadora em 18 / 08 / 92.

Evandro Conforti
Orientador

Autor : Aldário Chrestani Bordonalli
Orientador: Evandro Conforti

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica.

Agosto de 1992

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

À minha mãe, Marlene, à minha esposa, Lilian, e a minha avó Maria (in memorian) pela compreensão, carinho e amor.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Evandro Conforti, pela orientação, atenção dedicada, apoio e amizade.

Ao Centro de Pesquisa e Desenvolvimento da Telebrás, na pessoa de Felipe Rudge Barbosa, pela cessão das fibras ópticas utilizadas nas montagens.

Ao Prof. Afonso de Oliveira Alonso e ao Izavan Braga de Oliveira, pelo auxílio no desenvolvimento do circuito de controle de freqüência.

Ao Marcelo Crespo, técnico do laboratório do Departamento de Microondas e Óptica, pela confecção de peças, ajuda nas medições e pela amizade.

Ao Gustavo, pelo auxílio com o programa TANGO.

À Regina, pela confecção da placa de circuito impresso do circuito de controle.

À Celi, Márcia, Gislaine e Abraão, pelo suporte no contrato Unicamp/Telebrás - Trnsmissão Digital e Comunicações Ópticas.

Ao Airton, pelos desenhos.

À CAPES, pelo apoio financeiro durante o mestrado.

À Telebrás, pelo fornecimento das condições para a execução da tese.

À todos os familiares, professores, colegas e funcionários, que, através de sua amizade, de seu apoio e de suas idéias, ajudaram no desenvolvimento desta tese.

Apresenta-se a implementação de um protótipo para a estabilização da freqüência de um laser semicondutor por variação do comprimento de sua cavidade externa, através de uma realimentação negativa em elementos piezoelétricos que deslocam o elemento reflexivo externo (grade de difração) da cavidade. Pôde-se comprovar a operação monomodo do laser em cavidade externa em 1300 nm através da utilização de um interferômetro de Fabry-Perot como espectrômetro. Estabilizou-se a freqüência da cavidade em um valor estimado de 8,2 MHz em torno da freqüência central (que corresponde a aproximadamente 2,3 THz), durante um tempo máximo de 3,5 minutos.

The design and measurements of a frequency stabilization system for an external semiconductor laser has been done. The frequency control is obtained by changing its external cavity length using a feedback control that actuates in a piezoelectric element that moves the external reflexive element (diffraction grating). It was possible to confirm the monomode operation of a 1300 nm - external cavity laser by means of a Fabry-Perot interferometer used as a spectrometer. The cavity frequency was stabilizated in an estimated value of 8.2 MHz around the central frequency (2.3 THz).

Capítulo 1

Apresentação 1

Capítulo 2

Análise Espectral em Lasers Semicondutores 4

2.1 Introdução 5

2.2 Espectrômetro com Grade de Difração 6

2.3 Espectrômetro com Interferômetro de Michelson 12

2.4 Espectrômetro com Interferômetro de Fabry-Perot 17

2.5 Espectrômetro com Detecção Auto-Homódina e com Detecção Auto-Heteródina 31

Capítulo 3

Estabilização de Freqüência e sua Caracterização em Lasers Semicondutores 35

3.1 Introdução 36

3.2 Estabilização de Freqüência de Lasers Solitários 37

3.2.1 Estabilização por Absorção 37

3.2.2 Estabilização Heteródina 41

3.3.3 Estabilização por Interferômetro ou Etalon de Fabry-Perot 41

3.3 Estabilização de Freqüência em Lasers em Cavidades Externas 42

3.4 O Atual Estado da Arte 45

Capítulo 4

Montagem do Laser em Cavidade Externa, Caracterização dos Circuitos e Componentes Utilizados e Montagens de Análise Espectral 49

4.1 Características do Laser Semicondutor Utilizado 50

4.1.1 O Laser Solitário 50

4.1.2 O Laser em Cavidade Externa 52

4.2 Características dos Componentes Ópticos Passivos e Lineares Acoplados ao Laser 53

4.2.1 A Objetiva de Colimação 54

4.2.2 A Grade de Difração 55

4.2.3 A Fibra Óptica 56

4.3 Descrição e Alinhamento Óptico da Cavidade 56

4.4 O Interferômetro de Fabry-Perot 62

4.4.1 Descrição do Interferômetro 62

4.4.2 O Gerador de Rampa Programável 63

4.4.3 Características dos Espelhos 65

4.4.4 O Alinhamento 65

4.4.5 O Receptor Óptico do Interferômetro de Fabry-Perot 73

4.4.6 Características de Alinhamento da Montagem Experimental 76

4.5 Circuito de Controle da Freqüência 77

4.5.1 Projeto da Malha de Realimentação e o Circuito de Controle 77

4.5.2 O Deslocamento Piezoelétrico 81

Capítulo 5

Características Experimentais Quanto à Largura de Linha, Estabilidade e Operação da Cavidade 88

5.1 Introdução 89

5.2 Seletividade em Freqüência e Estimativa Teórica da Largura de Linha 89

5.3 Característica PxI 94

5.4 Estabilidade 95

Capítulo 6

Características Experimentais do Circuito de Controle de Freqüência 97

6.1 Determinação da Sintonia da Cavidade Externa provocada pelos Elementos Piezoelétricos 98

6.2 Características do Circuito de Controle 102

6.3 Operação em Malha Fechada 104

Capítulo 7

Conclusões 115

Referências Bibliográficas 118

Apêndice 122

CAPÍTULO 1

APRESENTAÇÃO

Apresenta-se uma montagem para a estabilização de freqüência de uma fonte óptica coerente e sintonizável. A montagem consiste no controle da freqüência de um laser semicondutor em cavidade externa, provocando-se uma variação da fase da luz em seu interior, através do deslocamento sucessivo do elemento externo da cavidade, acoplado a um esquema de realimentação.

Neste trabalho, um interferômetro de Fabry-Perot é usado para detectar as variações de freqüência da fonte luminosa e convertê-la na forma de variações de intensidade da luz. Este sinal é, após a fotodetecção, amplificado e realimentado em elementos piezoelétricos, os quais estão localizados na base da grade de difração da cavidade. O sinal amplificado provoca uma mudança nas dimensões destes elementos, ocasionando o deslocamento da grade e a variação de fase da cavidade, de modo a compensar a variação de freqüência do laser semicondutor.

Dentro da área de pesquisa em Comunicações Ópticas Coerentes, ficou provado que a viabilidade de sistemas práticos depende, entre outras coisas, de fontes de elevada pureza espectral, de sintonia em freqüência e de altíssima estabilidade. Os dois primeiros parâmetros podem ser conseguidos, dentre outros, com lasers em cavidades externas. O último fator, ligado à estabilidade em freqüência da fonte, é mais difícil de ser alcançado, devido à dependência que a freqüência do laser semicondutor tem com a corrente de polarização e a temperatura. Nestes casos, é necessária a utilização de controles externos, em conjunto com controles de temperatura e corrente, os quais podem assegurar a operação de lasers em freqüências estáveis. Os resultados aqui apresentados são mais um passo para o desenvolvimento de um enlace coerente por fibras ópticas pretendido pelo Departamento de Microonda e Óptica da Faculdade de Engenharia Elétrica da Unicamp em conjunto com o Centro de Pesquisas e Desenvolvimento da Telebrás. Houve a preocupação em redigir-se um texto claro, didático e discritivo, visando a formação de recursos humanos na área de Comunicações Ópticas e o embasamento teórico para futuros trabalhos. Procurou-se abordar os conceitos e técnicas utilizados em estabilização de freqüência de laser de maneira simples, para que fosse compreendido por pessoas que estão iniciando suas atividades nesta área.

O trabalho distribuiu-se da seguinte forma entre os capítulos:

Capítulo 2 - são expostos e discutidos métodos de medida de freqüência e análise espectral para lasers semicondutores, os quais usam grade de difração

ou interferômetros como elementos dispersivos.

Capítulo 3 - são apresentados alguns métodos de estabilização da variação de freqüência em lasers solitários e em lasers em cavidade externa.

Capítulo 4 - apresentam-se os elementos que constituem a cavidade externa, assim como o procedimento para seu alinhamento. A seguir, descrevem-se os elementos externos associados ao sistema de controle da freqüência óptica, incluindo o interferômetro de Fabry-Perot, o cicuito de controle de freqüência e o deslocador piezoelétrico.

Capítulo 5 - procede-se à caracterização experimental da cavidade externa utilizada, com medidas de seletividade e da curva potência óptica versus corrente elétrica do laser, e com análises de estabilidade mecânica.

Capítulo 6 - são caracterizados os elementos do sistema de controle, incluindo o deslocamento piezoelétrico, o circuito de controle de freqüência, para, finalmente, proceder-se à análise dos resultados obtidos na estabilização em freqüência do laser semicondutor em cavidade externa.

Capítulo 7 - são apresentadas as conclusões deste trabalho.

CAPÍTULO 2

ANÁLISE ESPECTRAL EM LASERS SEMICONDUTORES

2.1 INTRODUÇÃO

O espectro de um sinal é a distribuição freqüencial (ou em relação ao comprimento de onda) da energia radiada por uma fonte. No caso da Engenharia, particularmente na área de Comunicações Ópticas, é importante se conhecer o espectro de emissão das fontes luminosas de forma a determinar se estas fontes operam ou não em um só modo de oscilação (lasers monomodo), se as repectivas larguras de linha são estreitas e/ou se a freqüência de emissão é estavel.

As medidas espectrais são realizadas por aparelhos chamados espectromêtros (identificam as raias de emissão) e por analizadores de espectro (apresentam a energia relativa em função da freqüência de emissão). Em várias situações, os espectrômetros dependem do fenômeno da interferência entre dois feixes. Em outros casos, utiliza-se um elemento de dispersão espectral do feixe óptico como, por exemplo, a grade de difração.

O método de espectrometria que emprega o fenômeno da interferência é originário dos trabalhos pioneiros de Michelson, Fabry e Lummer. O princípio dos métodos de interferência é analizar a luz por meio de interferômetros de dois feixes ou de múltiplos feixes. A mais simples forma de interferência ocorre quando a luz de uma fonte monocromática é desviada em dois feixes, os quais viajam em diferentes caminhos e são sobrepostos numa superfície de observação. Isto ocorre nos interferômetros de Michelson e Mach-Zehnder que, ao serem iluminados por uma fonte, produzem um sinal de saída o qual é uma função da diferença dos caminhos percorridos pelos feixes da luz e da composição espectral da fonte. Medindo-se o fluxo da energia resultante como uma função da diferença de caminhos, é possivel se obter o espectro da fonte.

Já nos interferômetros de raios múltiplos, como o interferômetro de Fabry-Perot, a luz de uma fonte que passa através do interferômetro é estudada na forma de franjas de interferência. Se a luz incidente é monocromática, observa-se em um aparato um sistema de franjas singular. Se a fonte emite duas radiações monocromáticas diferentes, dois sistemas distintos de franjas são observados. Este interferômetro permite uma análise fina da estrutura de uma linha e também a medida de seu comprimento de onda, mas não é adequado para o estudo de radiações com muitos modos de emissão.

A seguir, serão analisados alguns tipos de espectrômetros que são utilizados no estudo do espectro de lasers para Comunicações Ópticas, tais

como os com grade de difração, com interferômetro de Michelson, com interferômetro de Fabry-Perot e com interferômetro de Mach-Zehnder. Será dada uma ênfase maior ao que utiliza o interferômetro de Fabry-Perot, devido a sua utilização no desenvolvimento experimental desta tese.

2.2 ESPECTRÔMETRO COM GRADE DE DIFRAÇÃO

As características de uma grade de difração plana podem ser facilmente ilustradas examinando-se o caso simples de uma grade de difração de reflexão, caracterizada pela distância a entre os arranjos periódicos da superfície refletora. Para um feixe de luz monocromático, incidindo na grade com um certo ângulo θ, o feixe difratado terá intensidade dada por [2]:

$$I(u) = \frac{I(0)}{n} \left(\frac{\text{sen } 2nu}{\text{sen } 2u} \right)^2 \left(\frac{\text{sen } u}{u} \right)^2 \qquad (2.1),$$

onde $u = (\pi a/\lambda)\text{sen}\theta$ e $n=1/a$ é o número de linhas da grade de difração.

O primeiro termo quadrático da distribuição de intensidade acima é devido à interferência de n fontes pontuais igualmente espaçadas (fator de arranjo). O segundo termo é devido à difração de uma única frente de onda plana por qualquer uma das linhas da grade (fator do elemento).

Os valores de máximo e mínimo para a equação 2.1 são de interesse pois dão a informação da intensidade do raio difratado que pode ser alcançada. O valor mínimo ocorre quando sen 2nu = 0 (com sen 2u ≠ 0) e para isto:

$$2nu = (l+1)\,\pi \qquad (l = 0,\ 1,\ldots)$$

$$u = (l+1)\,\frac{\pi}{2\,n} \qquad (2.2).$$

Porém, se o valor de u for tal que $u = m\pi/2$ (m = 0, 1,...), o primeiro termo quadrático fica indeterminado. Para se eliminar a indeterminação, aplica-se a regra de l'Hopital a este termo:

$$\lim_{u \to m\pi/2} \frac{\text{sen } 2nu}{\text{sen } 2u} = n \, .$$

Assim, a equação 2.1 fica reduzida a:

$$I(u) = I(0) \left(\frac{\text{sen } u}{u} \right)^2 \qquad (2.3).$$

Esta equação apresenta um máximo principal para a função I(u). O valor de máximo ocorre para:

$$u = \frac{m\,\pi}{2} = \frac{\pi}{\lambda} \, a \text{ sen } \theta$$

$$\theta = \text{arc sen} \left(\frac{m\,\lambda}{2\,a} \right) \qquad (2.4).$$

O ângulo obtido pela equação 2.4 corresponde a um máximo principal para cada uma das ordens de difração m. Este ângulo depende do comprimento de onda λ e da distância a.

No caso da grade de difração com ângulo de "blaze", a superfície da grade possui um arranjo periódico onde é mantido um ângulo fixo entre a normal da superfície da grade e a normal da superfície refletora da grade (Fig.-2.1). O efeito deste processo é variar o caminho no qual a luz é refletida pela grade. A equação 2.4 é ainda válida neste caso, sendo que, agora, $\theta = \theta_B$ e $\lambda = \lambda_B$. Porém, o formato da grade com ângulo de "blaze" gera uma fase extra no segundo termo da equação 2.1, cujo efeito é deslocar a envoltória da função I(u) lateralmente, limitando a intensidade refletida pela grade com o comprimento de onda.

Através da Fig.-2.2 (a) [3] pode-se visualizar este efeito do deslocamento do envelope provocado pelo ângulo de "blaze". Os máximos de difração só são alcançados quando o comprimento de onda é igual à m-ésima

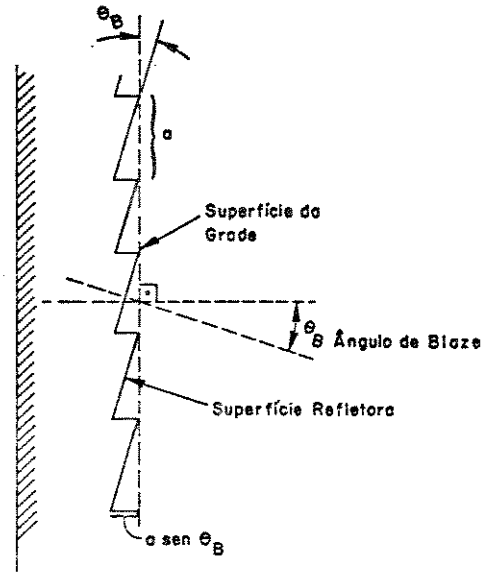


Fig.-2.1 - Grade de difração com ângulo de "blaze" [3]

ordem do comprimento de onda de "blaze" (primeira ordem, segunda ordem, etc). Caso o comprimento de onda seja próximo de λ_B, a envoltória limita a intensidade do raio difratado. A Fig.-2.2 (b) [2] mostra a variação da eficiência relativa para 3 ordens do comprimento de onda de "blaze". Note a variação desta eficiência para os comprimentos de onda próximos destas ordens.

Um parâmetro importante para os espectrômetros é a sua resolução. O critério para o cálculo da resolução cromática de uma grade de difração ($R = \lambda/\Delta\lambda$) é considerar que o máximo principal de um comprimento de onda (λ) coincida com o primeiro mínimo do comprimento de onda ($\lambda + \Delta\lambda$) mais próximo que pode ser detectado (Fig.-2.3) [2]. Para um ponto de máximo:

$$u = \frac{m\,\pi}{2} = \frac{\pi}{\lambda}\, a \text{ sen } \theta \quad \rightarrow \quad \frac{m}{2} = \frac{a}{\lambda} \text{ sen } \theta \qquad (2.5).$$

Para o comprimento de onda adjacente, a condição de primeiro mínimo é, em coordenadas u:

$$u = \frac{m\,\pi}{2} - \frac{\pi}{2\,n} = \frac{\pi}{(\lambda + \Delta\lambda)}\, a \text{ sen } \theta$$

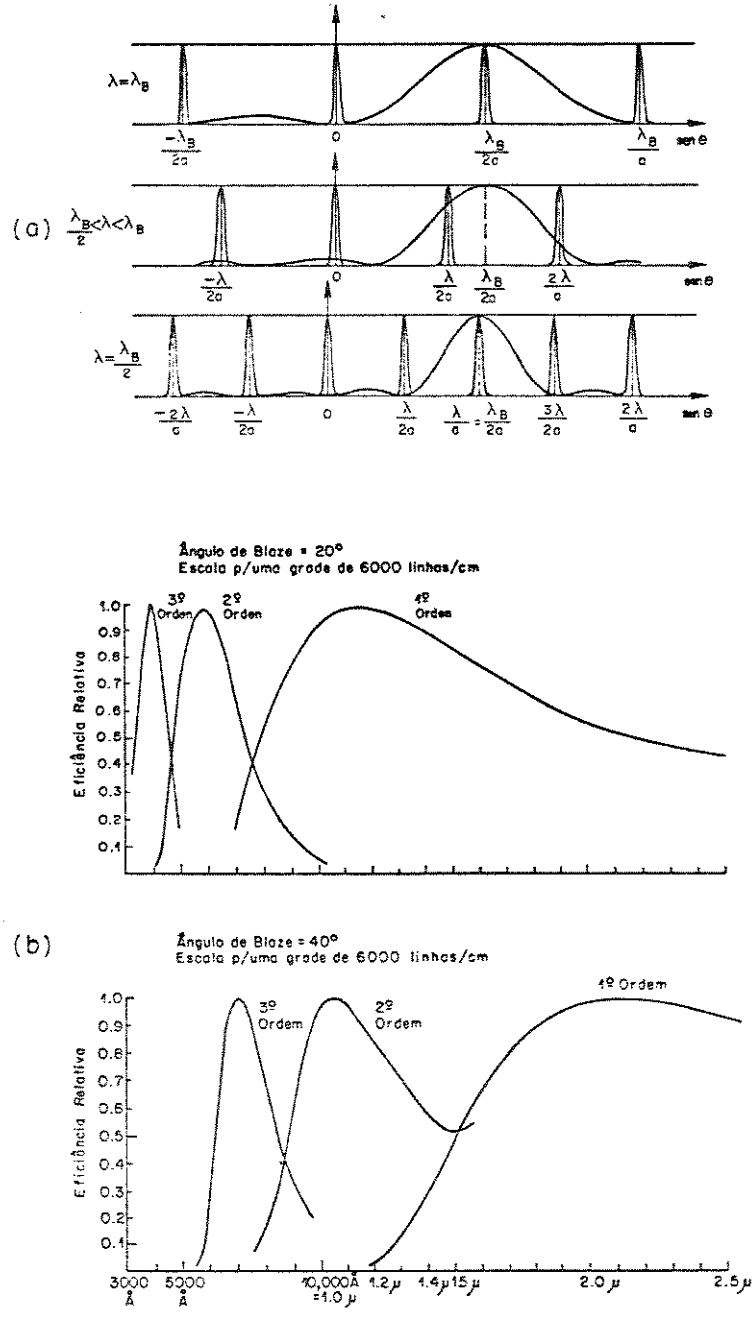


Fig.-2.2 - (a) Deslocamento do envelope da função I(u) com a variação de λ em torno de λ_B para uma grade de difração. (b) Eficiência relativa de uma grade de difração como uma função do comprimento de onda para as 3 primeiras ordens de interferência.

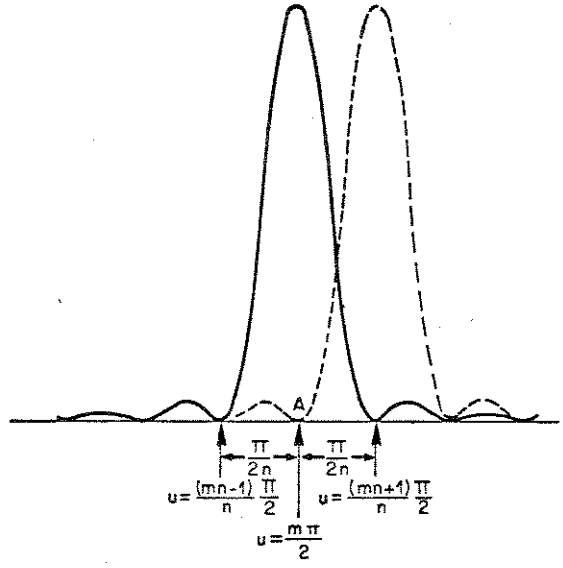


Fig.-2.3 - A função I(u) nas vizinhanças de um máximo principal. A linha cheia representa um dos comprimentos de onda resolvido pela grade, cujo máximo coincide com o primeiro mínimo do comprimento de onda adjacente.

$$\frac{mn - 1}{2n} = \frac{1}{(\lambda + \Delta\lambda)} \text{ a sen } \theta \qquad (2.6).$$

Dividindo 2.5 por 2.6:

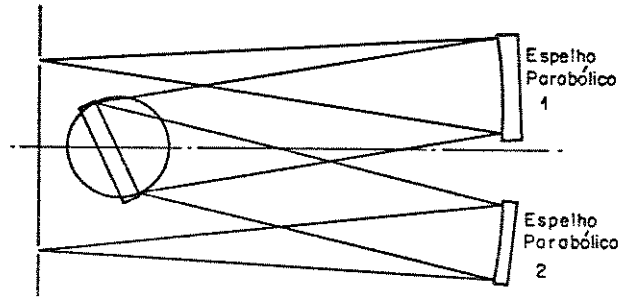
$$\frac{mn}{(mn - 1)} = \frac{\lambda + \Delta\lambda}{\lambda} \rightarrow \frac{mn}{(mn - 1)} = 1 + \frac{1}{R}$$

$$R = mn - 1$$

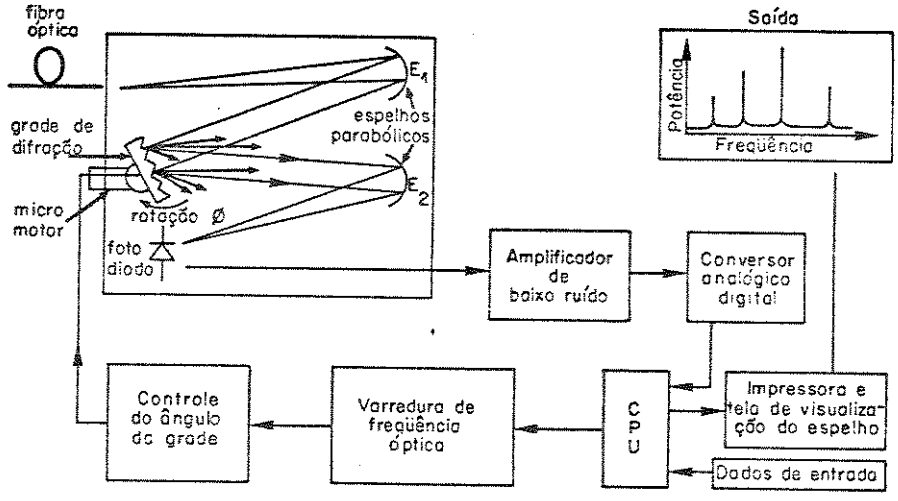
Como m é inteiro e positivo e o número de linhas de uma grade de difração n é muito maior que 1, tem-se:

$$R = mn \qquad (2.7).$$

Portanto, a resolução cromática de uma grade de difração é dada pelo produto do número total de linhas n e pela ordem de difração m. Por exemplo, para a grade de difração utilizada experimentelmente, o número de linhas por milímetro é igual a 1200. A grade é circular, com um diâmetro de 50 mm, de tal forma que o número total de linhas n é de 60.000 linhas. Operando na primeira ordem de difração (m=1), o valor da resolução cromática será de 60.000. Portanto, para um laser de 1300nm que ilumine totalmente a grade, o mínimo $\Delta\lambda$ resolvível por ela será de 0,02 nm.



(a)



(b)

Fig.-2.4 - (a) Espectrômetro utilizando grade de difração em configuração de Czerny-Turner. (b) Configuração de Czerny-Turner aplicada ao analisador de espectro óptico da Anritsu.

Após este breve estudo teórico das grades de difração, passa-se a tratar de sua utilização em um espectrômetro. Em especial, na configuração que faz parte do analizador de espectro utilizado experimentalmente nesta tese. A configuração referida é a de Czerny-Turner, cujo diagrama esquemático esta mostrado na Fig.-2.4 (a) [2] e sua aplicação ao analisador de espectro na Fig.-2.4 (b) [1].

Na Fig.-2.4 (a), a luz proveniente de uma fonte atravessa uma fenda e é colimada pelo espelho parabólico 1 em direção a grade. A radiação difratada é então focalizada em um ponto de teste pelo espelho parabólico 2. Pode-se notar na Fig.-2.4 (b) a montagem acima referida, onde o papel de fenda é executado por uma fibra óptica e o ponto de teste é a região ativa de um fotodetector. O feixe de luz colimado pelo espelho E_1 incide sobre a grade, que tem seu ângulo em relação a este feixe variado por um micromotor (controlado pela unidade de processamento). O feixe difratado é focalizado no fotodetector pelo espelho E_2. O papel da rotação da grade é garantir que apenas uma freqüência do feixe incidente seja detectada pelo fotodetector. Como a resolução da grade é finita, apenas uma faixa de freqüência incidirá sobre o fotodetector, determinando a faixa de resolução do aparelho. O sinal na saída do fotodetector é amplificado, convertido digitalmente e enviado a uma unidade de processamento (UP), que gera o gráfico da potência óptica versus o comprimento de onda na tela do analisador.

Um espectrômetro comercial para Comunicações Ópticas com grade de difração trabalha em uma faixa de freqüência que vai de 200 a 500 THz (600 a 1600 nm), com uma precisão de 0,1% em sua indicação. Sua resolução pode alcançar 0,1 nm para λ = 1500 nm e um tempo de varredura da ordem de 1s [1].

2.3 ESPECTRÔMETRO COM INTERFERÔMETRO DE MICHELSON

O mais importante interferômetro de dois feixes é o interferômetro de Michelson [4,5,6], ilustrado na Fig.-2.5 .

A luz proveniente de a_1 é colimada pela lente L_1 e é dividida pela superfície 2 (parcialmente refletora) do divisor de feixes S_1, em direção a dois espelhos, M_1 e M_2. Estes dois espelhos refletem os feixes divididos de volta para S_1, onde eles se recombinam e são focalizados pela lente L_2 no ponto a_2. É neste ponto que se observa o efeito de interferência. Geralmente

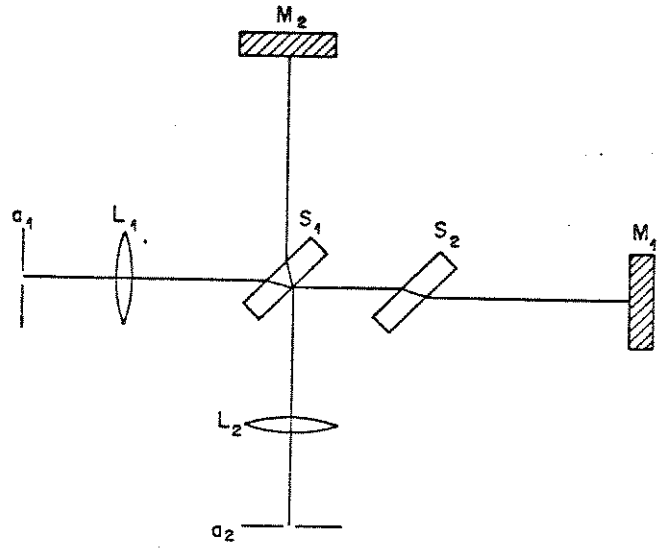


Fig.-2.5 - O interferômetro de Michelson [5]

um diafragma é colocado próximo ou no ponto a_2 para eliminar qualquer luz indesejada, como aquela que é refletida pela superfície 1 de S_1. O propósito da placa S_2, conhecida como compensador, é tornar simétrico o caminho dos dois feixes. Desta forma, cada raio sofre três transmissões e duas reflexões. O material e a espessura de S_2 devem ser idênticos ao de S_1, para não introduzir nenhuma assimetria.

Os raios recombinantes interferem, resultando em uma intensidade que depende da diferença de fase de um feixe em relação ao outro, no ponto de recombinação. Esta diferença de fase depende da diferença entre as distâncias S_1M_1 e S_1M_2 e do ângulo θ que os feixes fazem com a normal dos espelhos. A intensidade dos raios recombinados é dada por [5]:

$$I = I_0 \cos [2 \pi \sigma (S_1M_1 - S_1M_2) \cos \theta] \qquad (2.8).$$

A Fig.-2.6 [6] é uma modificação da figura anterior, que mostra o caso no qual os feixes não são perpendiculares aos espelhos. O espelho M_1' é a imagem de M_1 produzida pela superfície 2 de S_1. Os caminhos entre a_1 e P através de $a_1I_1J\ I_2P$ e $a_1I_1K\ I_2P$ são iguais. Assim, a intensidade do padrão de interferência observado pode ser considerada como sendo devido a diferença de fase que existe entre M_2 e M_1' ($S_1M_2 - S_1M_1 = S_1M_2 - S_1M_1'$).

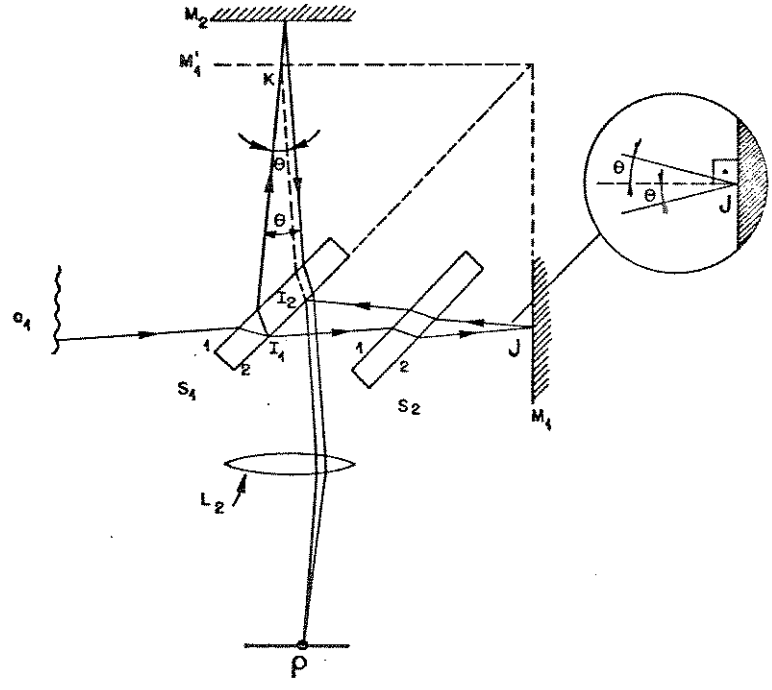


Fig.-2.6 - O interferômetro de Michelson com incidência oblíqua em relação a M_1 e M_2.

Quando M_1' e M_2 são paralelos entre si, as franjas produzidas por uma fonte quasi-monocromática são anéis claros e escuros alternados (franjas circulares). Se M_2 é movido de forma a se aproximar de M_1', as franjas se contraem em direção ao centro. A variação da distância entre os espelhos real e virtual é igual a meio comprimento de onda quando o deslocamento de um dos espelhos ocasiona a troca de posição entre um anel escuro e um anel claro ou vice versa. Quando M_2 coincide com M_1', diz-se que os espelhos estão em contato óptico e a iluminação sobre o campo é uniforme. Agora, se M_1' e M_2 estão muito próximos, mas inclinados relativamente de um pequeno ângulo, as franjas serão linhas retas eqüidistantes e de mesma espessura. Se a separação for aumentando gradativamente, a visibilidade das franjas dimui ao mesmo tempo em que elas elas se movimentam e se cuvam.

Assim, a movimentação de um dos espelhos da Fig.-2.5 provoca uma variação

na posição relativa das franjas de interferência. Se um diafragma, colocado entre a lente de colimação e o ponto a_2, deixasse passar apenas a parte central das franjas, um fotodetector colocado no ponto a_2 iria produzir um sinal variante cuja freqüência dependeria da velocidade de deslocamento do espelho. Então, iluminando-se o interferômetro com uma luz monocromática de número de onda σ, movendo-se M_1 com uma velocidade v/2, e com $\theta = 0$ na equação 2.8, a fotocorrente produzida será proporcional a $\cos^2(\pi\ \sigma\ v\ t)$ e, portanto, também proporcional a $[1 + \cos(2\ \pi\ \sigma\ v\ t)]$. Isto é, a fotocorrente é modulada com uma freqüência σv. Caso seja assumido que a luz que incide no fotodetector tenha uma distribuição espectral geral (uma faixa de comprimentos de onda), com um fluxo por unidade de área por unidade de ângulo sólido, $B(\sigma)\ d\sigma$, em uma banda, $d\sigma$, do número de onda, então cada componente desta distribuição resultará na modulação da fotocorrente na sua freqüência particular e com amplitude proporcional a $B(\sigma)$. Se a função $B(\sigma)$ for recuperada da fotocorrente, então se terá o espectro da fonte [2,5].

Uma maneira de se recuperar $B(\sigma_0)$ para um particular σ_0 é passar a fotocorrente atavés de um filtro elétrico de banda estreita, sintonizado na freqüência $\sigma_0 v$. Utilizando um número de filtros paralelos, um número igual de elementos espectrais pode ser obtido. Para se recuperar todo o espectro, deve-se notar que a parte variável da fotocorrente é a transformada do cosseno de Fourier da função espectral $B(\sigma)$. Uma transformada de Fourier adicional reproduziria a função original, o que é possível ser feito por um computador ou por dispositivos analógicos.

A Fig.-2.7 [1] mostra um diagrama esquemático de um espectrômetro com interferômetro de Michelson. O sinal de luz de um laser desconhecido, na saída de uma fibra óptica, é colimado e incide no interferômetro. Ao mesmo tempo, o interferômetro também recebe a luz proveniente de um laser monomodo de alta estabilidade, cujo sinal é utilizado para se conhecer os instantes em que o espelho móvel (que pode ser M_1 ou M_2) se desloca de uma distância fixa. Estes instantes de tempo servem para a amostragem do sinal de interferência do laser desconhecido. O sinal amostrado passa por um conversor analógico digital e por um processador, que realiza sua transformada de Fourier, e produz o espectro do sinal. O número de sinais amostrados e enviados precisa ser maior que um certo mínimo, para não comprometer a resolução do aparelho, apesar de que, em última análise, a limitação da resolução possa ser atribuída à diferença entre

os caminhos dos feixes interferentes.

Em comparação com o espectrômetro com grade de difração, o espectrômetro com interferômetro de Michelson leva a desvantagem de não poder monitorar

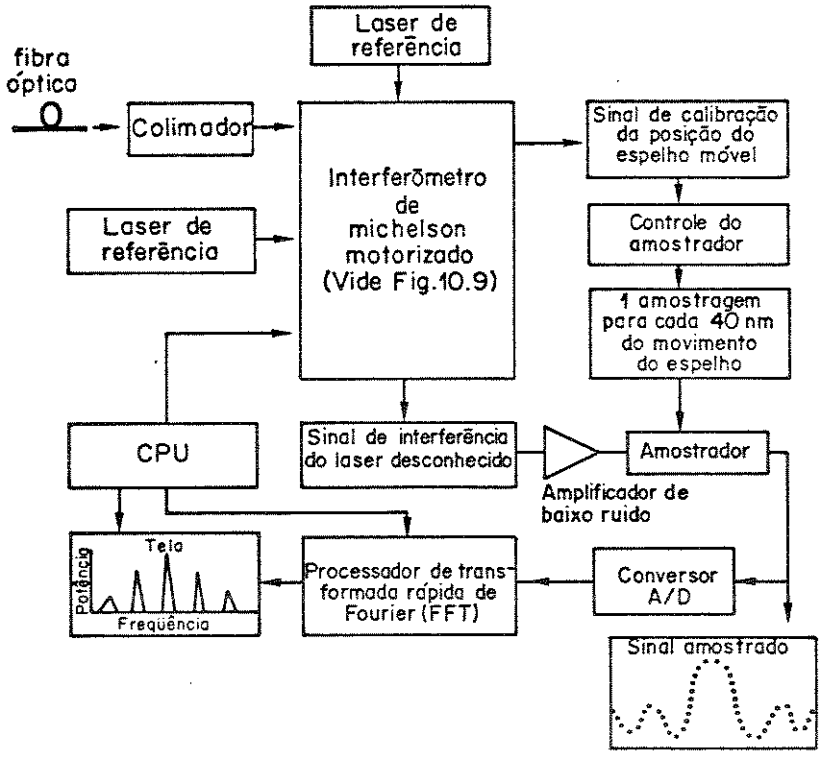


Fig.-2.7 - Espectrômetro utilizando interferômetro de Michelson.

apenas uma freqüência óptica, o que só poderá ser alcançado quando a grade estiver parada.

Segundo [1], um espectrômetro comercial com interferômetro de Michelson para aplicações em Comunicaçoes Ópticas trabalha numa faixa de freqüência que vai de 200 a 750 THz (400 a 1600 nm), com uma precisão de 0,01% em sua indicação. Possui resolução típica de 0,1 nm e tempo de varredura prático menor que 1s, do visível ao infra-vermelho.

2.4 ESPECTRÔMETRO COM INTERFERÔMETRO DE FABRY-PEROT

A interferência de múltiplos feixes e sua aplicação em espectroscopia pode ser realizada através do interferômetro de Fabry-Perot (IFP). O IFP consiste essencialmente de duas placas de vidro ou quartzo, cujas superfícies internas são recobertas por camadas muito finas (filmes) de materiais parcialmente transparentes e de alta refletividade. O formato quase prismático destas placas (Fig.-2.8 [8]) procura evitar os efeitos de reflexões internas. Geralmente, são montadas sobre estruturas de materias que possuem baixa dilatação térmica (como o invar e o super-invar) e de tal maneira que uma delas é capaz de se movimentar e variar o comprimento D da cavidade. A outra placa pode possuir ajustes de modo a manter e/ou alcançar o paralelismo entre as superfícies internas da cavidade. No capítulo 4 será descrito o IFP utilizado no desenvolvimento experimental desta tese. Devido à sua importância na visualização do espectro do laser em cavidade externa, será feito um tratamento teórico e matemático mais elaborado que os anteriores, com o intuito de permitir a análise dos resultados obtidos e a comparação com os resultados teóricos.

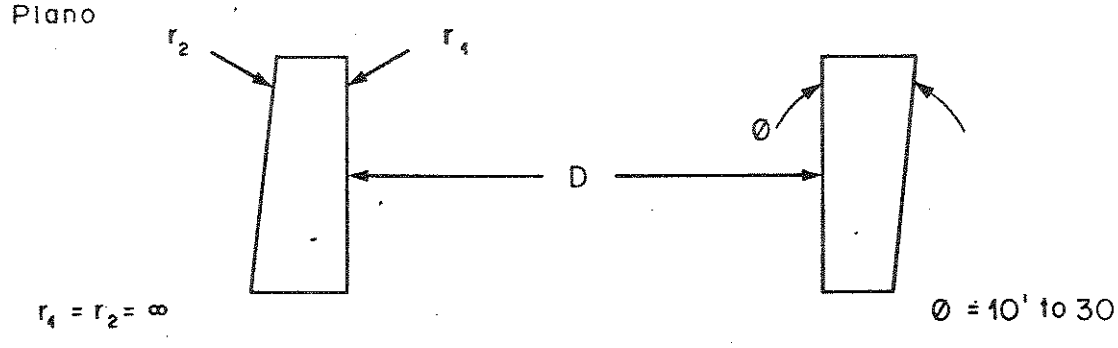


Fig.-2.8 - Formato das placas de um interferômetro de Fabry-Perot.

Seja dada uma superfície onde incide um feixe de luz. A reflectância desta superfície é definida como a razão [4,6]:

$$R = \frac{\text{energia refletida}}{\text{energia incidente}} \qquad (2.9),$$

que é sempre menor que 1. Se a reflexão for agora considerada como uma função da amplitude e não mais da intensidade, pode-se definir um coeficiente de reflexão complexo r. Se ρ for a fração refletida da amplitude da energia e γ o atraso de fase devido a reflexão, então:

$$r = \rho\, e^{-j\gamma} \qquad (2.10),$$

com:

$$R = rr^{*} = \rho^{2} \qquad (2.11).$$

Pode-se definir a transmitância da superfície como sendo a razão:

$$T = \frac{\text{energia transmitida}}{\text{energia incidente}} \qquad (2.12),$$

que também é menor que um. Se τ é a fração transmitida da amplitude e γ o atraso de fase devido ao cruzamento de uma superfície, o coeficiente de transmissão complexo t é definido por:

$$t = \tau\, e^{-j\gamma} \qquad (2.13),$$

com:

$$T = tt^{*} = \tau^{2} \qquad (2.14).$$

Para a conservação de energia, tem-se que a reflectância e a transmitância obedecem (caso sem perdas):

$$R + T = 1 \qquad (2.15).$$

Um esquema da formação das franjas de interferência, produzidas por uma placa de vidro ($\gamma = 0$ ou $\gamma = \pi \rightarrow$ r e t são reais) de superfícies paralelas, é dado na Fig.-2.9.

A formação das franjas de interferência é resultado da diferença entre os

caminhos ópticos percorridos pelos feixes SANDP e SABCEP (ver Fig.-2.9), que pode ser escrita como:

$$\Delta l = n\,(AB+BC) - n'\,AN \qquad (2.16),$$

onde n' e n são, respectivamente, os índices de refração dos meios externo e interno à placa. Por geometria, tem-se que:

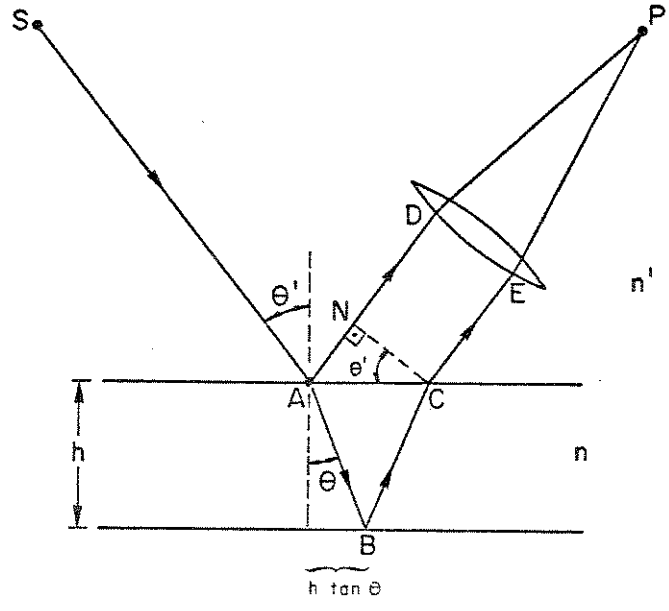


Fig.-2.9 - Formação de franjas no infinito por uma placa de vidro de superfícies planas e paralelas.

$$AB = BC = \frac{h}{\cos\,\theta} \qquad (2.17),$$

$$AN = AC \text{ sen } \theta' = 2\ h \tan\,\theta \text{ sen } \theta' \qquad (2.18),$$

$$n \text{ sen } \theta = n' \text{ sen } \theta' \qquad (2.19).$$

Substituindo-se as equações 2.17, 2.18 e 2.19 em 2.16, tem-se:

$$\Delta l = 2\ n\ h \cos\,\theta \qquad (2.20).$$

A diferança de fase δ, provocada por uma distância Δl, é dada por:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l \qquad (2.21).$$

Portanto, substituindo-se 2.20 em 2.21:

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} n\, h \cos\theta \qquad (2.22).$$

Seja agora uma onda linearmente polarizada e monocromática, cuja amplitude do vetor elétrico tem valor $A^{(i)}$, incidindo sobre a mesma placa, como mostra a Fig.-2.10. Supondo, para simplificação, que os meios acima de AB

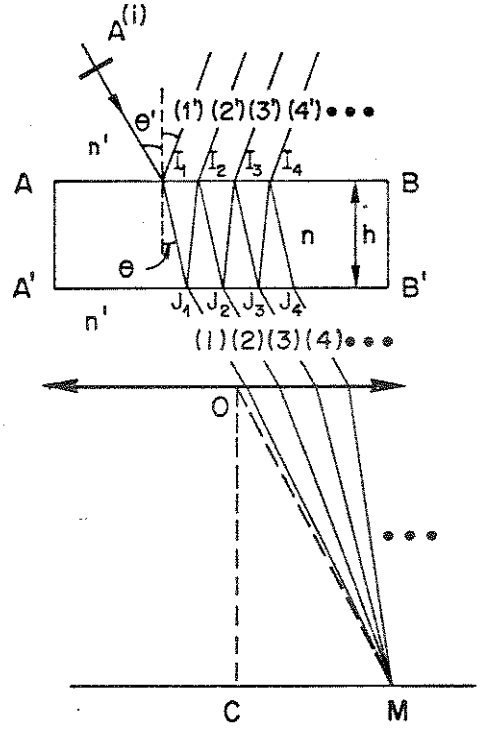


Fig.-2.10 - Observação da formação de franjas múltiplas no infinito por transmissão através da placa de vidro de superfícies planas e paralelas.

e abaixo de A'B' são idênticos (de tal forma que as reflexões são idênticas → r e t são os mesmos para ambas superfícies), a amplitude dos raios é dada por:

Raios:	Amplitude:
I_1J_1	t
J_1I_2	tr
I_2J_2	tr^2
J_2I_3	tr^3
.	.
.	.
.	.

As amplitudes correspondentes aos raios 1, 2, 3, ... são :

$$A^{(i)}t^2,\ A^{(i)}t^2r^2\ e^{-j\delta},\ A^{(i)}t^2r^4\ e^{-j\delta},\ \ldots \qquad (2.23),$$

com δ sendo a diferença de fase provocada pela diferença de caminho percorrido pelos raios emergentes.

Assim, a amplitude total no ponto M é dada por:

$$A^{(t)} = A^{(i)}[t^2 + t^2r^2\ e^{-j\delta} + t^2r^4\ e^{-j\delta} + \ldots] = A^{(i)}\ t^2 \sum_{n=0}^{\infty} r^{2n}\ e^{-jn\delta} \qquad (2.24).$$

Como:

$$\sum_{n=0}^{\infty} r^{2n}\ e^{-jn\delta} = \frac{1}{1 - r^2\ e^{-j\delta}},$$

então 2.24 fica:

$$A^{(t)} = A^{(i)} \frac{t^2}{1 - r^2 e^{-j\delta}} \qquad (2.25).$$

A intensidade transmitida é igual a:

$$I^{(t)} = A^{(t)}.A^{(t)*}$$

$$I^{(t)} = \frac{t^2}{1 - r^2 e^{-j\delta}} \frac{(t^2)^*}{1 - (r^2)^* e^{j\delta}} A^{(i)} A^{(i)*}$$

Utilizando as equações 2.11 e 2.14 e resolvendo a equação anterior, tem-se:

$$I^{(t)} = \frac{T^2}{(1-R)^2 + 4R \operatorname{sen}^2(\delta/2)} I^{(i)} \qquad (2.26).$$

A expressão 2.26 é conhecida como fórmula de Airy para a transmissão. Com um procedimento semelhante ao desenvolvido, é possível calcular-se a fórmula de Airy para a reflexão. Colocando-se $(1-R)^2$ em evidência e utilizando-se 2.15, a equação 2.26 fica:

$$I^{(t)} = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \operatorname{sen}^2(\delta/2)} I^{(i)} \qquad (2.27).$$

Definindo-se o parâmetro F como sendo:

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2} \qquad (2.28),$$

a equação 2.27 fica:

$$\frac{I^{(t)}}{I^{(i)}} = \frac{1}{1 + F\ sen^2(\delta/2)} \qquad (2.29).$$

A equação 2.29 é a intensidade transmitida relativa, que terá seu valor máximo (= 1) no ponto M da Fig.-2.10 quando $sen^2(\delta/2) = 0$, ou seja:

$$\frac{\delta}{2} = \frac{2\ \pi}{\lambda}\ n\ h\ \cos\ \theta = m\ \pi\ ,$$

com m = 1, 2, ... Por outro lado, o valor mínimo ocorrerá quando $sen^2(\delta/2) = 1$, ou seja, quando m = 1/2, 3/2, 5/2, ...

Portanto, máximos de intensidade do padrão de interferência serão alcançados quando a ordem de interferência, $m = \delta/2\pi$, for um número inteiro e, os mínimos, quando m for um número semi-inteiro. O inverso desta conclusão é verdadeiro para o caso da reflexão.

$$m = \frac{\delta}{2\ \pi} = \frac{2\ n\ h\ \cos\ \theta}{\lambda} \qquad (2.30).$$

A Fig.-2.11 é um gráfico da intensidade relativa em função de δ. Este gráfico mostra como a refletividade das superfícies é importante para que se tenha uma sensível variação dos máximo e mínimo de intensidade. Quando R é pequeno, F é pequeno e 2.30 pode ser aproximada por [6]:

$$\frac{I^{(t)}}{I^{(i)}} = 1 - F\ sen^2(\delta/2) = 1 - (F/2)\ (1 - \cos\ \delta) \qquad (2.31).$$

Se R aumenta, F aumenta e a intensidade é mínima excluindo-se as vizinhanças dos pontos de máximo.

O formato ponteagudo das franjas é medido, convenientemente, pelo

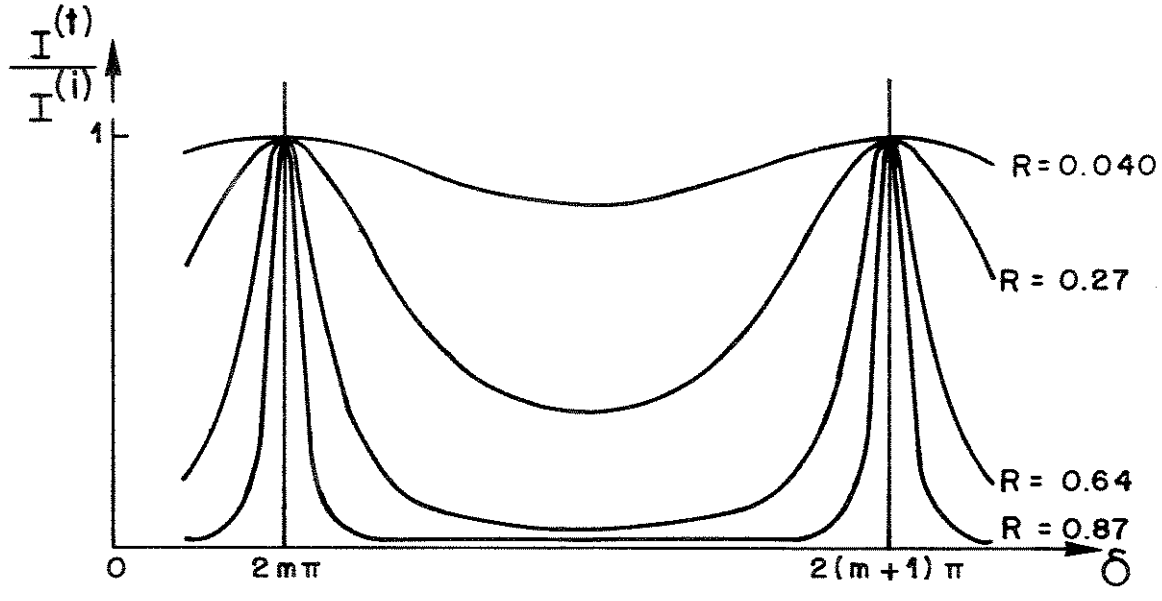


Fig.-2.11 - Características de transmissão de um interferômetro de Fabry-Perot.

comprimento de meia intensidade. A razão da separação entre franjas adjacentes e o comprimento de meia intensidade é chamado de "finesse" $\mathcal{F}$ das franjas. Na Fig.-2.11, os pontos de meia intensidade são aqueles para os quais:

$$\delta = 2\,m\,\pi \mp \varepsilon/2 \ ,$$

com m inteiro e ε sendo a variação de fase correspondente ao ponto de meia intensidade. Da equação 2.30, quando $\delta = 2m\pi + \varepsilon/2$, tem-se que $I^{(t)}/I^{(i)}=1/2$. Portanto:

$$\frac{1}{1 + F\,\mathrm{sen}^2(m\pi + \varepsilon/4)} = \frac{1}{2} \ ,$$

onde $\mathrm{sen}\,(m\pi + \varepsilon/4) = \mathrm{sen}\,(\varepsilon/4)$. Se F for suficientemente grande e ε suficientemente pequeno, de modo que $\mathrm{sen}\,(\varepsilon/4) = \varepsilon/4$, a equação anterior fica:

$$\frac{1}{1 + F\,(\varepsilon/4)^2} = \frac{1}{2} \quad \rightarrow \quad \varepsilon = \frac{4}{\sqrt{F}} \qquad (2.32).$$

A separação entre franjas adjacentes corresponde a uma variação de 2π na fase δ. Assim, a "finesse" pode ser expressa por:

$$\mathcal{F} = \frac{2\,\pi}{\varepsilon} = \frac{\pi\sqrt{F}}{2} = \frac{\pi\sqrt{R}}{(1-R)} \qquad (2.33).$$

A teoria de interferência de múltiplos feixes para uma placa de superfícies paralelas, iluminada perto da incidência normal, é a mesma que para um interferômetro de Fabry-Perot, seja ele um etalon ou uma placa de superfícies paralelas, de forma que os resultados já obtidos são válidos em geral.

A separação entre franjas adjacentes (se a ordem de interferência de uma franja é m, a franja adjacente terá ordem m+1 ou m-1) é chamada de "Free Spectral Range" (FSR). Ela pode ser calculada em escala de freqüência ou de comprimento de onda. Segundo a equação 2.30, a ordem de interferência é dada por:

$$m = \frac{2\,n\,D\,\cos\theta}{\lambda},$$

onde D é a separação entre as superfícies refletoras do interferômetro. Utilizando-se a relação $c = \lambda f$, onde c é a velocidade da luz e f a freqüência, a equação anterior pode ser escrita como:

$$f_m = m\,\frac{c}{2\,n\,D\,\cos\theta} \qquad (2.34).$$

A equação 2.34 define a freqüência de ressonância da cavidade do interferômetro de Fabry-Perot. A separação entre os modos adjacentes, m e m+1, é dada por:

$$\Delta FSR_f = f_{m+1} - f_m = \frac{c}{2\ n\ D\ \cos\ \theta} \qquad (2.35).$$

Como $|\Delta\lambda| = (\lambda^2/c)\ \Delta f$, o FSR em unidades de comprimento de onda fica:

$$\Delta FSR_\lambda = \frac{\lambda^2}{2\ n\ D\ \cos\ \theta} \qquad (2.36).$$

Como no caso da placa de superfícies paralelas, quando a refletividade das superfícies internas do interferômetro de Fabry-Perot aumenta, e conseqüentemente a finesse, as franjas devido às diferentes componentes da luz monocromática podem ser perfeitamente separadas no padrão transmitido. A refletividade próxima da unidade pode ser obtida perto da incidência normal, quando as faces refletoras são cobertas com camadas de filmes dielétricos ou metálicos. Porém, a aplicação destes filmes pode introduzir mudanças de fase diferentes de 0 e π no coeficiente de reflexão. O efeito desta mudança de fase pode ser calculado aplicando-se 2.10 em 2.25. Assim o valor de r deixa de ser real e a diferença de fase δ fica [6]:

$$\delta = \frac{4\ \pi}{\lambda}\ n\ D\ \cos\ \theta + 2\gamma \qquad (2.37).$$

Perto da incidência normal, o efeito da troca de fase para a reflexão é equivalente a um aumento de $(\gamma\lambda_0/2\pi)$ na distância D.

Se, além da mudança de fase, forem computadas absorções e espalhamentos dos feixes pela camadas de filmes, a equação 2.15 deve ser escrita como [6]:

$$R + T + A = 1 \qquad (2.38),$$

onde A representa as perdas provocadas pelos filmes. Assim, 2.29 fica:

$$\frac{I^{(t)}}{I^{(i)}} = \left(1 - \frac{A}{1 - R}\right)^2 \frac{1}{1 + F\ sen^2(\delta/2)} \qquad (2.39).$$

A razão de intensidade transmitida relativa deixa de ter seu valor máximo igual a 1 e passa a valer $[1 - A/(1-R)]^2 < 1$. Isto reflete diretamente sobre a Fig.-2.11. Os picos de intensidade relativa irão diminuir e se alargar, já que a introdução dos efeitos, representados por A, diminuem R. A "finesse" continua a ter a mesma expressão dada pela relação 2.38. Para um dado comprimento de onda, R aumenta com o aumento da espessura do filme refletor. Contudo, um aumento de R é acompanhado por um aumento de A/(1-R) na relação 2.39, isto é, $I^{(t)}/I^{(i)}$ decresce com o aumento de $\mathcal{F}$. Portanto, altos valores para a razão de transmissão e a "finesse" são incompatíveis. Na prática existe a necessidade de certo compromisso entre eles. No caso do interferômetro utilizado e descrito no Capítulo 4, a camada refletora é composta por multicamadas dielétricas, as quais limitam o coeficiente de reflexão em uma faixa em torno de um λ_0, de tal forma que o interferômetro é conveniente apenas para feixes monocromáticos ou quasi-monocromáticos entre 1,3 e 1,5 μm. A Fig.-2.12 mostra o comportamento de $[1 - A/(1-R)]^2$ em função de R para o interferômetro utilizado, com diferentes valores de A como

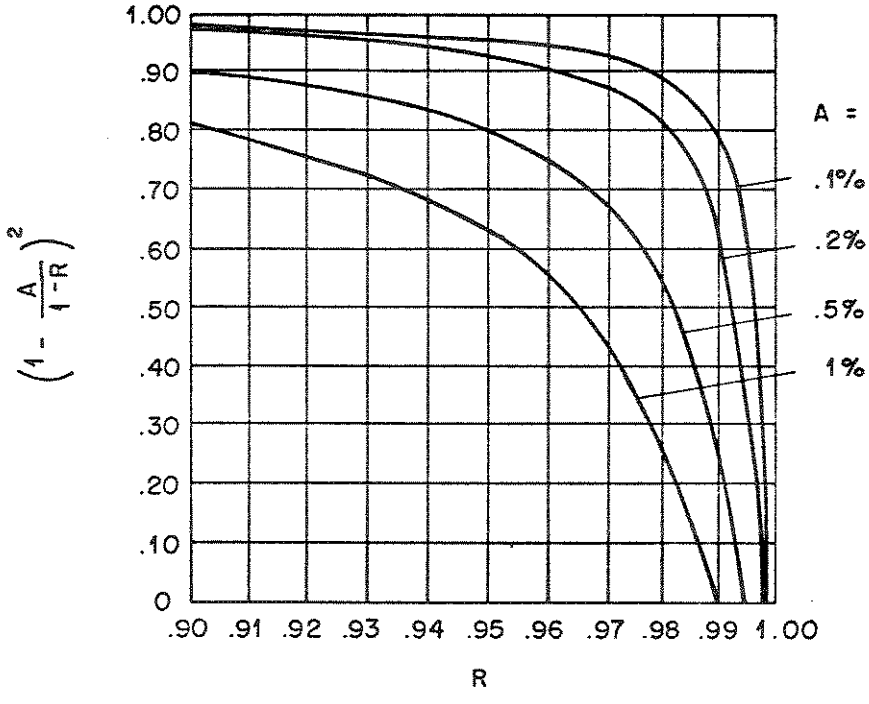


Fig.-2.12 - Comportamento do termo devido à absorção $[1-A/(1-R)]^2$ com a varição de R.

parâmetro. Nota-se claramente que o desenvolvimento de filmes dielétricos com menores absorção e espalhamento irão diminuir ainda mais o comprometimento entre a razão de transmissão e a "finesse".

Toda a discussão acima foi feita baseada na suposição de que as superfícies refletoras do interferômetro fossem planas e paralelas. Contudo, por mais apurados que os processos de fabricação possam ser, eles não são capazes de trabalhar a placa de maneira que suas superfícies fiquem perfeitamente planas. Desta forma, a distância de separação entre as placas D varia com o deslocamento paralelo à superfície. O efeito destas variações sobre a razão de transmissão e a "finesse" é diminuir seus valores em relação aos dados pelas expressões 2.39 e 2.33. O valor da "finesse" pode ser ainda menor se forem considerados outros efeitos de importância secundária, tais como a colocação de diafragmas após a colimação do feixe transmitido e a difração provocada por este diafragma. A nova "finesse", quando são computados os efeitos "parasitas", é conhecida como "finesse" instrumental ($\mathcal{F}_i$) e $\mathcal{F} > \mathcal{F}_i$. O somatório dos inversos dos quadrados de todas as contribuições mais o inverso ao quadrado da "finesse" do interferômetro é igual ao inverso ao quadrado da "finesse" instrumental:

$$\mathcal{F}_i^{-2} = \mathcal{F}^{-2} + \sum_k \mathcal{F}_k^{-2} \qquad (2.40).$$

Por exemplo, as expressões para as "finesses" devidas a planicidade do espelho ($\mathcal{F}_p$) e a "finesse" difrativa ($\mathcal{F}_d$) são respectivamente [7]:

$$\mathcal{F}_p = \frac{M}{2} \qquad (2.41),$$

onde λ/M (M = 100 ou 200) é a medida do desvio médio do comprimento de onda devido a irregularidades na superfície do espelho, e:

$$\mathcal{F}_d = \frac{2\,d^2}{\lambda\,n\,D} \qquad (2.42),$$

onde d é o diâmetro do diafragma.

Outra característica importante ao aparelho é a sua resolução. A resolução é a habilidade do interferômetro em distinguir detalhes no espectro, como identificar linhas espectrais pouco espaçadas. Ela é limitada pela largura finita do pico de transmissão. Toma-se arbitrariamente o seu valor como sendo a separação entre as duas freqüências para as quais a razão de transmissão cai pela metade. Segundo a equação 2.32, a diferença entre os dois pontos referidos acima é $\mathcal{E} = 4/\sqrt{F}$ ($\mathcal{E}$ em radianos), de forma que:

$$\delta_1 - \delta_2 = (f_1 - f_2) \frac{4 \pi n D \cos \theta}{c} = \frac{4}{\sqrt{F}} ,$$

onde foi utilizado $c = f\lambda$. Fazendo $f_1 = f_0 + (\Delta f_{min}/2)$ e $f_2 = f_0 - (\Delta f_{min}/2)$, a equação anterior fica:

$$\Delta f_{min} = \frac{c}{\pi n D \cos\theta \sqrt{F}} \qquad (2.43).$$

A equação 2.43 pode ser escrita em termos de $\mathcal{F}$ e ΔFSR_f através de sua comparação com as equações 2.33 e 2.35:

$$\Delta f_{min} = \frac{\Delta FSR_f}{\mathcal{F}} \qquad (2.44).$$

A equação 2.44 passa a ser um limite máximo para a resolução do aparelho, caso forem computados todos os efeitos discutidos anteriormente. Por exemplo, se $\mathcal{F}$ for substituído na equação 2.44 por $\mathcal{F}_i$, o valor de Δf_{min} será maior pois $\mathcal{F} > \mathcal{F}_i$.

São poucas as modificações necessárias para que o interferômetro de Fabry-Perot opere como um espectrômetro (Fig.-2.13) [4,5,7,9]. A luz transmitida pelo interferômetro passa por uma lente, onde é colimada em direção a um fotodetector. Entre eles, um diafragma deixa passar apenas a parte central do feixe colimado. Um dos espelhos do interferômetro é

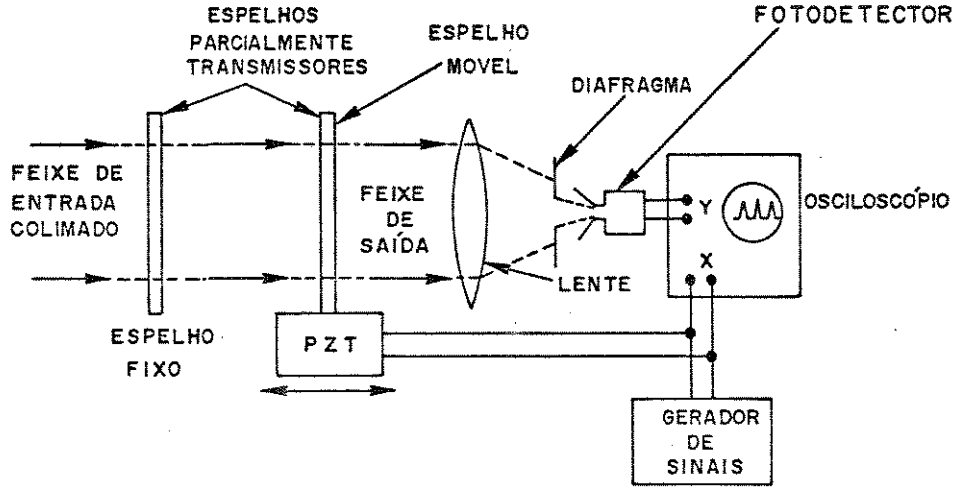


Fig.-2.13 - Espectrômetro utilizando interferômetro de Fabry-Perot.

movimentado em direção ao outro, de forma que as franjas de interferência variem em intensidade na entrada do fotodetector. A movimentação deste espelho pode ser feita utilizando-se, por exemplo, elementos piezoelétricos (PZT's) polarizados com um sinal periódico no tempo (como um dente de serra fornecido por um gerador de rampa). A variação do sinal de polarização em uma freqüência suficiente (para permitir a resposta dos PZT's) é responsável pela varredura contínua do espectro do sinal que chega ao fotodetector. A entrada y de um osciloscópio é conectada à saída do amplificador do sinal gerado pelo fotodetector e a entrada x é conectada ao gerador do sinal periódico. O espectro da luz que incide sobre o interferômetro pode ser observado na tela do osciloscópio (Fig.-2.14).

Se o espectro da fonte utilizada for largo, há a necessidade de a luz passar por um monocromador antes de incidir sobre o interferômetro, de forma a evitar superposições de diferentes ordens do sinal transmitido por ele. Nestes casos, o monocromador deve ter uma largura de banda menor que o FSR do interferômetro. A faixa de resolução destes interferômetros permite a sua utilização com lasers monomodo e transmissão de altas taxas de informação.

Segundo [1], um espectrômetro comercial com interferômetro de Fabry-Perot para Comunicações Ópticas trabalha em uma faixa de freqüência que vai de 200 a 250 THz (1200 a 1600 nm), com uma precisão de 0,1% em sua indicação. Possui

uma resolução máxima de 2,5 pm.

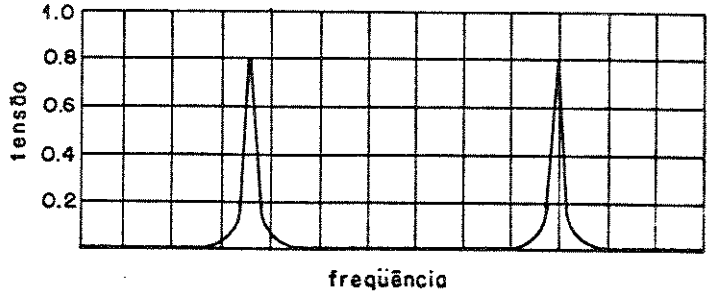


Fig.-2.14 - Espectro da fonte observado na tela de um osciloscópio, proveniente do interferômetro de Fabry-Perot.

2.5 ESPECTRÔMETRO COM DETECÇÃO AUTO-HOMÓDINA E DETECÇÃO AUTO-HETERÓDINA

Os espectrômetros com detecção auto-homódina e auto-heteródina fornecem o espectro de uma fonte através da detecção do batimento da luz desta fonte após passar por um interferômetro de Mach-Zehnder [4,5,6].

O interferômetro de Mach-Zehnder clássico, que é uma modificação do interferômetro de Jamin [4], é composto por dois divisores de feixe L_1 e L_2 e por dois espelhos M_1 e M_2, conforme pode ser observado na Fig.-2.15. O feixe incidente SI tem parte de sua potência refletida pela superfície semi-refletora de L_1 e parte transmitida através de L_1. O feixe refletido por L_1 é então refletido por M_1 em direção a L_2 (feixe IJK) e o feixe transmitido é refletido por M_2 em direção a L_2 (feixe II'K). Uma superfície semi-refletora em L_2 é responsável pela reflexão do feixe II'K e pela combinação dos dois feixes, o que origina os padrões de interferência.

Um método moderno de se construir um interferômetro de Mach-Zehnder é através da utilização de fibras ópticas monomodo e acopladores direcionais, conforme é mostrado na Fig.-2.16. A fibra óptica é responsável pelo guiamento da luz nos braços do interferômetro, em substituição ao guiamento feito pelos espelhos M_1 e M_2. Os acopladores direcionais, que substituem os divisores de feixe L_1 e L_2, são responsáveis pela divisão do feixe incidente para os dois braços da fibra e pela combinação deles na saída [1,10,11].

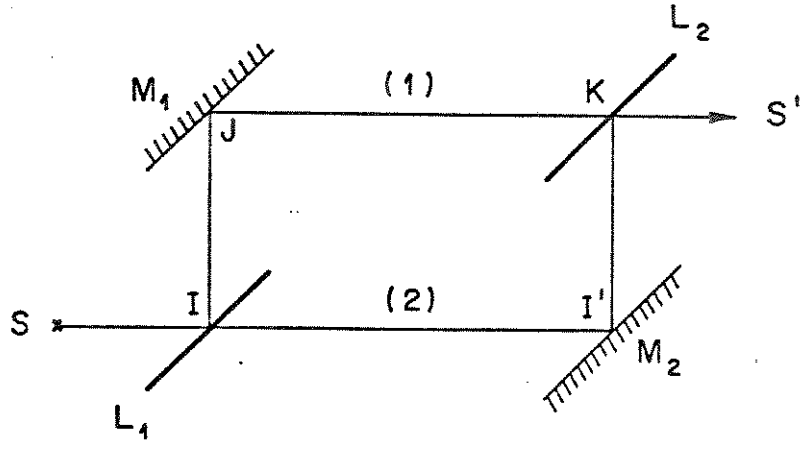


Fig.-2.15 - O interferômetro de Mach-Zehnder

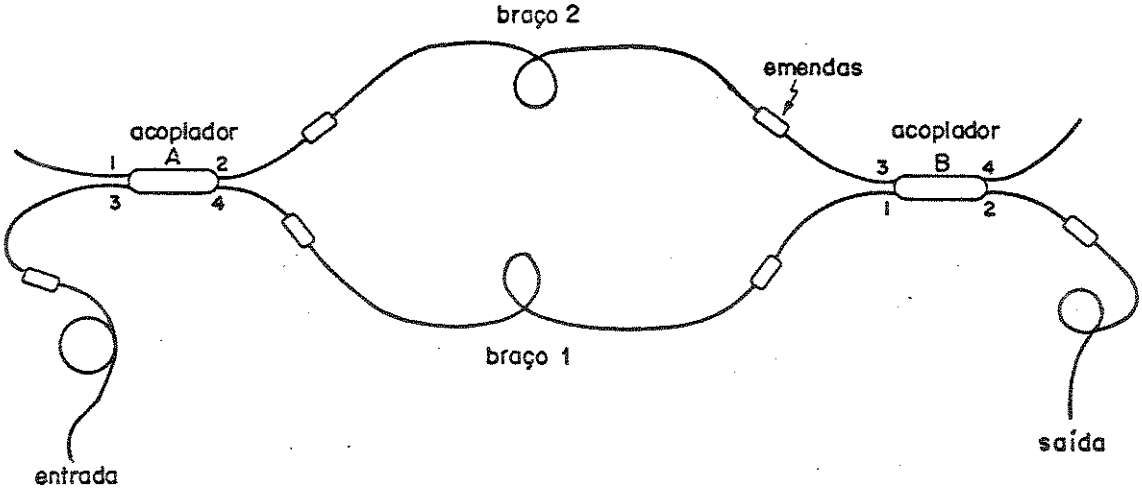


Fig.-2.16 - O interferômetro de Mach-Zehnder em fibra óptica.

Uma vantagem do interferômetro a fibra sobre o interferômetro clássico é a de não apresentar os prováveis desalinhamentos dos espelhos e/ou divisores de feixe provocados por vibrações mecânicas aleatórias das bases que suportam estes componentes. Porém, esta vantagem pode ser insignificante se os efeitos

de dilatação térmica da fibra não forem compensados. Uma outra vantagem é a dupla saída do interferômetro a fibra, que, simultaneamente, possibilita a monitoração da potência e a detecção da radiação.

O esquema de um espectrômetro com detecção auto homódina utilizando um interferômetro de Mach-Zehnder a fibra óptica é mostrado na Fig.-2.17 [11]. A luz proveniente de um laser, via fibra óptica, chega ao acoplador direcional A_1, onde é dividida em dois caminhos, um longo (de quilômetros a dezenas de quilômetros de fibra) e um curto (não mais que 1 metro de fibra). Esta diferença de caminhos gera um atraso relativo entre os feixes Δt quando estes se encontram no acoplador A_2. Um fotodetector colocado na saída de A_2 detecta a freqüência de batimento proveniente da diferença entre as freqüências dos feixes devido ao atraso Δt. O sinal gerado pelo batimento será contínuo se o

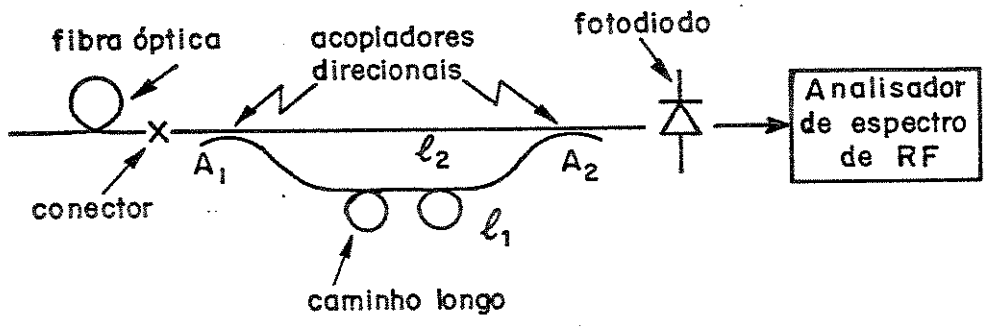


Fig.-2.17 - Analisador de espectro empregando interferômetro de Mach-Zehnder à fibra óptica.

laser for perfeitamente coerente ou sofrerá variações se a freqüência do laser variar. Pode-se provar [30] que o sinal produzido por um gerador de rádio freqüência, que recebe o sinal de batimento do fotodetector, é igual ao espectro do laser a menos de um fator de calibração (que é igual a 2 quando ℓ_1 é muito maior que ℓ_2).

O espectrômetro com detecção auto-heteródina é conseguido através de uma pequena modificação no espectrômetro de detecção auto-homódina. Basta adicionar um modulador óptico a um dos braços do interferômetro de Mach-Zehnder, o qual soma uma freqüência na faixa de MHz à freqüência óptica

deste braço. A vantagem deste procedimento é deslocar o centro do espectro detectado de 0 Hz (freqüência de batimento igual a zero) para a freqüência em MHz que é adicionada a um dos braços. Isto permite a análise de espectros assimétricos. Porém, o método auto-homódino permite uma sensibilidade teórica maior, um custo menor (por não utilizar um modulador óptico) e mesma resolução quando comparado com método auto-heteródino.

Segundo [1], apesar de não determinarem a freqüência óptica central da fonte emissora, os espectrômetros com detecção auto-homódina e auto-heteródina comerciais para Comunicações Ópticas trabalham em uma faixa de comprimento de onda que vai de 1300 a 1600 nm (200 a 230 THz) com resoluções máximas de 10 kHz. A máxima banda de freqüência analisável é da ordem de dezenas de GHz devido a limitações impostas pelas respostas em freqüência dos fotodiodos.

CAPÍTULO 3

ESTABILIZAÇÃO DE FREQÜÊNCIA E SUA CARACTERIZAÇÃO EM LASERS SEMICONDUTORES

3.1 INTRODUÇÃO

A estabilização em freqüência de lasers semicondutores é importante não só para medidas que exijam alta resolução espectral como também para aplicações em comunicações coerentes por multiplexagem em divisão de freqüência (FDM). Nas fontes comuns, pode ocorrer a variação de freqüência do laser devido à alimentação com corrente não estabilizada (a freqüência é função da densidade de portadores na região ativa do laser), da temperatura (a freqüência é função do comprimento efetivo da cavidade ressonante do laser, que por sua vez é função da temperatura), do envelhecimento do laser, etc [1]. Pode-se obter correções destas variações empregando-se técnicas de estabilização. Para a estabilização em freqüência de um laser solitário, um loop AFC (automatic frequency control - controle automático de freqüência) é largamente utilizado. Um sinal de erro gerado pela mudança de freqüência do laser deve ser processado (amplificado e/ou integrado) e deve ser realimentado de maneira a compensar a flutuação em freqüência. No caso de lasers solitários, esta compensação é feita na corrente de alimentação e/ou na temperatura do laser. Serão discutidas 3 maneiras diferentes de se detectar a variação de freqüência para lasers solitários:

- por absorção;
- heteródina;
- utilizando-se um interferômetro ou etalon de Fabry-Perot.

A seguir, tratar-se-á da estabilização de freqüência para lasers semicondutores em cavidades externas. Das técnicas de detecção anteriores, que também valem para este caso, será dado ênfase à técnica que utiliza um interferômetro ou etalon de Fabry-Perot. Neste caso serão discutidas maneiras diferentes para se conseguir a estabilização em freqüência. Além da compensação das flutuações em freqüência sobre a corrente e/ou temperatura do laser, pode-se conseguir a estabilização em freqüência variando-se o comprimento real [12,13] ou efetivo da cavidade [14]. Em todos os casos, loops AFC são utilizados.

Finalmente, serão mostrados alguns resultados do atual estado da arte para lasers solitários e lasers em cavidades externas.

3.2 ESTABILIZAÇÃO DE FREQÜÊNCIA EM LASERS SOLITÁRIOS

A estabilização de freqüência de lasers solitários é o ponto de partida para a estabilização de freqüência de lasers em cavidades externas. Este controle pode ser atingido desde que se tenha uma fonte de corrente (alimentação do laser) bem estabilizada e também um circuito que compense e estabilize flutuações de temperatura.

Mesmo assim, ainda podem ocorrer variações de freqüência. O controle de freqüência pode utilizar um loop de realimentação negativa cujas variações de freqüência sejam compensadas com variações proporcionais de temperatura e/ou corrente. Utilizando-se um elemento sensível às variações de freqüência, um sinal de erro é gerado e injetado na corrente de alimentação e/ou em um dos elementos que regulam a temperatura do laser (um dispositivo Peltier, por exemplo). Assim, as condições de ressonância do laser são variadas (através de variações de comprimento real ou efetivo de sua cavidade) e a largura de banda de flutuação de freqüência diminuída.

3.2.1 Método de Estabilização por Absorção

Esta técnica emprega um dispositivo extremamente sensível a uma determinada freqüência. Em eletrônica são utilizados os osciladores a cristais de quartzo, que ressoam em uma freqüência extremamente bem definida a qual depende do tamanho físico do cristal. Em óptica, devido ao pequeno comprimento de onda, há a necessidade de se procurar ressonâncias em moléculas ou átomos. Podem ser utilizados vários padrões, como, por exemplo, os átomos de gases nobres [15], a molécula do gás acetileno C_2H_2 com o isótopo 13 do carbono [17], etc. Deve-se ressaltar que as faixas de comprimentos de onda de interesse em Comunicações Ópticas são as que estão por volta de 1,3 e 1,55 μm.

Quando utilizam-se os gases nobres para o controle da freqüência de emissão do laser, várias transições eletrônicas ocorrem na região dos comprimentos de onda desejados. Essas linhas são excelentes referências pois os gases nobres são não suscetíveis a pertubações externas. Para a estabilização dos lasers é necessário que se monitore o sinal optogalvânico das transições do gás em uma lâmpada ou tubo de descarga. A descarga elétrica produzida por um gás em uma lâmpada ou tubo de descarga pode ser acentuadamente variada devido a presença de uma fonte de luz (no caso, o

laser).

O efeito optogalvânico se origina de um rearranjamento das populações de elétrons dos estados excitados dos átomos de um gás induzido pela luz do laser, de tal forma a alterar sua taxa de ionização total. Esta distorção do equilíbrio iônico altera, portanto, o estado estacionário do gás e induz uma variação na impedância elétrica de descarga, podendo ser detectada como uma variação de tensão entre os eletrodos da lâmpada ou do tubo de descarga [15].

Como um exemplo, utiliza-se uma lâmpada preenchida com Argônio, cujo diagrama de energia simplificado está na Fig.-3.1. Segundo Y. C. Chung [16], quando uma lâmpada preechida por este gás dá uma descarga, átomos de Ar são excitados para um nível de alta energia. Sob condições normais de operação, uma lâmpada de descarga mantém um estado estacionário onde a taxa de ionização total é casada com a taxa de perda total dos íons Ar. Se a lâmpada é radiada por um feixe laser de λ = 1,296 μm, os átomos do Ar no nível $2p_{10}$ serão excitados para o nível $3d_5$, causando variações na densidades de população de átomos de Ar nestes níveis. Porém, átomos de Ar, no nível $3d_5$, possuem probabilidade de ionização mais alta do que aqueles no nível $2p_{10}$, pois necessitam de menos energia para se ionizarem. Assim, as variações nas densidades de população entre esses dois níveis, induzidas pelos lasers, aumentarão a taxa de ionização total dentro da lâmpada. Conseqüentemente, a corrente de descarga necessária para manter o estado estacionário é reduzida, isto é, a impedância da lâmpada de descarga é aumentada devido à radiação do laser em 1,296 μm. Todavia, a corrente de descarga será aumentada se a radiação do laser depletar um estado de energia. Essas variações na corrente de descarga devidas à radiação de um laser, no comprimento de onda correspondente a uma transição atômica específica, são chamadas de efeito optogalvânico.

Utiliza-se, então, um "servo-loop" como o da Fig.-3.2 para controlar a freqüência do laser através da corrente de injeção. O feixe do laser passa através de uma lâmpada de descarga preenchida com um gás nobre. O sinal que discrimina a freqüência pode ser obtido através da monitoração do sinal optogalvânico de qualquer transição atômica ocorrida nos átomos do gás, o qual pode ser considerado como uma função das variações da densidade de população causadas pela absorção do feixe do laser na lâmpada. O sinal produzido pela lâmpada é detectado no resistor de carga (que mantém constante a corrente de

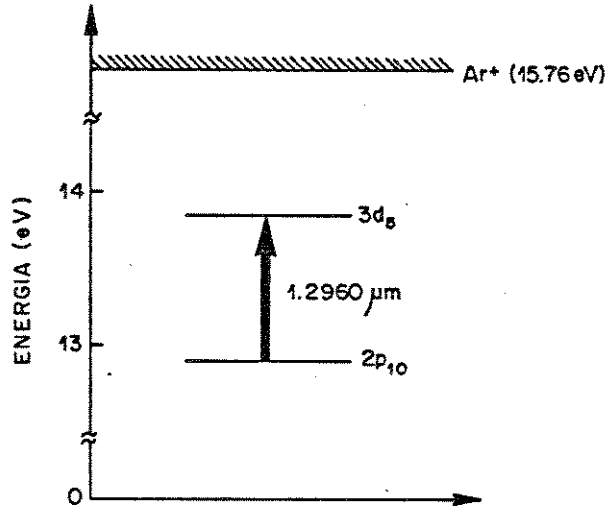


Fig.-3.1 - Esquema simplificado do diagrama de níveis de energia do Ar.

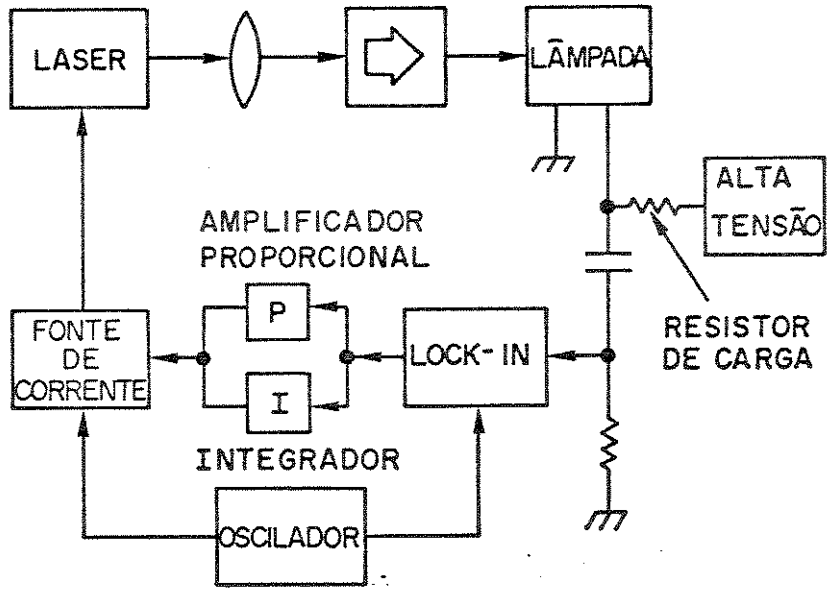


Fig.-3.2 - Estabilização de freqüência de laser semicondutor solitário utilizando absorção atômica por lâmpada de argônio.

alimentação quando não há variação de freqüência) e vai para um detector síncrono (lock-in). O oscilador (OSC) mantém um sinal de referência. A seguir, uma parte deste sinal passa por amplificador proporcional (AP) e a outra por um integrador. O sinal resultante faz a compensação da variação de freqüência sobre a corrente de polarização do laser. Este processo permite a estabilização absoluta em cerca de 4 MHz da freqüência do laser.

Além da utilização de gases nobres (absorção atômica), podem ser utilizadas moléculas (absorção molecular) para a estabilização da freqüência de emissão do laser [17]. Como um exemplo, comenta-se a seguir sobre a estabilização de um laser DFB de freqüência em torno de 1,55 μm utilizando-se a absorção de moléculas de C_2H_2 e $^{13}C_2H_2$. Utilizando-se um espectômetro óptico, verificou-se que a molécula de C_2H_2 têm muitas linhas de absorção fortes na região de 1,51 a 1,54 μm, porém sua absorção na região acima de 1,54 μm é fraca. Por outro lado, sabe-se que o isótopo $^{13}C_2H_2$ possui linhas mais fortes na região de 1,52 a 1,55 μm (ver a absorção perto de 1,55 μm na Fig.-3.3), cuja forma é similar as linhas de absorção do primeiro.

Para se conseguir a estabilização da freqüência do laser semicondutor DFB em 1,55 μm usa-se a linha de absorção em 1,54949 μm do $^{13}C_2H_2$, que é a linha mais próxima de 1,55 μm. Utilizando-se uma célula de gás de $^{13}C_2H_2$, um

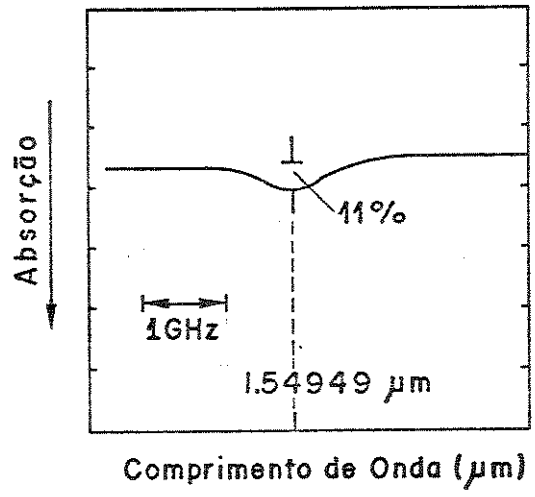


Fig.-3.3 - Linha de absorção nas vizinhanças de 1,54949 μm de uma célula de $^{13}C_2H_2$ de 10 cm de comprimento e 10 torr de pressão.

fotodetector e um sistema de realimentação (o qual utiliza um amplificador lock-in) é possivel a estabilização de um laser DFB em 1,55 μm. O feixe de luz do laser DFB passa através da célula de gás e é detectado pelo fotodetector. Se não há variação da freqüência do laser, a mesma potência deverá chegar a ele com o decorrer do tempo. Se ocorre uma variação, mais potência chegará ao fotodectetor pois a absorção diminuirá. Um sinal do fotodetector é enviado e realimenta a corrente de injeção do laser depois de ser processado pelo amplificador lock-in. Com este método consegue-se estabilização da ordem de 2 MHz.

3.2.2 Método de Estabilização Heteródino

A estabilização heteródina consiste na comparação da freqüência de emissão com a freqüência de uma fonte ultra estável, como, por exemplo, um laser HeNe estabilizado. A mistura das freqüências ópticas do sinal e da referência, em um fotodetector, gera uma freqüência de batimento ou freqüência intermediária (f_{FI}) a qual é proporcional à diferença das duas freqüências ópticas. Valores de f_{FI} de até dezenas de GHz podem ser obtidos, efetuando-se, então, sua medida eletrônica e realimentação para o controle da estabilização do laser. Por esse processo é possível estabilizar-se a freqüência de emissão em qualquer valor programado, com erro absoluto menor do que MHz, sendo possível criar, dessa forma, um sintetizador de freqüência óptica análogo aos similares eletrônicos.

3.2.3 Método de Estabilização Utilizando-se Interferômetro ou "Etalon" de Fabry-Perot

O interferômetro ou "etalon" de Fabry-Perot é largamente utilizado como discriminador de freqüência, tanto para lasers solitários quanto para lasers em cavidades externas. A Fig.-3.4 mostra como o interferômetro é acoplado ao sistema num caso de controle de freqüência por temperatura. A variação da freqüência do laser gera uma queda na potência óptica de saída do interferômetro, devido a perda do padrão de ressonância em seu interior. O fotodetector 1 detecta esta variação, que é pré-amplificada e alimenta a entrada de um comparador. O fotodetector 2 serve apenas como gerador de um sinal de comparação dinâmico, isto é, qualquer variação de potência na entrada do interferômetro não é interpretado como uma variação de freqüência. O sinal

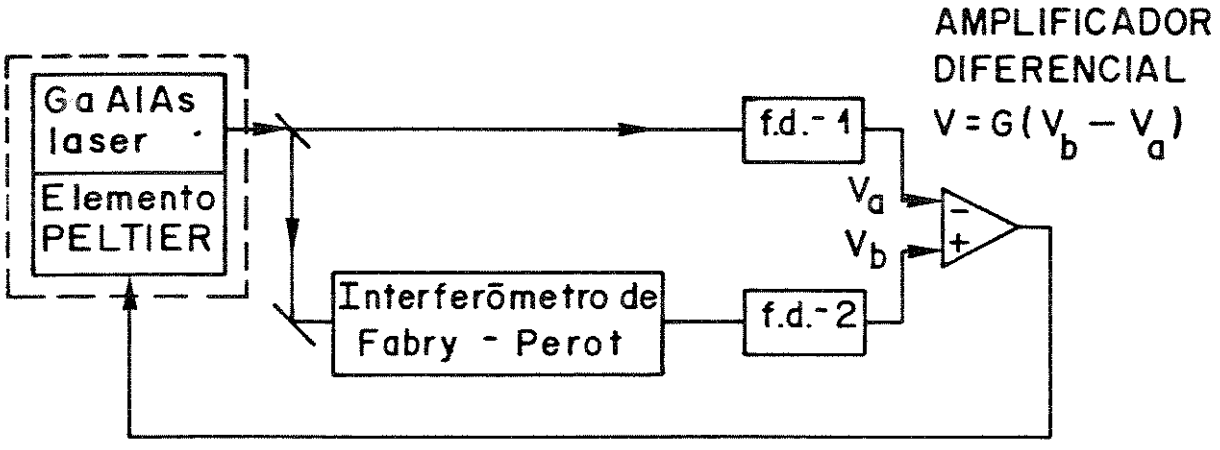


Fig.-3.4 - Estabilização de freqüência de laser solitário por realimentação sobre sua temperatura, utilizando um interferômetro de Fabry-Perot como discriminador de freqüência [19].

já pré-amplificado, proveniente do fotodetector 2, alimenta a outra entrada do comparador. Um sinal de erro é gerado na saída do comparador e é realimentado para o controle de temperatura e/ou corrente.

Pode-se alcançar, por exemplo, 1 MHz de estabilização para lasers de GaAlAs operando em dupla realimentação de temperatura [18], ou de 10 MHz para uma realimentação simples [19]. Geralmente, a realimentação em temperatura é feita sobre um ou mais elementos Peltier localizados na base do laser. Estes resultados podem ser alcançados desde que a estabilidade do interferômetro seja satisfatória.

3.3 ESTABILIZAÇÃO DE FREQÜÊNCIA EM LASERS EM CAVIDADES EXTERNAS

Os sistemas de comunicação coerente exigem larguras de linha estreitas e estabilidade em freqüência para lasers monomodo. A cavidade externa provê larguras de linha estreitas e operação em um modo longitudinal único, não assegurando, porém, a estabilidade em freqüência. O método de estabilização por controle de fase, utilizando ou não os artifícios para a estabilização de lasers solitários, pode ser utilizado para o controle das flutuações de

freqüência [13, 16, 20, 23]. A estabilização por controle de fase visa variar o comprimento da cavidade externa, provocando a variação da fase da onda de luz ressonante na cavidade. Esta variação de comprimento pode ser real ou efetiva. A variação de comprimento real pode ser alcançada, por exemplo, com o deslocamento do elemento reflexivo externo da cavidade [13]. Este elemento reflexivo pode ser um espelho ou grade de difração, posicionado de tal maneira a substituir o espelho interno da cavidade de Fabry-Perot do laser (representado por uma de suas faces) que foi inativado por uma cobertura de camada anti-refletora ("coating"). Um exemplo deste caso está mostrado na Fig.-3.5. Um laser com temperatura controlada possui uma de suas faces voltada para uma cavidade externa, que utiliza como elemento reflexivo um espelho. Este espelho deixa passar uma parte da luz que sobre ele incide, a qual alcança um interferômetro de Fabry-Perot. Este interferômetro gera um sinal de erro na saída do comparador, conforme explicado em 3.2.3. Este sinal de erro é amplificado e alimenta os elementos piezoelétricos, ocasionando a variação do comprimento da cavidade e, como conseqüência, da fase. Pode-se alcançar uma

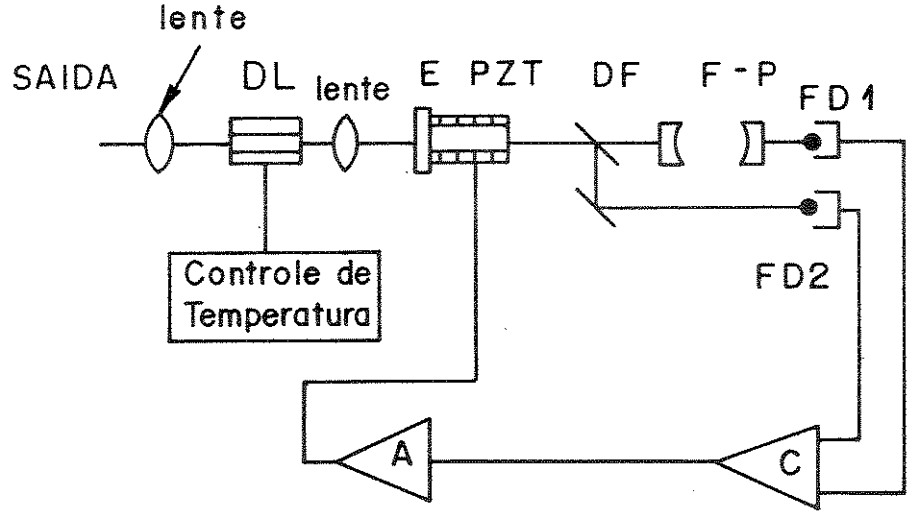


Fig.-3.5 - Esquema de estabilização de freqüência de laser semicondutor em cavidade externa por variação de fase através do deslocamento do elemento reflexivo.

estabilização menor do que 28 MHz para este caso em particular.

Uma outra maneira de se variar o comprimento real é através da inserção de um "etalon" no interior da cavidade, inclinado de um certo ângulo em relação a direção de propagação da luz, cuja variação provoca a mudança de fase pelo aumento do comprimento da cavidade. Nos dois exemplos, os deslocamentos do espelho e do etalon podem ser alcançados através da utilização de elementos piezoelétricos (PZT), os quais se contraem ou distendem dependendo da tensão de erro que recebem de um amplificador, como resultado da variação de freqüência detectada pelo descriminador.

Pode-se conseguir também a variação efetiva do comprimento da cavidade, através da inserção em seu interior de um meio que varie seu índice de refração com a variação da tensão aplicada sobre ele [14]. Este meio é conhecido como meio eletro-óptico (um modulador de fase de $LiNbO_3$, por exemplo). A Fig.-3.6 mostra o esquema experimental para este caso. O laser possui uma cavidade externa cujo meio externo é um modulador de fase óptico e cujo elemento reflexivo é uma cobertura de ouro na extremidade do modulador oposta ao laser. A detecção da variação de freqüência é feita por um interferômetro de Fabry-Perot e o sinal de erro é obtido após o amplificador operacional, já comparado com um nível de referência fixo. O sinal passa então por um estágio de amplificação proporcional e um estágio de integração antes de alimentar o modulador de fase. Pode-se reduzir a variação de freqüência de 52 MHz para 1,5 MHz com este método [14].

A utilização conjunta de estabilização de freqüência por fase e por controle de corrente de polarização pode prover uma melhoria no controle de freqüência, pois um método complementa o outro [21]. A Fig.-3.7 mostra um esquema experimental já desenvolvido para a estabilização de lasers de largura de linha espectral estreita. O laser possui um espelho como elemento reflexivo externo. A luz proveniente do laser passa através de um interferômetro de Fabry-Perot e um sinal de erro é obtido na saída do amplificador operacional. Neste caso, se a freqüência do sinal de erro for maior que 20 Hz, a realimentação irá ocorrer na corrente de polarização do laser, via um filtro passa banda de 20 a 500 Hz. Caso contrário, a realimentação ocorrerá no elemento piezoelétrico, via integração, seguido por uma amplificação em alta tensão. Este método pemite até 1 kHz de estabilização em freqüência.

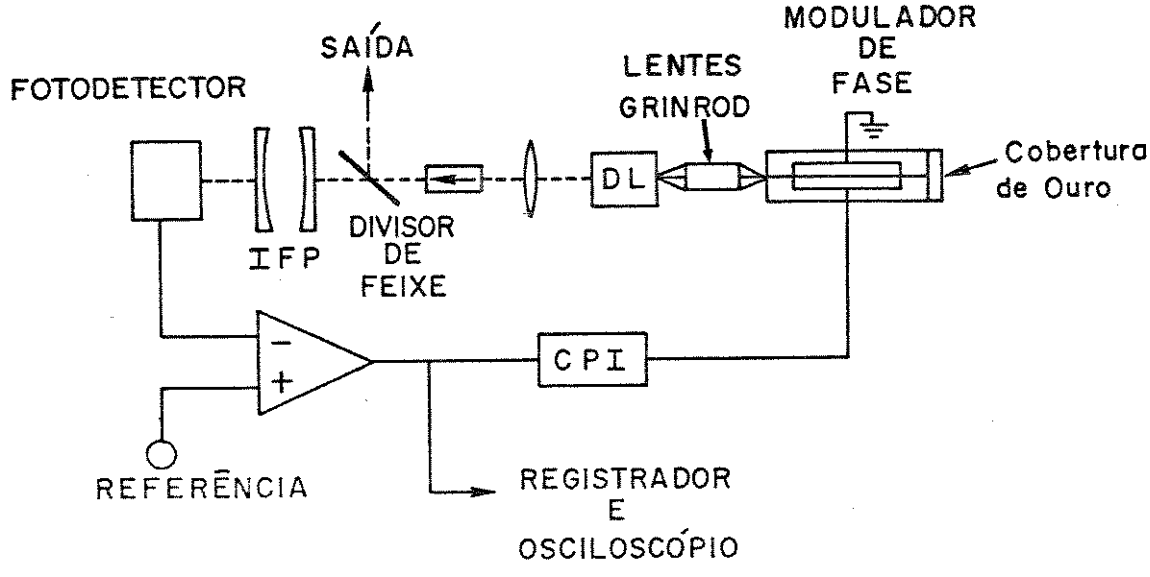


Fig.-3.6 - Esquema de estabilização de freqüência de laser semicondutor em cavidade externa formada por um modulador de fase de $LiNiO_3$.

3.4 O ATUAL ESTADO DA ARTE

Uma das conseqüências do aprimoramento das técnicas de estabilização da freqüência de lasers semicondutores é a diminuição de suas larguras de linha. Duas técnicas recentes ilustram os procedimentos adotados para esta redução, tanto para lasers solitários quanto para lasers em cavidades externas.

A Fig.-3.8 mostra um esquema que utiliza um modulador de fase externo para estabilização em freqüência de um laser solitário [22]. A luz do laser é colimada por uma lente e desviada por dois divisores de feixe. Um deles desvia a luz para um interferômetro em anel (descriminador de freqüência) e o outro desvia a luz para o modulador de fase. A luz que é transmitida pelo interferômetro em anel é detectada pelo fotodetector de avalanche 1, cujo sinal produzido alimenta diretamente a fonte de corrente do laser, após uma amplificação proporcional. A luz que é refletida pelo interferômetro é detectada pelo fotodetector de avalanche 2 e o sinal proveniente é dividido em uma componente de baixa freqüência e outra de alta freqüência. A parte de baixa freqüência também é realimentada para a fonte de corrente do laser,

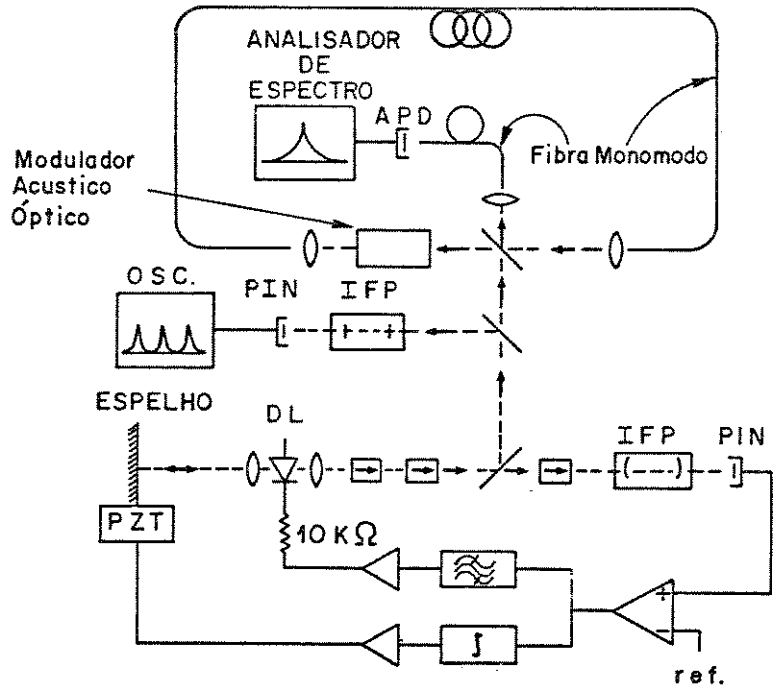


Fig.-3.7 - Esquema de estabilização de freqüência de laser semicondutor utilizando controle por variação de fase em conjunto com controle de temperatura.

passando antes por uma amplificação proporcional e uma diferenciação. A diferenciação posiciona a freqüência central na inclinação lateral da franja de interferência. A componente de alta freqüência alimenta o modulador de fase, passando antes por um integrador. O modulador de fase transforma as flutuações do laser em variação de fase da luz que passa por ele, devido ao sinal de realimentação. Desta forma, controla-se inicialmente a freqüência através de um parâmetro interno (variação do número de portadores na região ativa, isto é, da corrente de injeção) e, posteriormente, através de um elemento externo, que é o modulador. Um detector na saída do modulador registra os resultados obtidos. Com este esquema de estabilização, consegue-se uma redução da largura de linha do laser de 8,8 MHz para 45 kHz [22].

A Fig.-3.9 mostra o esquema de estabilização em freqüência por dupla realimentação de um laser em uma cavidade que possibilita a redução da sua largura de linha para um valor estimado de apenas 7 Hz [23]. Este esquema de dupla realimenteção é composto por uma realimentação óptica incial, seguida de

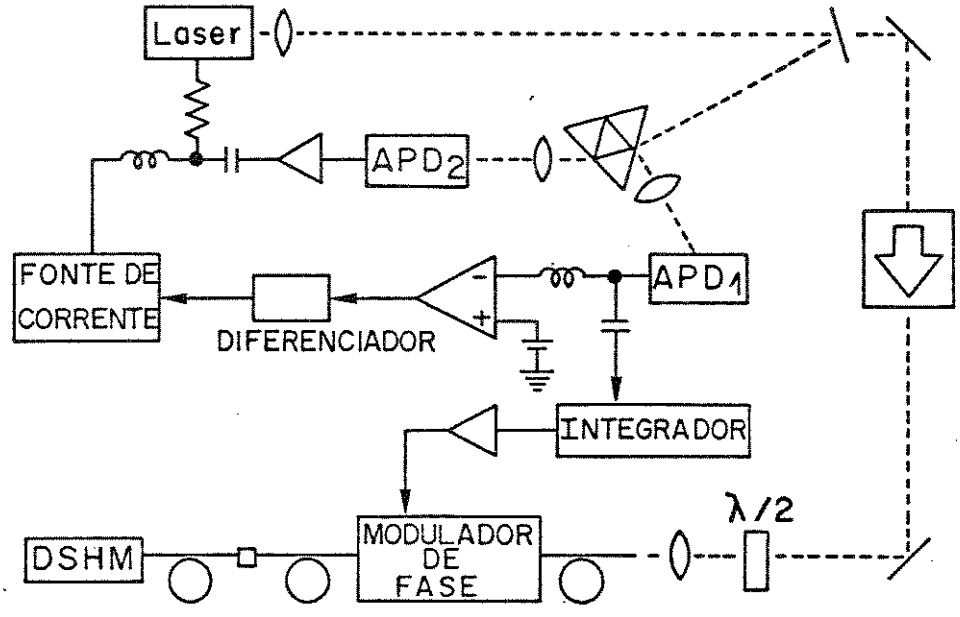


Fig.-3.8 - Estabilização de freqüência para laser solitário utilizando modulador de fase externo.

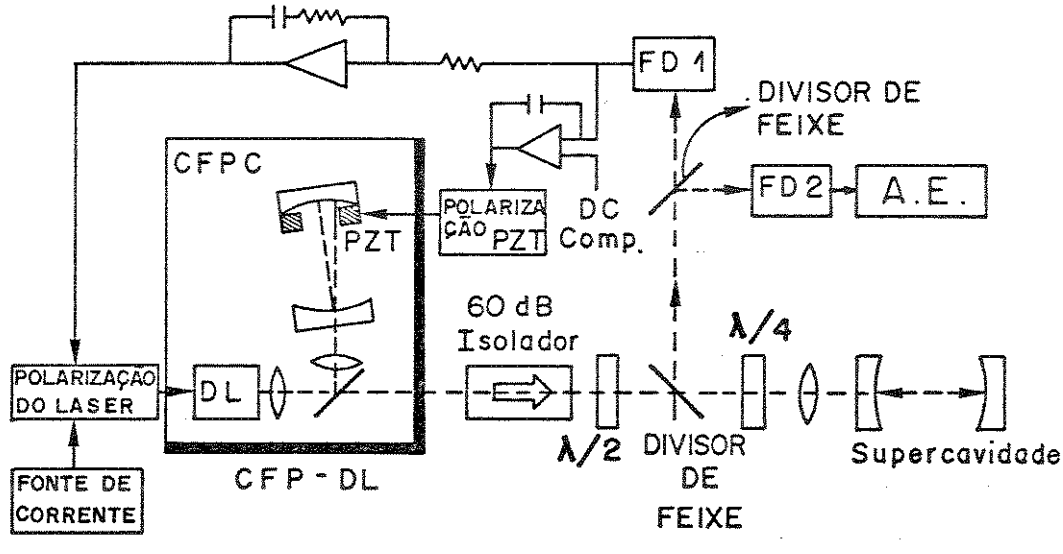


Fig.-3.9 - Esquema de estabilização em freqüência para laser em cavidade externa utilizando realimentação óptica e realimentação eletrônica.

uma realimentação eletrônica. A realimentação óptica controla a freqüência via comprimento da cavidade, para componentes de baixa freqüência (menores que 5 kHz) e via corrente de injeção, para as componentes alta freqüência do sinal obtido na saída de um fotodetector. A maneira utilizada para obtenção dos sinais de realimentação é semelhante àquela que utiliza um interferômetro de Fabry-Perot. A diferença é que, neste caso, o interferômetro faz parte da cavidade e é o discriminador de freqüência, ao mesmo tempo. Este tipo de cavidade externa (CFP-DL) apresenta uma característica de supressão do ruído de banda larga, com uma largura de linha menor que 10 kHz. O feixe do laser colimado é refletido por um divisor de feixes e incide em um interferômetro de Fabry-Perot confocal. A parte do feixe que é transmitida de volta para o laser o induz a ressoar na mesma freqüência da cavidade do interferômetro. Um fotodetector detecta as variações de freqüência na extremidade oposta à de incidência de luz (espelho traseiro) e gera o sinal para as malhas de realimentação [20]. O comprimento da cavidade é variado por elementos piezoelétricos colocados no espelho traseiro da cavidade. Esta primeira etapa assegura 1 MHz de estabilização em freqüência.

Para se conseguir a redução da largura de linha do laser, é necessário diminuir o ruído FM de uma maneira estável. Para isto, utiliza-se a realimentação elétrica negativa, que é capaz de manter a estabilidade quando se utiliza uma freqüência de referência estável. Uma "supercavidade" (uma cavidade tipo Fabry-Perot confocal, com controle de temperatura e hermeticamente fechada) é uma fonte de referência estável. Assim, a luz que sai da CFP-DL entra nesta supercavidade, onde o ruído FM da CFP-DL é demodulado pelo seu modo de reflexão. O sinal demodulado chega, então, ao fotodetector, onde é realimentado negativamente para o controle de comprimento e para a corrente de injeção da cavidade, fechando-se o "loop" [23].

CAPÍTULO 4

MONTAGEM DO LASER EM CAVIDADE EXTERNA, CARACTERIZAÇÃO DOS CIRCUITOS E COMPONENTES UTILIZADOS E MONTAGENS DE ANÁLISE ESPECTRAL

4.1 CARACTERÍSTICAS DO LASER SEMICONDUTOR UTILIZADO

A fonte emissora utilizada foi um laser semicondutor de InGaAsP em 1300nm, fabricado pelo CPqD-TELEBRÁS, com estrutura em duplo canal enterrado (DCPBH) e que possui uma camada anti-refletora em uma de suas faces. Esta camada anti-refletora é, na verdade, uma monocamada do composto SiO_x, com $x \cong 1$ de espessura aproximada igual a $\lambda/4n_{ar}^2$, onde n_{ar} é o índice de refração da camada anti-refletora. Este laser foi o mesmo que C. R. Lima utilizou em sua tese de mestrado [24], de onde se baseia a maioria da teoria e resultados mostrados a seguir.

4.1.1 O Laser Solitário

A Fig.-4.1 mostra o esquema do laser utilizado. Neste esquema estão representadas as dimensões deste laser semicondutor, bem como o formato e as direções de propagação do feixe luminoso.

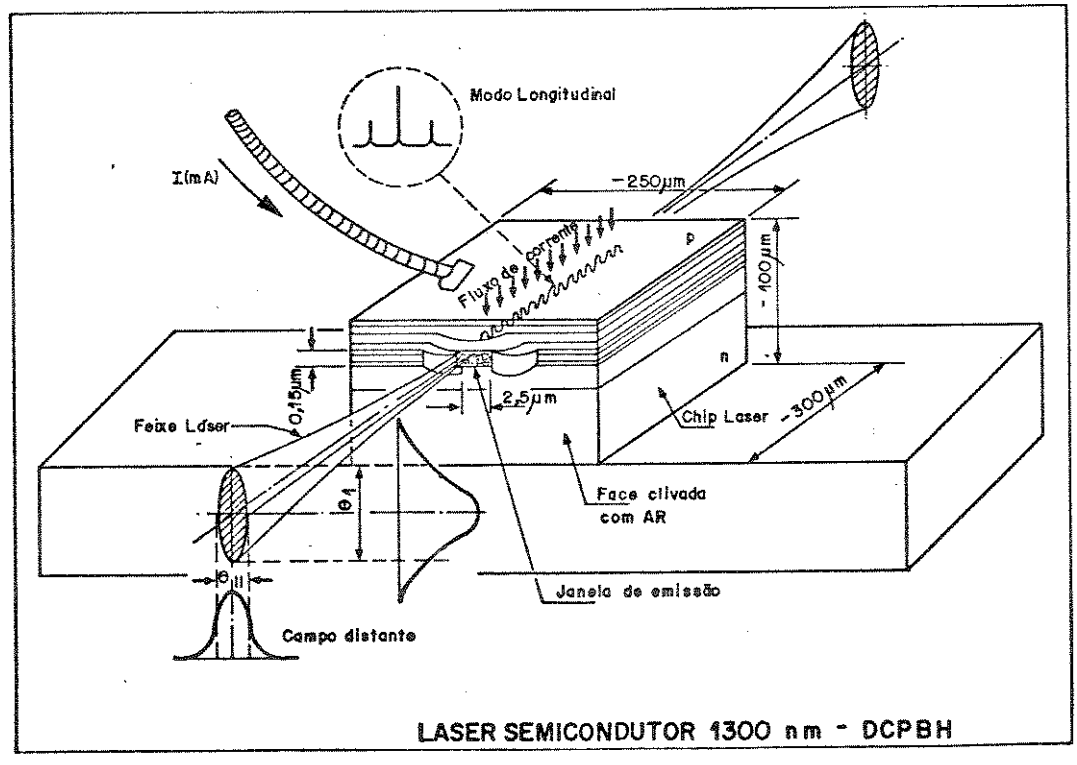


Fig.-4.1 - O laser semicondutor 1300 nm - DCPBH

A realimentação necessária para a emissão do laser é conseguida através da reflexão da luz entre os espelhos internos do cristal semicondutor, o que caracteriza o comportamento da luz numa cavidade de Fabry-Perot. A reflexão interna forma um padrão de ondas estacionárias (ressonância), onde a distribuição do campo óptico se reproduz após percorrer um certo caminho fechado dentro da cavidade do laser. Cada reprodução do campo é chamada de modo longitudinal. Como foi estudado no Capítulo 2, a condição de ressonância de uma cavidade de Fabry-Perot ocorre quando o comprimento da cavidade D é tal que satisfaça a equação 2.30, com $\theta = 0$:

$$m = \frac{2\ n\ D}{\lambda} \quad \rightarrow \quad D = \frac{m\ \lambda}{2\ n}\ ,$$

onde m é a ordem de interferência, n é o índice de refração do meio entre os espelhos correspondente ao comprimento de onda λ. Como o meio do laser é dispersivo, o índice de refração n varia com a freqüência de separação entre modos longitudinais. Porém, para aplicações práticas, esta variação pode ser desprezada [24]. O espaçamento entre dois modos m e $m+1$ pode ser calculado pelas equações 2.35 e 2.36, respectivamente o FSR (faixa espectral livre) em unidades de freqüência e em unidades de comprimento de onda. Por exemplo, para um comprimento de onda de 1.300 nm e valores típicos de índice de refração e comprimento da região ativa do laser de n = 3,6 e D = 400 μm, ΔFSR_λ = 0,57 nm, ou seja, um valor de espaçamento correspondente a 5×10^{-4} do comprimento de onda. O valor de ΔFSR_λ pode ser ainda menor se o comprimento da região ativa for maior.

Cada valor da ordem de interferência m resulta em um comprimento de onda λ_m, em torno do qual pode se originar um modo longitudinal. A existência ou não de um modo irá depender do ganho óptico que ele possui e se este ganho é suficiente para contrabalancear as perdas num percurso de ida e volta entre os espelhos. Desta forma, o feixe de saída do laser irá possuir diversas linhas que representam seus modos, cuja largura de banda é, então, finita e limitada pelas perdas da cavidade. A estrutura dos lasers é semelhante a dos LED's, sendo que o primeiro é dimensionado para que os campos ópticos entrem em oscilação. Quando o limiar de oscilação é ultrapassado (através do

desequilíbrio térmico provocado pelo aumento da corrente de alimentação), as emissões estimuladas se sobrepõem às perdas e às emissões espontâneas, resultando em maior potência óptica produzida por unidade de corrente injetada, com maior coerência e com espectro mais estreito. Desta forma, o laser opera como LED até que a corrente de alimentação aumente e atinja um certo valor, chamado de corrente de limiar, acima do qual o ganho óptico é maior que as perdas. No Capítulo 5, serão mostradas as características da potência óptica versus a corrente de polarização para o laser da Fig.-4.1, com uma camada anti-refletora em uma das faces (segundo [24], a deposição de uma camada anti-refletora aumenta a corrente de limiar e a eficiência quântica do laser), e as características do espectro do laser solitário, obtido em um analizador de espectro óptico e um interferômetro de Fabry-Perot.

4.1.2 O Laser em Cavidade Externa

Para sistemas de Comunicações Ópticas Coerentes, os lasers solitários são inconvenientes, pois não apresentam uma freqüência única de operação, uma largura espectral suficientemente estreita, uma sintonia em freqüência e um baixo consumo de potência. A utilização destes lasers montados em cavidades externas satisfazem os requerimentos acima impostos, para taxas de operação inferiores a 1 Gbit/s [1,24].

O comportamento de cavidades compostas é diferente do comportamento das cavidades convencionais de lasers solitários, pois elas possuem modos pertencentes à cavidade do laser e à cavidade externa. Devido ao fato de o comprimento da cavidade externa ser muito maior que o da cavidade do laser, os modos externos são muito mais próximos em comparação com os modos internos, de tal forma que o espectro resultante apresenta os modos externos modulados pelos modos internos (Fig.-4.2). A deposição de uma camada anti-refletora na face do laser voltada para a cavidade externa, além de aumentar a potência óptica na cavidade, tende a eliminar as ressonância internas, de forma que os efeitos de modulação cessam (Fig.-4.3). Porém, apenas os modos com ganho suficiente (dentro da curva de ganho) irão oscilar. Por exemplo, para uma cavidade externa operando com um comprimento L_{cav} = 26 cm, o número de modos chega a 400.000 e o ΔFSR_{λ} = 3,3 pm, enquanto que para um laser solitário, com D = 300 μm, o número de modos é de apenas 1625 e o ΔFSR_{λ} = 0,78 μm.

O espaçamento entre modos gera problemas para a operação da cavidade em

apenas um modo. O elemento reflexivo e ao mesmo tempo seletivo da cavidade, a grade de difração, não possui resolução suficiente para detectar o espaçamento intermodal. Uma solução pode ser, por exemplo, a diminuição do comprimento da cavidade, aumentando a separação entre as freqüências, a custo de uma largura de linha maior. No Capítulo 5, serão mostradas as características da potência óptica versus corrente de polarização e do espectro obtido em um analizador de espectro óptico e em um interferômetro de Fabry-Perot, para o laser da Fig.-4.1 em cavidade externa.

4.2 CARACTERÍSTICAS DOS COMPONENTES ÓPTICOS PASSIVOS E LINEARES ACOPLADOS AO LASER

O funcionamento adequado da cavidade externa irá depender da combinação dos elementos ópticos passivos e lineares que a compõe. Estes elementos são responsáveis pela colimação e seleção do feixe no interior da cavidade e pela transmisão do feixe na saída. A colimação e a seleção são feitas, respectivamente, pela lente e pela grade de difração, enquanto a transmissão é feita por uma fibra óptica acoplada à face do laser oposta à cavidade.

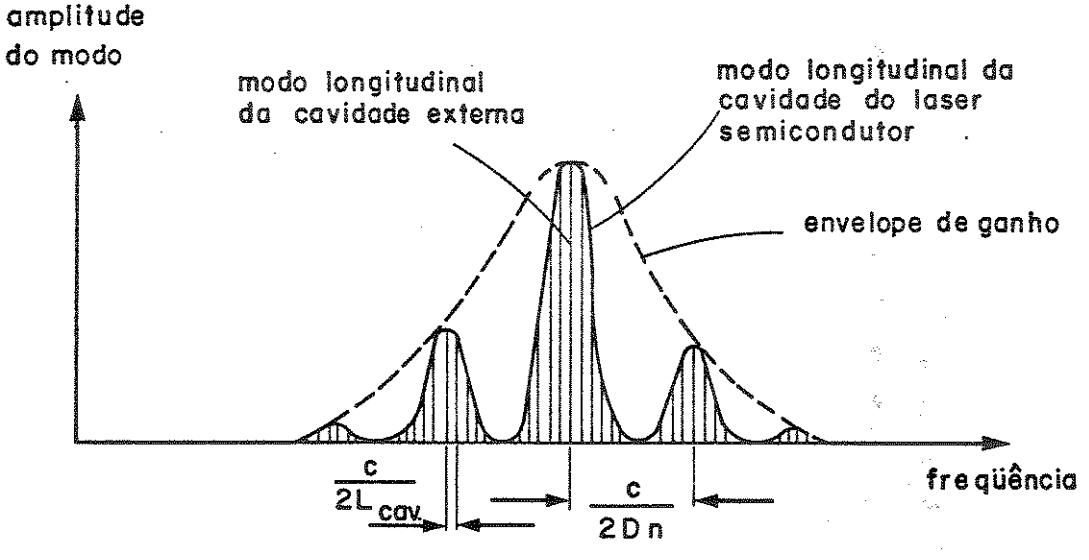


Fig.-4.2 - Modulação dos modos da cavidade externa pelos modos internos do laser.

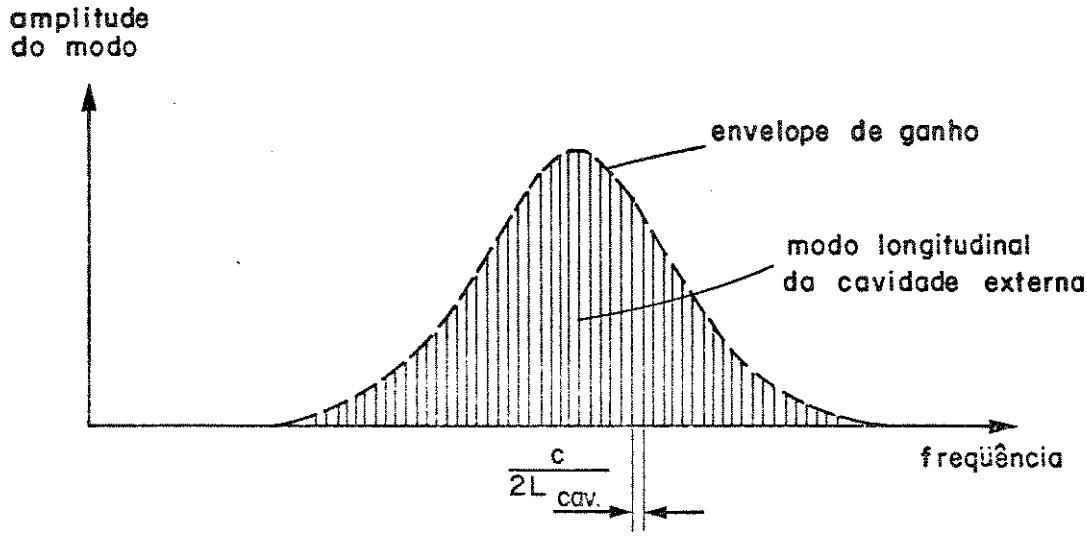


Fig.-4.3 - Efeito da camada anti-refletora na composição dos modos da cavidade externa com os modos internos do laser.

A seguir, será feito um breve estudo das características destes componentes.

4.2.1 A Objetiva de Colimação

A operação adequada da cavidade externa depende da escolha da objetiva de colimação. As objetivas devem possuir elevada abertura numérica (de modo a expandir a maior parte do feixe emitido pela face do laser coberta com a camada anti-refletora), alta transmissividade (objetiva com baixas perdas por absorção, com pouco espalhamento e com poucas reflexões espúrias), baixas aberrações esféricas e dimensão do ponto focal próxima das dimensões da região ativa do laser. Utilizou-se uma objetiva de microscópio da empresa Melles Griot (modelo 04 OAP 007), com aumento de 40 vezes, campo plano e abertura numérica (AN) de 0,65 (cerca de 3 vezes maior que a abertura numérica do laser semicondutor, o que permite que quase toda sua energia seja coletada). A distância focal é de 4,5 mm e a distância de trabalho de 0,32 mm. Uma camada anti-refletora de MgF_2 aumenta a transmissividade da objetiva., pois diminui as reflexões espúrias.

BIBLIOTECA CENTRAL

A objetiva é responsável pelo acoplamento do laser à cavidade externa. O sinal colimado do laser deve ser maximizado, de forma que compense as perdas do sistema e forneça uma melhor condição para a seleção de modos na grade. A maximização pode ser alcançada através do alinhamento óptico da objetiva, conseguido quando seu eixo óptico atravessa a parte central da região ativa do laser por toda sua extensão. A precisão exigida é da ordem de comprimentos de onda, o que é difícil de se conseguir, mesmo com posicionadores mecânicos de precisão. Em adição, o tempo em que o sistema permanece alinhado é limitado, pois os parafusos micrométricos que realizam as translações, devido a folgas ou relaxações, não se mantém estáticos após a posição ideal ser ajustada. Uma solução para este problema seria a utilização de posicionadores que utilizassem elementos piezoelétricos como responsáveis pelas translações. Desta forma, o controle do posicionamento da objetiva seria feito através da variação da tensão de polarização dos elementos piezoelétricos, cuja precisão de ajuste manual é maior e os problemas de folgas ou relaxações não existem.

4.2.2 A Grade de Difração

O elemento responsável pela seletividade em freqüência da cavidade externa é a grade de difração. Então, a seleção de modos é feita por um elemento externo à cavidade do laser e em uma faixa de sintonia limitada perto da ressonância dos modos longitudinais dos lasers solitários.

Utilizou-se uma grade de difração dentada em configuração de Littrow (onde o ângulo do feixe incidente é colinear com o ângulo do feixe refletido), da empresa Jobin-Yvon, com ângulo de "blaze" em 1.550 nm, formato circular (diâmetro de 50 mm), 1200 linhas/mm e cobertura com filme de alumínio. A grade foi posicionada em um suporte, de forma que suas linhas ficassem paralelas às junções do diodo laser. Este procedimento permite que o campo elétrico incidente seja perpendicular às linhas da grade e assegura a reflexão do modo TE de mais alta ordem. O resultado disto é um aumento da dispersão máxima da grade e uma melhoria da resolução espectral com relação às dimensões da região de emissão do laser. Em adição, um maior número de linhas é iluminado (o feixe do laser possui um formato elíptico, cujo diâmetro maior é perpendicular as linhas da grade), o que resulta em maior seletividade. O suporte da grade, posicionado sobre uma base giratória que possui escala de rotação em graus, possui parafusos micrométricos de precisão que permitem o alinhamento da

superfície da grade em relação à região de emissão do laser.

Segundo a teoria desenvolvida no Capítulo 2, o ângulo de incidência para o qual o feixe refletido possui máxima intensidade é dado por:

$$\theta = \text{arc sen} \left(\frac{m \lambda}{2 a} \right)$$

Como a cavidade opera para um comprimento de onda λ aproximadamente igual a 1.300 nm, tem-se que o ângulo da grade para a primeira ordem vale $\theta = 51{,}3°$, estando em boa concordância com o valor experimental. A resolução cromática da grade é de 30.000, resultando em uma resolução de comprimento de onda $\Delta\lambda$ de 0,04 nm, ou seja, cada linha da grade resolve 0,04 nm de λ.

4.2.3 A Fibra Óptica

A fibra óptica é o canal de transmissão que leva o sinal proveniente do laser em cavidade externa para os equipamentos de análise e para o sistema de estabilização de freqüência.

Utilizou-se uma fibra monomodo projetada para um comprimento de onda de 1.300 nm, fabricada pelo CPqD-TELEBRÁS. Ela foi posicionada em frente à face do laser (que não possui camada anti-refletora) por posicionadores mecânicos, os quais permitem translações nos eixos x, y e z. Esta fibra não possui microlente, sendo que sua extremidade foi apenas clivada. Mesmo assim, conseguiu-se um bom acoplamento de potência do laser, com um ganho médio de 25 dB em relação ao sinal do ruído de fundo do analizador de espectro óptico.

4.3 DESCRIÇÃO E ALINHAMENTO ÓPTICO DA CAVIDADE

Como visto anteriormente, a cavidade externa é composta de elementos passivos e ativos. Para a montagem da cavidade com estes componentes, além de posicionadores importados de várias indústrias, foi necessária a confecção de algumas peças que permitissem a interação entre os diferentes posicionadores e que resolvessem problemas quanto a altura relativa entre eles. A Fig.-4.4 mostra a montagem mecânica da cavidade (vista superior). Esta cavidade é basicamente a mesma que foi utilizada por Cláudio R. Lima, porém com

modificações no posicionamento da lente colimadora, suporte para a fibra óptica e base giratória da grade de difração. O suporte da objetiva foi invertido, com a intenção de diminuir perturbações vibracionais. O suporte para a fibra foi alterado, pois não apresentava segurança para manter a fibra fixa e evitar o contato fibra-laser. A base giratória da grade de difração, que é responsável pela sintonia grossa da cavidade, foi substituída com o intuito de melhorar a estabilidade de alinhamento da cavidade.

Segue-se uma lista dos equipamentos utilizados na montagem da cavidade

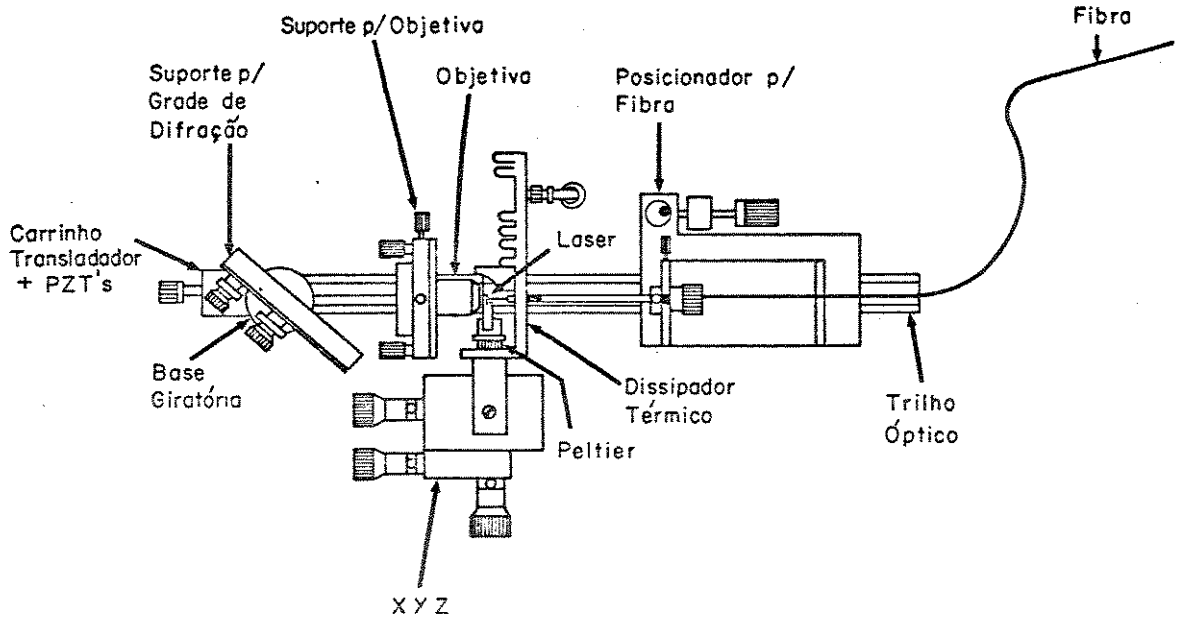


Fig.-4.4 - Montagem mecânica da cavidade externa.

externa e a Fig.-4.5, que esquematiza a utilização destes equipamentos no controle e monitoração dos parâmetros e dados da cavidade.

1.EMG Promgrammable Digital Voltmeter (tipo TR-1676 Hungary, precisão de 10^{-5}) - utilizado para o registro das variações de tensão proporcionais às variações de temperatura que ocorrem no bloco de suporte do laser. A leitura é dada em graus Celsius (°C).

2.Anritsu Optical Spectrum Analyzer (modelo MS96A) - utilizado para as medidas espectrais ópticas dos dipositivos ópticos.

3.Anritsu Optical Power Meter (modelo ML910A) - utilizado para as medidas de potência óptica do laser com e sem cavidade externa. Este equipamento foi utilizado também na calibração do fotodetector sobre o qual incide a luz proveniente do interferômetro de Fabry-Perot.

4.a)Optical Power Sensor (modelo MA9301A de alta sensitividade, 0,75 - 1,7 μm) - utilizado como sensor óptico acoplado ao medidor de potência óptica.

b)Optical Power Sensor (modelo MA9802A de média sensitividade, 0,38 - 1,15 μm) - acoplado ao equipamento do ítem 3, foi utilizado para calibração do fotodetector referido neste ítem.

5.HP DC Power Supply (modelo 6271B, 0-60V/0-3A) - fonte de precisão utilizada para alimentar o cicuito de polarização do laser semicondutor.

6.HP DC Power Supply (modelo 6226B, 0-50V/0-1,5A) - utilizada para alimentar o CI (AD540) do termômetro de precisão.

7.Tectrol Ind. Eletrônica - Fonte de Tensão Bipolar (modelo TC 2000585, ±20V/0,5A) - utilizada para alimentar o circuito de controle de temperatura do laser semicondutor e polarizar o amplificador diferencial LM308H que amplifica o sinal gerado pelo fotodetector referido em 3. Utilizado também para polarizar o circuito de controle de freqüência do laser.

8.Multímetro Digital Minipa (modelo ET-2001) - utilizado para a monitoração da corrente de polarização do laser semicondutor e para a monitoração do sinal de saída do fotodetector referido em 3.

9.Circuito precisos de controle de temperatura e polarização do laser semicondutor e circuito do termômetro de precisão.

10.Microscópio Carl Zeiss - CITOVAL 2 - utilizado para se observar a proximidade e o alinhamento laser/fibra óptica. Possui um aumento de até 200 vezes.

Parte-se agora para a descrição do alinhamento óptico da cavidade externa. Por alinhamento deve-se entender o posicionamento conveniente de todos os elementos que fazem parte da cavidade externa em relação a um eixo óptico imaginário, que será tratado daqui por diante como eixo da cavidade. O procedimento de alinhamento é importante, pois o posicionamento adequado dos componentes vai determinar os níveis de realimentação de sinal a serem alcançados. Se uma das etapas do procedimento não fosse bem executada, as demais ficavam comprometidas e pouca ou nenhuma realimentação óptica era conseguida. Foram necessárias várias tentativas para resultados satisfatórios

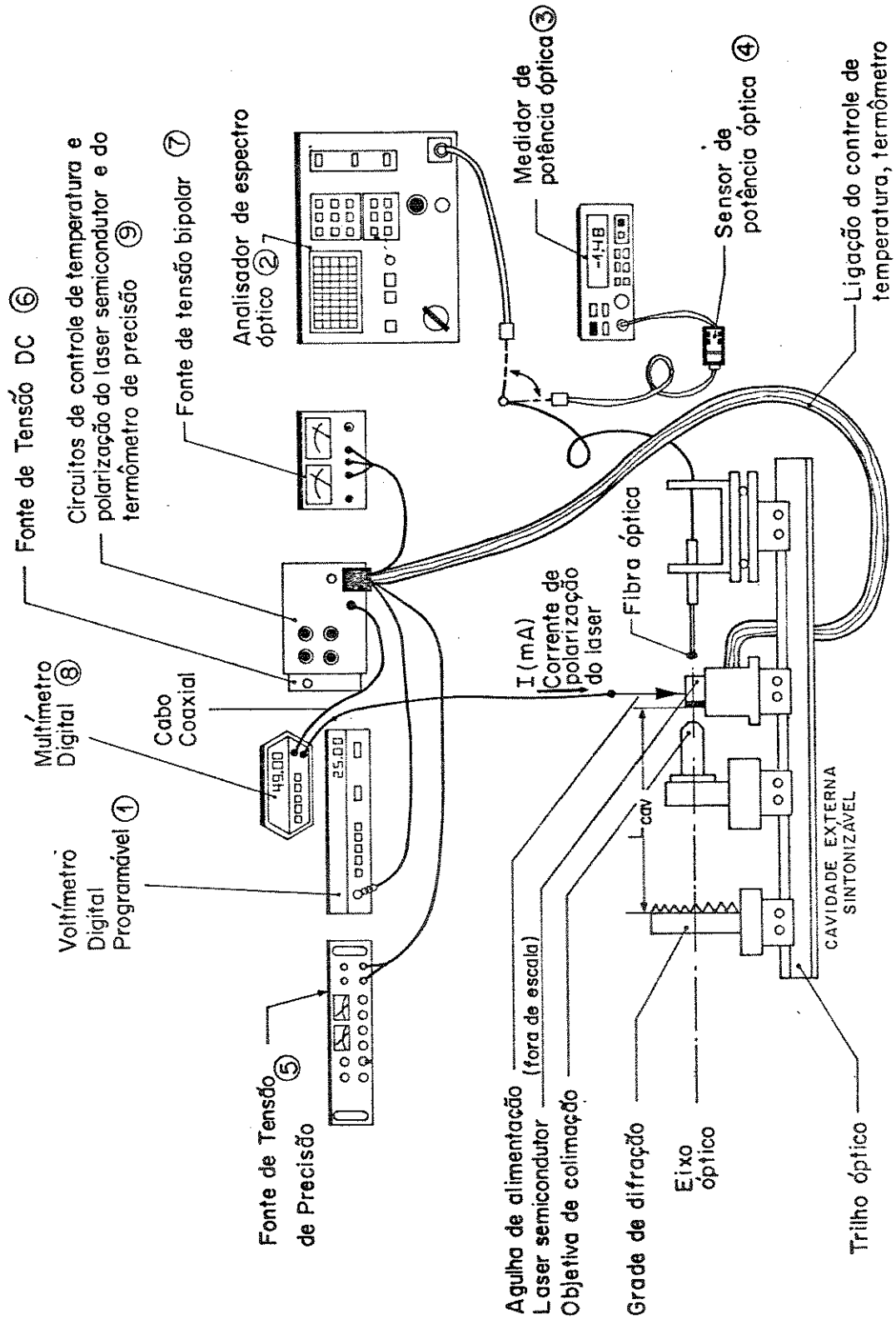


Fig.-4.5 – Equipamentos utilizados em conjunto com a cavidade externa.

começarem a ser observados, exigindo muita paciência e prática. O procedimento de alinhamento é totalmente empírico e, como mencionado anteriormente, composto por etapas que serão enunciadas e comentadas a seguir. Para simplificação do entendimento do procedimento de alinhamento, será adotado um sistema de eixos x, y e z. O eixo z é assumido ser coincidente com o eixo óptico do sistema. O eixo x será o eixo vertical e o eixo y, o horizontal. Como alguns posicionadores possuem movimentos angulares, será adotado também um sistema de referência angular. Os movimentos nas direções θ, γ e ϕ representam, repectivamente, os movimentos angulares nos plano yz, xz e xy.

a-)Estabelecimento do eixo da cavidade

O estabelecimento de um eixo óptico para a cavidade externa é o primeiro passo para o alinhamento de seus componentes. Este eixo imaginário é representado por um feixe de laser de HeNe, que passa sobre toda a extensão de um trilho de suporte para os componentes ópticos. Neste caso, o eixo óptico foi estabelecido quando a luz do laser de HeNe passou pelo centro do suporte para fibras ópticas, em ambas as extremidades do trilho. Marcou-se, então, a posição na qual o feixe incidia sobre um anteparo (parede do laboratório). Este ponto passa a ser o ponto de referência do eixo óptico da cavidade.

b-)Alinhamento da objetiva de colimação

A objetiva de microscópio, juntamente com seu suporte, foi colocada sobre o trilho óptico e passou a ser iluminada pelo feixe de HeNe. Este feixe deve incidir em sua face frontal, o que é conseguido através dos parafusos de ajuste em seu suporte, o qual apresenta movimentos xyz e $\theta\gamma$. Com as luzes do laboratório apagadas, pode-se observar uma mancha vermelha circular sobre o anteparo, cujo diâmetro varia com a distância da objetiva a ele. A mancha possui franjas de interferência de Fresnel, formadas pela incidência de luz na lente. O alinhamento é garantido quando estas franjas são centralizadas no ponto de referência, utilizando-se para isto os parafusos de ajuste do suporte (direções $\theta\gamma$).

c-)Alinhamento do laser semicondutor

O laser semicondutor, juntamente com seu suporte e com a face que contém a camada anti-refletora voltada para a lente, foi colocado sobre um transladador xyz, fixo a um segundo trilho óptico e com sua direção z paralela ao eixo da cavidade. Em seguida, a objetiva foi aproximada do laser, de modo a formar, no anteparo, a imagem da sombra do laser e seu suporte. A primeira

fase de alinhamento do laser foi assegurada quando a posição provável da região ativa da imagem do laser foi posicionada sobre o ponto de referência, utilizando-se, para isto, os micrômetros de precisão x e y do transladador. Logo em seguida, ajustou-se o foco do objetiva movimentando-se o laser com o micrômetro z do transladador até se conseguir uma melhor nitidez da imagem. Este procedimento de aproximação foi acompanhado com o auxílio de um microscópio, pois o laser pode ser destruído no caso de contato com a lente.

Utilizando-se um cartão sensível à radiação infra-vermelha, procedeu-se o alinhamento fino do laser. Para isto, houve a necessidade de se ligar o laser semicondutor. Primeiramente, foram ligados o voltímetro que faz o papel de termômetro (lê-se o valor de tensão como o valor da temperatura do laser) e a fonte que alimenta o circuito de controle de temperatura e corrente. Esperou-se que a temperatura se estabilizasse e, então, ligou-se a fonte que polariza o laser, aumentando-se vagarosamente a corrente até o valor de operação de 96,5 mA. Utiliza-se o cartão para se observar o feixe na saída da objetiva. Caso o feixe possua alguma variação visível de seu diâmetro durante o deslocamento do cartão entre a objetiva e o anteparo, deve-se utilizar o micrômetro z do transaladador para reposicionar o foco da lente na saída da região ativa do laser até que nenhuma mudança seja notada. Finalmente, utiliza-se o cartão para o posicionamento final do laser. O cartão possui um furo de 2 mm de diâmetro, através do qual ele pode ser posicionado sobre o ponto de referência. O feixe colimado do laser deve ser centrado em relação a este furo, o que assegura o alinhamento final do laser.

d-)Alinhamento da grade de difração e fibra-laser

A grade de difração, montada sobre um suporte que lhe permite movimentos angulares θ e γ e deslocamento na direção z, é, inicialmente, colocada sobre o trilho óptico com sua face refletora iluminada diretamente pelo feixe do laser de HeNe. Girando a grade de difração nos sentidos $+\theta$ e $-\theta$, deve-se assegurar que todos seus modos difratados passem pela abertura de emissão do laser de HeNe. Isto pode ser feito através da rotação da grade em torno de seu próprio eixo. Terminado o procedimento, coloca-se a grade com a face refletora voltada para objetiva na outra extremidade do trilho, de forma que o ângulo de sua superfície seja de aproximadamente 90° em relação ao feixe colimado do laser. Neste ponto, ainda é difícil fazer com que a reflexão do feixe do laser semicondutor incida de volta na região ativa do laser, devido às dimensões

muito pequenas envolvidas (a dimensão típica da região ativa de um laser semicondutor é de 0,15 por 2,5 μm). Cláudio R. Lima [24] sugere uma técnica para o alinhamento final da grade, que consiste na colocação de uma fibra óptica multimodo (de preferência, por ter dimensões maiores) sobre o laser, a uma pequena distância deste e com sua face no plano da face do laser. Desta forma, a fibra desempenha o papel da região ativa do laser, facilitando o posicionamento do foco do feixe de retorno pela grade. O sinal deve ser monitorado no analisador de espectro, com a varredura desligada (SPAN = 0), AVR = 1, RES = 0,1 e escala de 1 dB/div. Com este procedimento, a grade é rapidamente alinhada, onde se procura alcançar o máximo de potência acoplada à fibra. A seguir, retira-se a fibra de cima do laser, colocando-a em frente da face do laser que não possui a camada anti-refletora. Bloqueando-se a realimentação da grade de difração, procura-se alinhar a fibra em relação ao laser. Para isto são utilizados os parafusos posicionadores do suporte da fibra que permitem movimentos nas direções xyz. O sinal proviniente do laser é monitorado no analizador de espectro, com as mesmas características anteriores, onde o alinhamento é alcançado quando não se consegue mais aumentar a potência acoplada. Os procedimentos de posicionamento da fibra foram observados através do microscópio, para evitar qualquer cotato fibra-laser. Desbloqueando-se a grade, executa-se o procedimento de alinhamento fino, através de pequenas variações do ângulo γ da grade no sentido de abaixar o foco e pequenas variações em θ para se conseguir aumentar a potência do sinal no analizador de espectro. Quando o máximo é atingido, após ligeiros ajustes sucessivos da grade, marca-se no suporte um ângulo de referência, a partir do qual a grade é girada no sentido anti-horário até a sua distância de trabalho (51,3°). Repete-se o procedimento de alinhamento fino, até o máximo de potência ser alcançado. Pode-se conseguir, nesta última etapa, realimentações da ordem de 40dB.

4.4 O INTERFERÔMETRO DE FABRY-PEROT

4.4.1 Descrição do Interferômetro

O interferômetro de Fabry-Perot foi produzido pela indústria norte-americana Burleigh, sob o modelo RC-110, e construído em super-invar. Este interferômetro deve ser colocado sobre uma base modelo RC-24, que fornece

dois movimentos angulares e cerca de 1/2'' de ajuste vertical. As Fig.-4.6 e 4.7 mostram, respectivamente, o interferômetro e sua base.

Os três parafusos de ajuste observados na Fig.-4.6 dão ao espelho $\mathcal{A}$ três movimentos angulares diferentes, que são responsáveis pelos ajustes de alinhamento grosso e fino. O espelho $\mathcal{B}$ é movimentado angularmente da mesma maneira, só que por três elementos piezoelétricos (PZT) localizados atrás de seu suporte. Os elementos PZT são responsáveis pelo alinhamento fino e super-fino do interferômetro.

Maiores detalhes quanto alinhamento e descrição do interferômetro podem ser encontrados, respectivamente, no ítem 4.4.4 desta dissertação e no manual do equipamento [8].

4.4.2 O Gerador de Rampa Programável

O gerador de rampa programável RC-44 foi produzido pelo mesmo fabricante do interferômetro de Fabry-Perot, a indústria americana Burleigh. Ele é destinado ao controle de equipamentos ou montagens que utilizem três elementos piezoelétricos independentes, sendo ou não produzidos pelo seu fabricante. O gerador controla estes elementos piezoelétricos provendo-lhes duas funções básicas: uma de alinhamento e outra de varredura.adds

O circuito de rampa do gerador fornece uma forma de onda em rampa linear, com amplitude variável de 0 a 1000V e uma duração de rampa variável de 20 ms a 16 min., cujos valores são controlados, respectivamente, pela amplitude de rampa (ramp amplitude) e duração de rampa (ramp duration).

O controle de polarização da rampa (ramp bias) varia o nível dc da rampa de 0 a 1000V, permitindo sintonia linear do dispositivo sob controle. Na varredura do Fabry-Perot, o botão de polarização de rampa é freqüentemente utilizado para o posicionamento de uma faixa espectral livre com respeito ao começo da rampa ou alguma posição de referência.

Os três botões denominados polorização (bias) 1, 2 e 3 são potenciômetros que ajustam a tensão dc de polarização dos três elementos PZT independentes.

Os sinais podem ser monitorados através das saídas localizadas no painel traseiro:

1-Conector BNC de Saída ÷ 100

2-Conector BNC trigger

3-Conector BNC branco (blanking)

O gerador possui um voltímetro digital para as medidas das tensões presentes nos três controles de polarização e no controle de polarização de rampa. A seleção da medida de voltagem é feita pressionando-se um botão localizado abaixo do mostrador do voltímetro e observando-se o respectivo led acima dos controles mencionados.

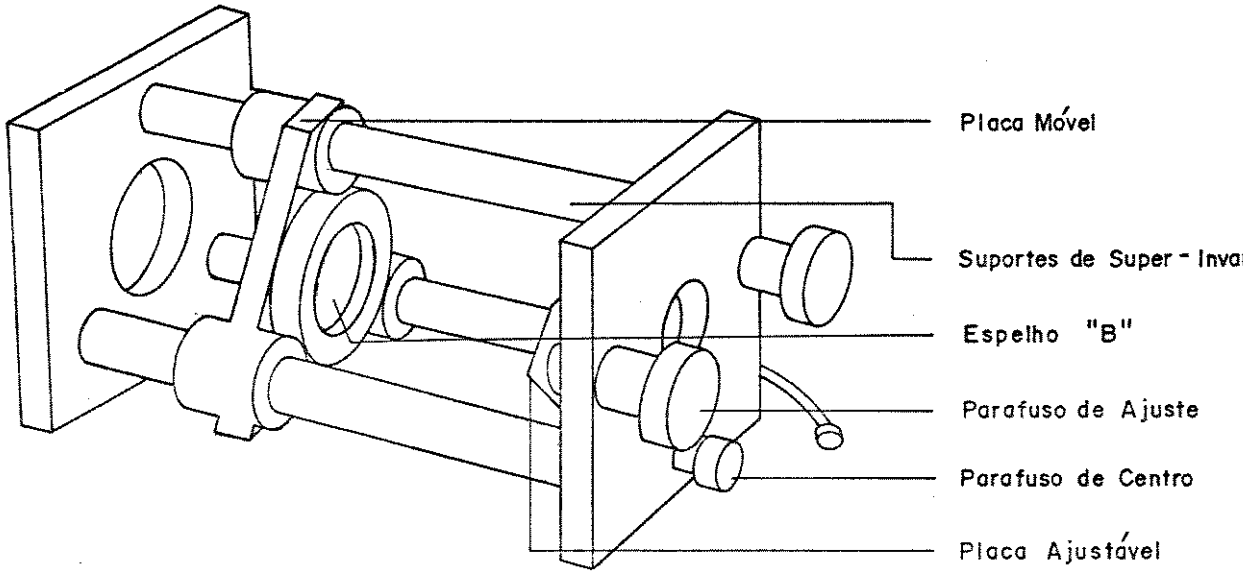


Fig.-4.6 - O interferômetro de Fabry-Perot.

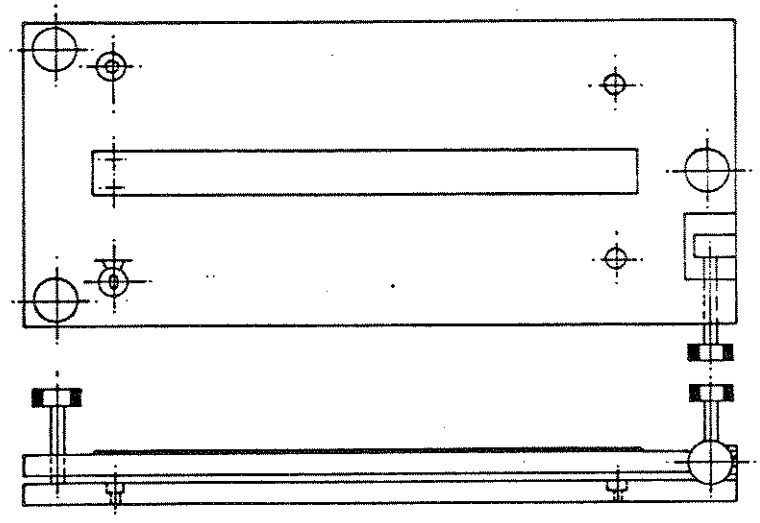


Fig.-4.7 - A Base do interferômetro.

4.4.3 Características dos Espelhos

Os espelhos são os componentes mais importantes do interferômetro de Fabry-Perot pois são responsáveis pela interferência da luz, devido a múltiplas reflexões em seu interior.

O formato das placas de quartzo que contém os espelhos é semelhante ao da Fig.-2.8. Existe um ângulo de 10' a 30' de grau entre as duas faces de cada placa para evitar formação de uma nova cavidade de Fabry-Perot entre elas. As faces externas são cobertas com uma camada anti-refletora, que permite uma maior entrada de luz no interferômetro, além de minimizar ainda mais o efeito da cavidade indesejada. O substrato das placas e da camada refletora é produzido para que, em determinada faixa de comprimento de onda, a refletividade seja máxima. O espelho utilizado é otimizado para aplicações na faixa de comprimento de onda de 1,35 a 1,55 μm, que é bem próximo ao comprimento de onda do laser semicondutor em cavidade externa. Nesta faixa, o espelho possui uma refletividade média de aproximadamente 97,51%. Para o comprimento de onda do laser semicondutor utilizado, a refletividade é de aproximadamente 95,5%. No Apêndice, encontram-se os gráficos da refletividade versus o comprimento de onda para a faixa de 1,28 a 1,58 μm e dois gráficos comparativos mostrando a potência da luz que passa através dos espelhos antes e depois da aplicação da camada anti-refletora versus o comprimento de onda (faixa de 1,3 a 1,65 μm).

4.4.4. O Alinhamento

O procedimento de alinhamento, isto é, o procedimento de garantir o paralelismo entre as faces espelhadas das placas do interferômetro, foi executado levando-se em conta as recomendações do fabricante. Tendo-se isto em mente, optou-se pela utilização de um laser de HeNe para os procedimentos de alinhamento grosso, fino e super fino, já que este laser emite na região do visível. Uma outra recomendação foi que este feixe deveria ser grosso e colimado. A fonte utilizada possui o feixe colimado porém fino. Desta forma foi necessária a implementação de uma montagem que permitisse a obtenção de um feixe laser de HeNe largo e colimado. Seguem-se os procedimentos de alinhamento do conjunto, juntamente com a descrição da montagem.

A primeira etapa é a de determinar um eixo óptico em relação ao qual o interferômetro será alinhado. Utilizando um semi-espelho, desvia-se parte do

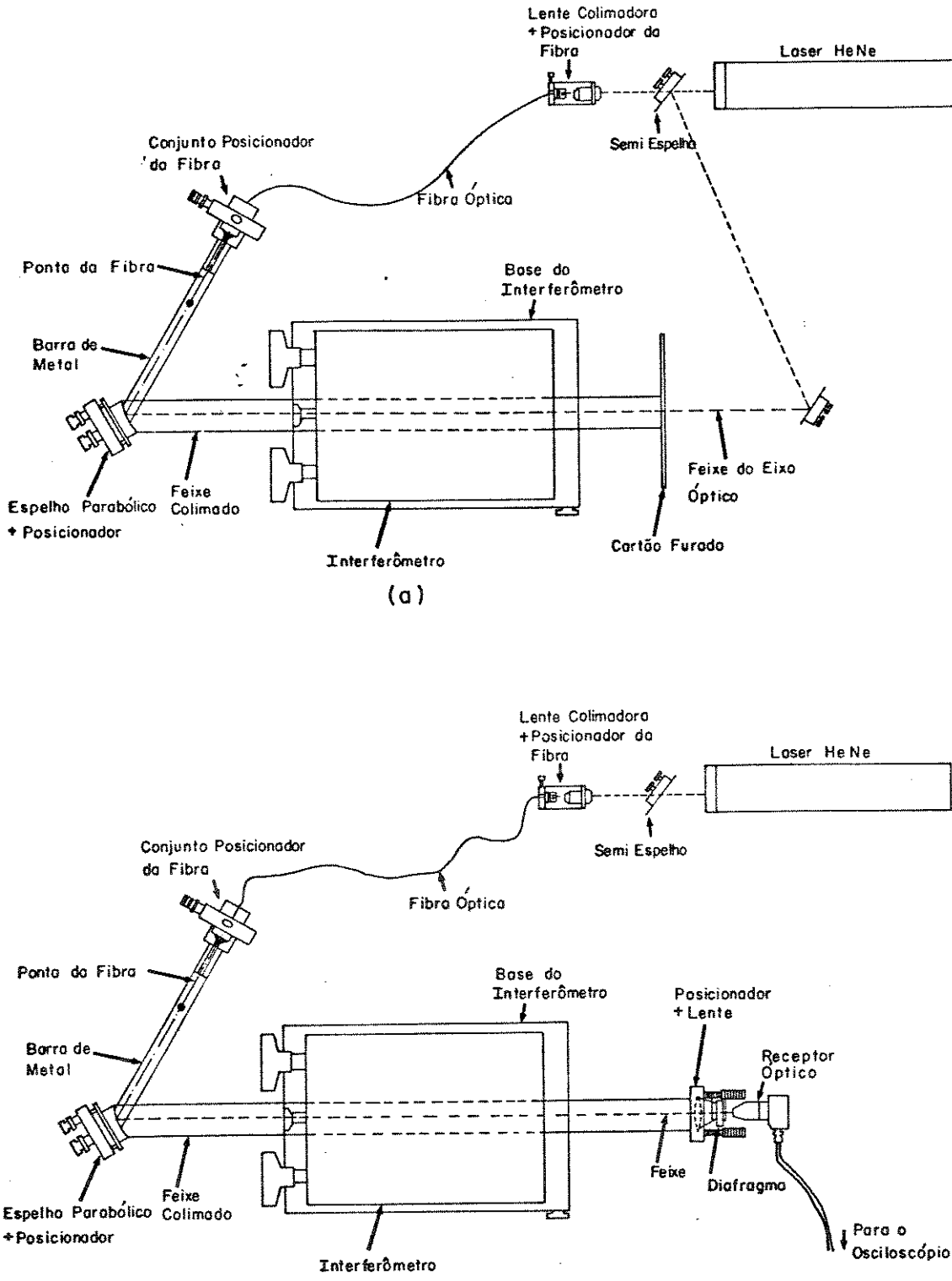


Fig.-4.8 - Montagem experimental após o procedimento de alinhamento (a) fino e (b) super fino.

feixe de um laser de He-Ne para um espelho, conforme a Fig.-4.8 (a). Este procedimento é executado sem que o interferômetro tenha sido colocado à frente do feixe. O feixe é ajustado de tal forma a ficar paralelo à superfície onde será colocado o interferômetro (mesa óptica) e a uma distância da superfície suficiente para que passe na região central das placas. O paralelismo é alcançado quando o feixe passa através de um furo em um cartão, em dois pontos razoavelmente distantes na mesa óptica.

Após o paralelismo ter sido alcançado, coloca-se a montagem contendo o espelho colimador e o suporte para a fibra óptica (ver Fig.-4.8 (a)). Esta montagem é composta por uma barra de metal de aproximadamente de 40 cm em cujas extremidades foram fixados, de um lado, um suporte para espelho modelo SL 31-5 da indústria Micro-Controle e, do outro, um transladador tipo MR 50-16 da mesma indústria. Sobre este transladador, cuja direção de translação é paralela à direção do comprimento da barra, foi fixado um outro suporte tipo SB 18 YZ também da mesma indústria. No suporte SL 31-5 foi colocado um espelho colimador parabólico, produzido pela empresa japonesa Shimadzu, que, iluminado por uma fonte que dispersa a luz segundo o esquema da Fig.-4.9, produz, após a reflexão, um feixe colimado. O transladador mais o suporte SB 18 YZ formam conjuntamente um suporte xyz para o posicionamento da fonte que irá iluminar o espelho. O papel de fonte é feito por uma fibra óptica, fixa no suporte xyz por uma agulha, direcionada para a extremidade onde está o espelho (assume-se a direção z aquela do transladador). A montagem foi posicionada e fixada com o feixe de HeNe incidindo na região central do espelho colimador e de forma que o feixe refletido em direção à fibra formasse um ângulo de aproximadamente 40° (ângulo de operação) com o feixe incidente. Os parafusos micrométricos do suporte do espelho fazem o ajuste do paralelismo em relação ao furo do cartão, bem como o ajuste fino do ângulo de operação. A seguir, posicionou-se a fibra, de tal forma que uma parte do feixe refletido no espelho entrasse por ela (parafusos x e y), a uma distância de, aproximadamente, 14,2 cm do espelho (foco).

A próxima etapa é a colocação do interferômetro à frente do feixe que representa o eixo óptico e fazer o seu alinhamento.

Primeiramente, fixa-se o suporte RC-24 sobre a mesa óptica através de parafusos, com a projeção do eixo óptico atravessando a região central por toda sua extensão. O interferômetro deve ser encaixado sobre o suporte e de

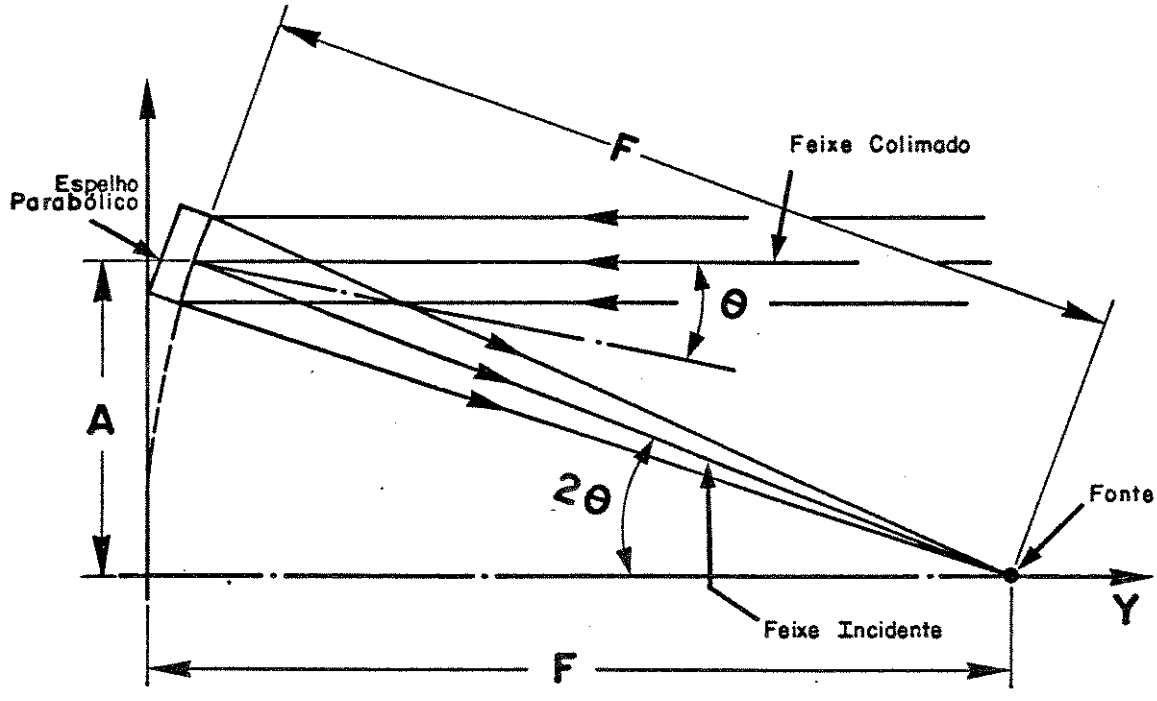


Fig.-4.9 - Esquema de utilização do espelho parabólico.

tal forma que o espelho que contém os piezoelétricos seja o primeiro a ser iluminado pelo feixe de HeNe.

O procedimento de alinhamento consite de três etapas:

1)Um alinhamento inicial grosso utilizando os parafusos de ajuste do suporte RC-24 e do espelho A.

2)Um alinhamento fino utilizando os parafusos de ajuste do espelho A.

3)Um alinhamento super fino utilizando os ajustes piezoelétricos (PZT).

Segue-se uma lista dos equipamentos utilizados para o alinhamento e operação do interferômetro de Fabry-Perot (Fig.-4.10), além dos já descritos no ítem 4.3.

1.Osciloscópio Digital HP 54501A - este osciloscópio permite a obtenção de gráficos dos sinais do interferômetro e da saída dividida por 100 do circuito de controle de freqüência.

2.Impressora HP Think Jet - imprime os gráficos obtidos no osciloscópio digital.

3.Osciloscópio Tekronix 2247A - utilizado para monitoração dos sinais do interferômetro.

Conecta-se o gerador de rampa ao interferômetro. Os controles de polaização (bias control) devem ser ajustados em seu ponto médio, com a rampa desligada e cada um dos botões de Slope Trim girados completamente em sentido anti-horário.

O processo de alinhamento grosso consiste em fazer os espelhos $\mathcal{A}$ e $\mathcal{B}$ perpendiculares ao eixo óptico. Para isto, utiliza-se um cartão com um furo de aproximadamente 1 mm de diâmetro (ver Fig.-4.8 (a)), colocado em frente ao espelho $\mathcal{B}$ do interferômetro, a uma distância de cerca de 20cm deste, e que permite a passagem do feixe de eixo óptico. Com o espelho $\mathcal{A}$ bloqueado, a luz que passa pelo furo do cartão bate nas superfícies externa e interna do espelho $\mathcal{B}$ resultando em duas reflexões sobre o cartão, devido ao ângulo existente entre elas. A priori, não se sabe a qual superfície pertence cada reflexão. Está-se interessado na reflexão que vem da superfície interna do espelho $\mathcal{B}$ e é esta reflexão que deve retornar pelo furo do cartão. Escolhe-se aleatoriamente uma das reflexões e continua-se o procedimento de alinhamento. Assim, tem-se no cartão uma reflexão passando pelo furo e outra próxima a ele. O posicionamento de uma das reflexões no furo foi feita utilizando-se os parafusos de ajuste da base RC-24. Depois disto, desbloqueia-se o espelho $\mathcal{A}$. Observam-se mais dois pontos luminosos, provenientes das reflexões nas superfícies externa e interna deste espelho. Para obter-se o alinhamento grosso, deve-se também posicionar a reflexão interna do espelho $\mathcal{A}$ no furo do cartão. Novamente, cai-se no mesmo problema de determinação da reflexão desejada. E, novamente, toma-se uma das reflexões aleatoriamente, fazendo com que ela passe através do furo no cartão, através do deslocamento angular do espelho por seus três parafusos de ajuste.

O feixe de HeNe passa pelo interferômetro, alcança o espelho parabólico, o qual reflete-o em direção à fibra. Faz-se, então, os ajustes finos do espelho parabólico e do posicionador da fibra. A seguir, acopla-se a luz do laser de HeNe (que atravessa o semi-espelho) à fibra, através de uma lente. Tem-se, assim, na saída da fibra, um feixe de luz que se espalha de maneira circular e que chega a cobrir quase toda superfície do espelho parabólico. Esta luz reflete colimada e larga em direção ao espelho $\mathcal{A}$, passando pelo interferômetro e incidindo sobre o cartão. Com pequenos ajustes nos parafusos

do espelho $\mathcal{A}$, consegue-se observar no cartão algumas franjas de interferência. Estas franjas são linhas quase retas. A partir do momento que elas são observadas, passa-se para uma outra etapa de alinhamento, o alinhamento fino. Antes, porém, de se iniciar esta etapa volta-se ao problema da escolha correta das reflexões das faces do espelho. Como foram observadas quatro reflexões (duas referentes ao espelho A e duas ao B), existem quatro combinações diferentes de sobreposição destas reflexões, conforme se pode verificar na Fig.-4.11 e apenas uma que determina o paralelismo entre as faces mais próximas dos espelhos. Para cada combinação foi repetido o procedimento de alinhamento grosso e tentou-se observar alguma diferença nas franjas de interferência. O que se notou foram diferenças na visibilidade das franjas. Em um dos casos não se conseguiu observar nenhuma franja. Em outros dois foram observadas franjas porém com uma visibilidade apreciavelmente menor que no último. Desta forma, através de observações empíricas, pode-se determinar qual o posicionamento correto para os espelhos e, desta forma, finalizar o procedimento de alinhamento grosso.

Passa-se agora à descrição do processo de alinhamento fino, que tem como objetivo centrar as franjas produzidas pelo interferômetro (similares às franjas de Haidinger) em relação a região iluminada por elas. Notou-se que ligeiros ajustes nos parafusos do espelho $\mathcal{A}$, provocavam um maior espaçamento entre as franjas, ao mesmo tempo em que ficavam mais arredondadas. Os ajustes foram feitos sucessivamente, até que as franjas se tornaram arredondadas e centradas, e o campo de luz simetricamente iluminado.

O alinhamento super fino consiste em se melhorar o alinhamento fino, movimentando-se o espelho $\mathcal{B}$ através dos PZT, ao mesmo tempo que se monitora a "finesse" eletronicamente. Para isto, houve a necessidade de se transformar o sinal luminoso em sinal elétrico, através de um receptor óptico (que será comentado em 4.5). Uma lente convergente foi utilizada para colimar a luz em direção ao fotodetector localizado na entrada do receptor (ver Fig.-4.8 (b)). Utiliza-se novamente o feixe que representa o eixo óptico para alinhar a lente em relação a ele. A lente é posicionada em altura de forma que o feixe passe em sua região central. Com ambos os espelhos do interferômetro bloqueados, observa-se no cartão as duas reflexões das faces da lente. Para o alinhamento ser concluído, deve-se fazer com que ambas reflexões passem através do furo no cartão. Nesta etapa, retira-se o cartão e desbloqueia-se o interferômetro.

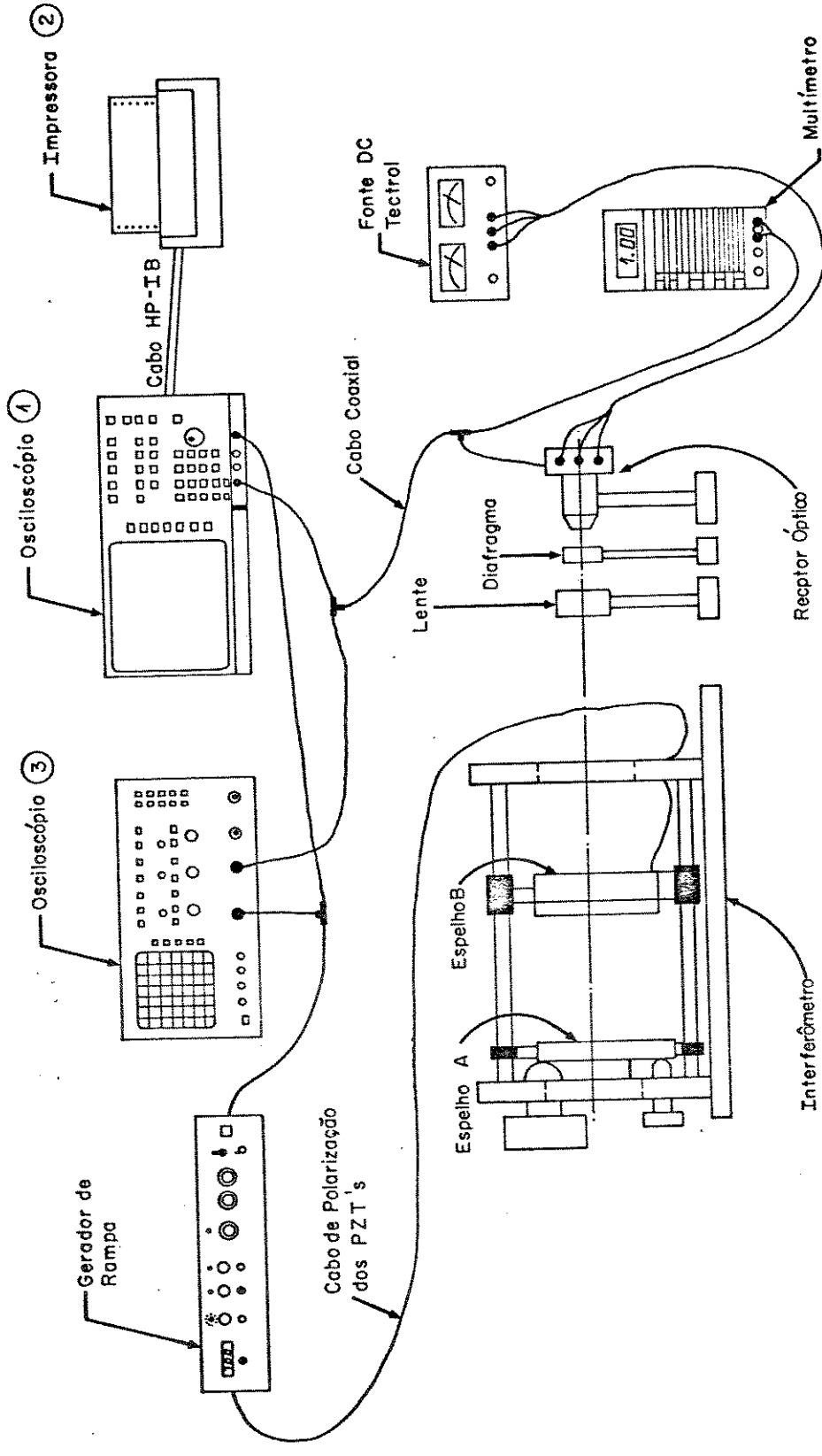


Fig.-4.10 - Equipamentos utilizados em conjunto com o interferômetro de Fabry-Perot.

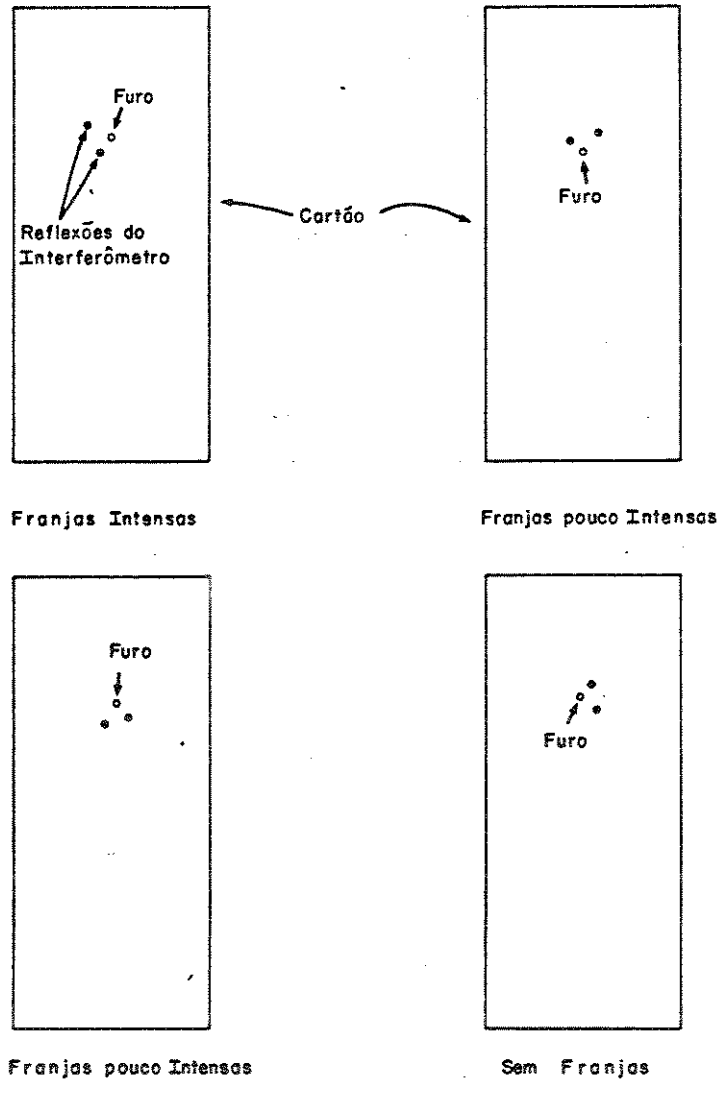


Fig.-4.11 - Reflexão do feixe de HeNe nas superfícies das placas de vidro do interferômetro e suas diferentes disposições.

Posiciona-se o fotodetector de forma que a luz focada pela lente incida em suaregião ativa. Na saída do receptor, monitora-se o sinal com a ajuda de um multímetro, que determina seu alinhamento quando se lê um máximo de tensão.

O sinal proveniente do receptor óptico e o sinal proveniente do gerador de rampa são os sinais necessários para o ajuste final dos espelhos. Com um diafragma colocado entre a lente e o receptor, o sinal de saída deste último foi ligado à entrada y de um osciloscópio. À entrada x, foi ligada a saída

dividida por 100 do gerador de rampa (com a amplitude de rampa e a base de tempo do gerador diferentes de zero). Na tela do osciloscópio foi observado um sinal semelhante a uma senóide. Variando-se a amplitude e a polarização da rampa, varia-se a quantidade de picos na tela. Caso este padrão não seja inicialmente verificado, há a necessidade de novos ajustes nos parafusos do espelho *M*. Posteriormente, o ajuste de máxima amplitudes é feito nos botões de polarização. A Fig.-4.12 (a) ilustra o sinal obtido para o laser de HeNe. O formato deste sinal concorda com os resultados teóricos do Capítulo 2, pois os espelhos não foram projetados para o comprimento de onda deste laser. Mais uma vez, observa-se boa concordância entre os resultados teóricos do Capítulo 2 com os resultados experimentais, ao se substituir a fonte de HeNe pela fonte de laser semicondutor, que possui $\lambda \cong 1{,}3\ \mu m$ e para o qual os espelhos estão projetados. O sinal obtido na Fig.-4.12 (b) possui picos, que correspondem às ordens de interferência para o laser semicondutor.

4.4.5 O Receptor Óptico do Interferômetro de Fabry-Perot

O receptor óptico é um componente importante na montagem experimental pois é responsável pela transformação do sinal óptico em sinal eletrônico e sua posterior amplificação.

A Fig.4.13 mostra o esquema do circuito do receptor. Um fotodetector APD de germânio coleta o sinal proveniente do interferômetro, com sua região ativa posicionada no foco de uma lente convergente. O sinal óptico é transformado em sinal elétrico e entra em um amplificador de baixo ruído LM 308H que amplifica o sinal cerca de 300 vezes. Este amplificador opera com uma tensão de ±12V em suas portas 7 e 4, respectivamente. A tensão é fornecida por uma fonte bipolar da Tectrol.

Para se ter a relação entre a tensão de saída e a potência óptica incidente, fez-se a caracterização do fotodetector, utilizando-se um medidor de potência óptica da Anritsu modelo ML910A, um multímetro, espelhos com diferentes coeficientes de reflexão, absorção e transmissão e um laser de HeNe.

Inicialmente, fixou-se o laser em uma base rígida para que não sofresse nenhum movimento. Um semi-espelho foi colocado para que se obtivesse dois feixes, cuja intensidade era, aproximadamente, a mesma. Colocou-se, então, o fotodetector do medidor de potência alinhado em relação a um dos feixes (até

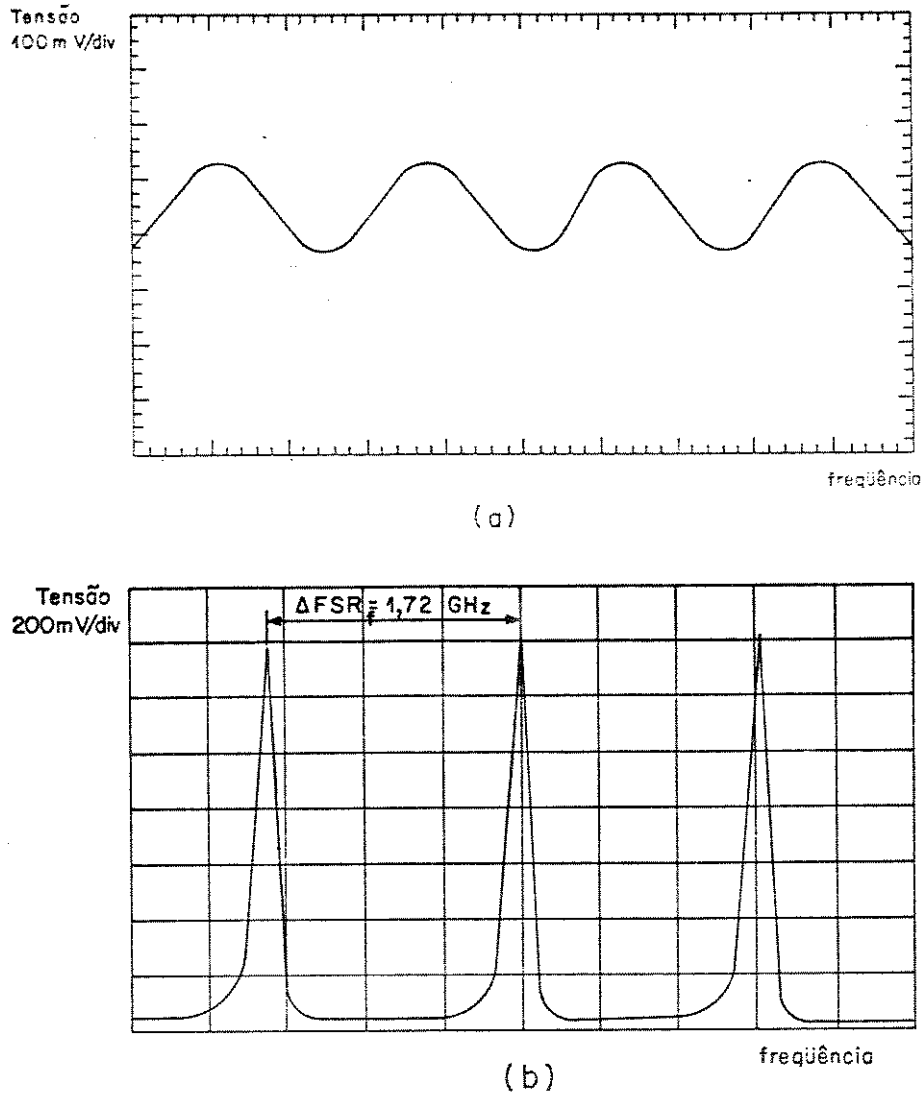


Fig.-4.12 - Sinal do interferômetro obtido no osciloscópio para (a) laser de HeNe e (b) laser semicondutor em cavidade externa.

que a máxima potência fosse obtida) e o fotodetector do receptor alinhado em relação ao outro feixe (até que a máxima tensão fosse lida no multímetro). Os espelhos foram colocados antes do semi-espelho e os valores de tensão e potência para cada um foi anotado. Associações de espelhos também foram feitas para que se aumentasse o número de pontos no gráfico de calibração. Após os pontos terem sidos coletados, traçou-se o gráfico potência óptica ($P_{ópt}$) versus tensão (V). A relação entre os dois parâmetros é linear de forma que o coeficiente angular da reta fornece a relação numérica entre eles.

Segue-se a tabela de pontos experimentais. O gráfico correspondente à curva de calibração do fotodetector é dado na Fig.-4.14.

V(V)	$P_{ópt}$ (μW)
0,208	7,45
0,110	4,90
0,099	4,12
0,086	3,56
0,043	2,02
0,027	1,54

Tabela 1 - Pontos de calibração do fotodetector

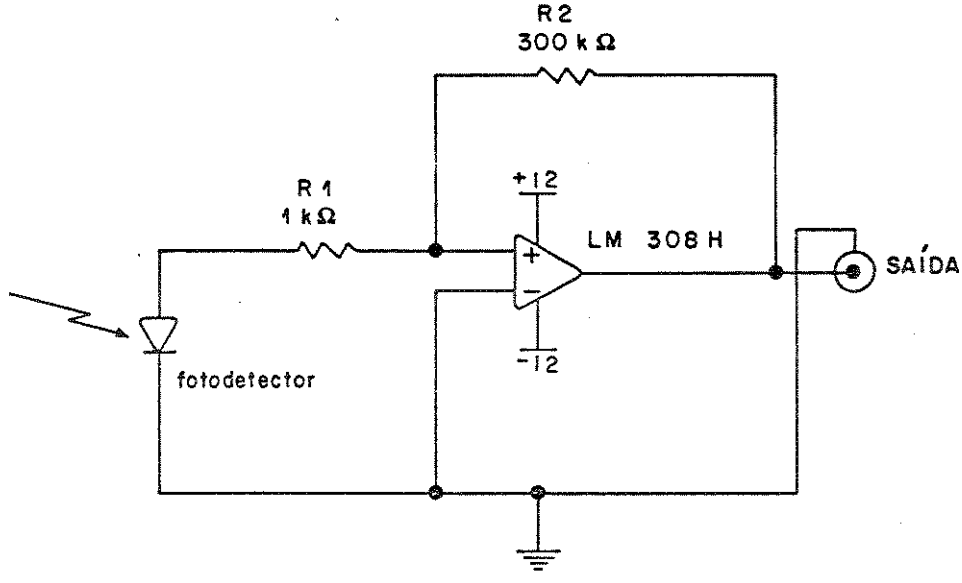


Fig.-4.13 - O receptor óptico.

$$P_{ópt\ receptor} = 0,759 + 33,2\ V\ (\mu W) \qquad (4.1).$$

A equação 4.1 dá o valor da potência óptica na entrada do receptor em função da tensão lida na saída do fotodetector, correpondente a curva de calibração.

4.4.6 Características de Alinhamento da Montagem Experimental

O alinhamento do interferômetro de Fabry-Perot se torna mais difícil à medida que se aumenta a separação entre os espelhos. Com a separação das placas aumentando, fica mais difícil de se conseguir o ajuste da "finesse",

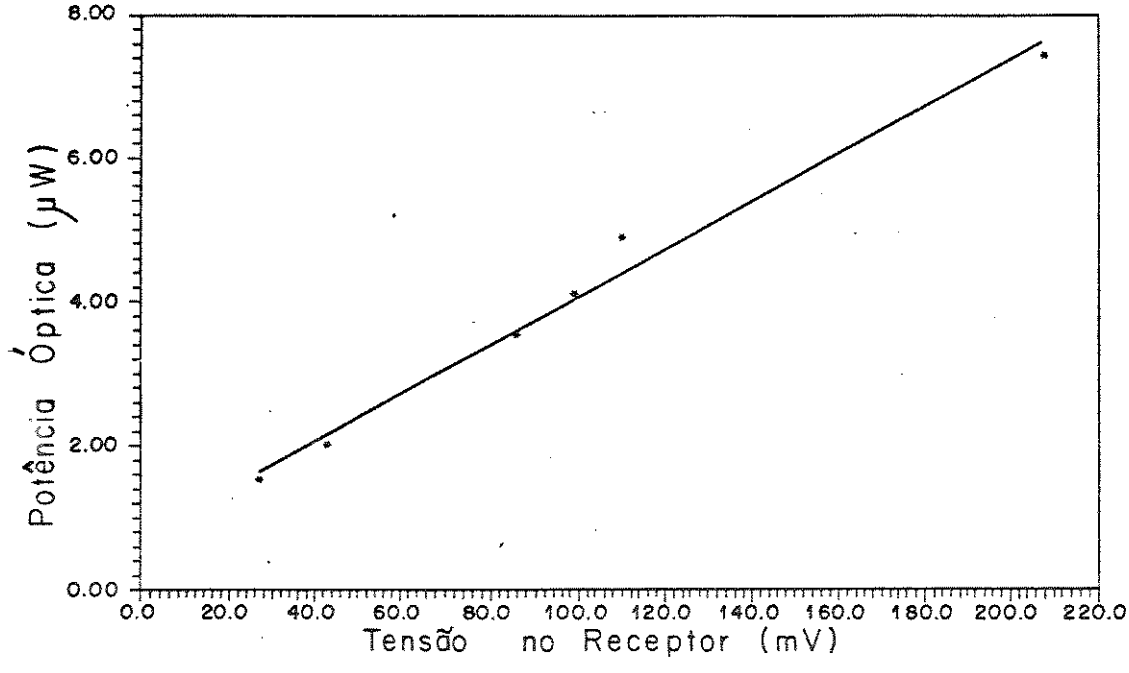


Fig.-4.14 - Curva de calibração para o receptor óptico.

que é o passo final do alinhamento, pois o paralelismo é cada vez mais exigido. A utilização de uma fonte de luz que forneça a luz larga e colimada diminui as dificuldades de alinhamento.

Uma outra característica importante de alinhamento é a estabilidade mecânica. Os espelhos não podem se mover mais que 1 nm em resposta às vibrações normais, tais como passos ou pequenas batidas na mesa do laboratório, e devem retornar praticamente à sua posição original sob pena de uma variação da "finesse" suficiente para degradar o desempenho. A montagem

foi feita sobre uma mesa óptica, visando justamente eliminar este efeito vibracional. Observou-se que a montagem se manteve estável durante as atividades experimentais.

Um outro requisito é a estabilidade térmica. Devido ao fato do interferômetro possuir diferentes materiais, como, por exemplo, o invar e as cerâmicas, e, desta forma, várias características térmicas diferentes, a temperatura deve ser mantida constante durante as medidas para que nenhuma distorção possa prejudicar o desempenho.

4.5 O CIRCUITO DE CONTROLE DE FREQÜÊNCIA

O controle de freqüência, baseado nos trabalhos do Capítulo 2, utiliza a variação do comprimento da cavidade (variação de fase) para estabelecer o controle da freqüência.

A malha de realimentação do controle de freqüência (Fig.4.15) é composta por um discriminador de freqüência, o interferômetro de Fabry-Perot, por um circuito de amplificação, do qual fazem parte um comparador e um amplificador AC de potência, e por elementos piezoelétricos, responsáveis pelo deslocamento do elemento reflexivo da cavidade. Neste Capítulo, serão descritos os componentes da malha de realimentação, sendo que suas características experimentais serão discutidas no Capítulo 6.

4.5.1 O Projeto da Malha de Realimentação e o Circuito de Controle

O desenvolvimento da malha de realimentação é a última etapa para o controle de freqüência do laser semicondutor.

O papel de discriminador de freqüência é exercido pelo interferômetro de Fabry-Perot, cuja a função é detectar as variações de freqüêcia do laser semicondutor. Para uma distância de separação entre espelhos D fixa, uma luz monocromática, ao passar pelo interferômetro, ressoa em seu interior, de tal forma que o interferômetro fique transparente àquela radiação. Caso se tenha agora uma fonte cuja freqüência não seja estável, a oscilação em torno da freqüência central da cavidade gera perdas momentâneas do padrão de ressonância, por meio de interferências destrutivas no interior do interferômetro, ocasionando uma diminuição da potência óptica na saída. Como a fonte de laser semicondutor possui esta característica, pode-se monitorar,

através do interferômetro, a variação de freqüência em forma de variação de potência óptica em sua saída. O feixe de saída do interferômetro é colimado por uma lente em direção a um fotodetector, de forma a produzir um sinal de tensão proporcional a variação de freqüência da cavidade externa. Se uma

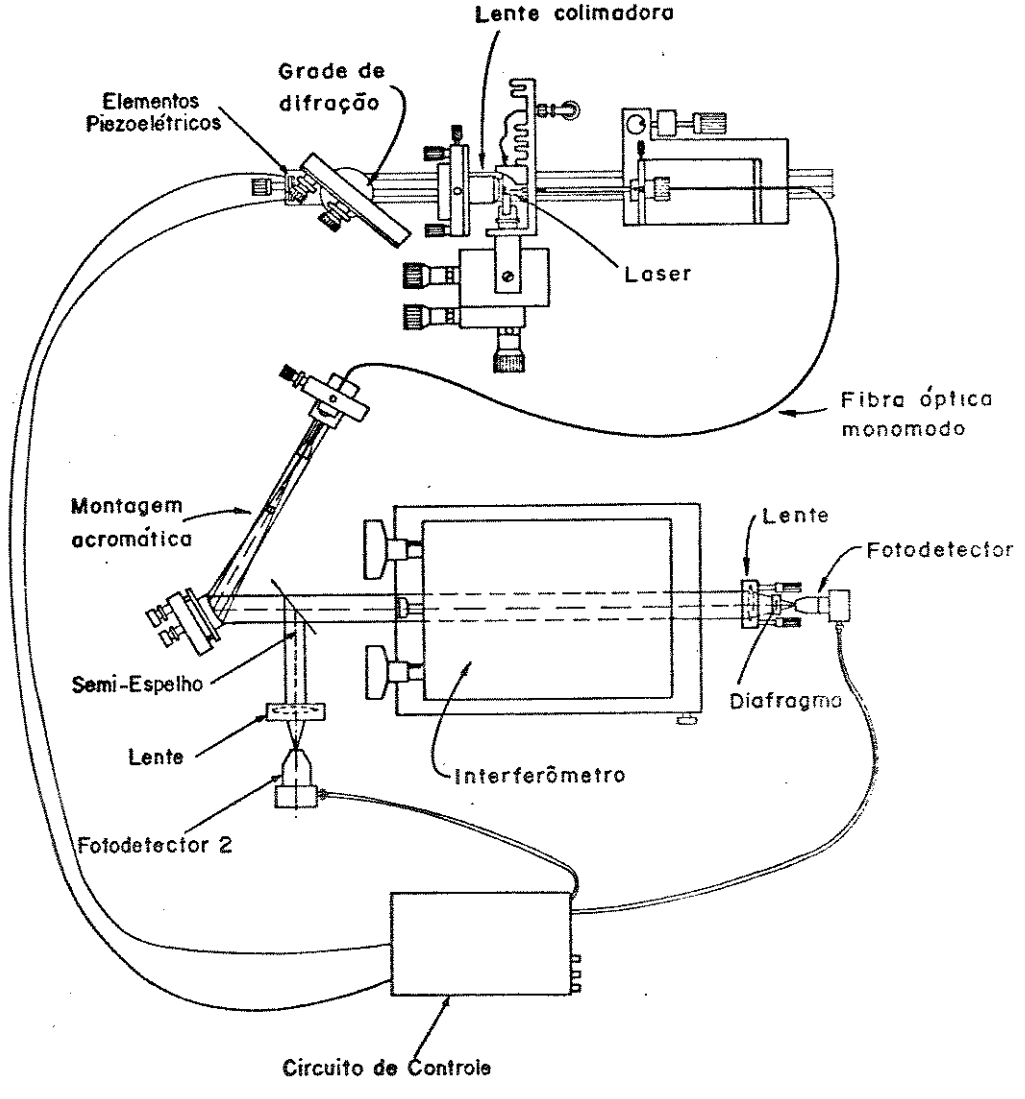


Fig.-4.15 - Cavidade externa acoplada a malha de realimentação.

realimentação negativa deste sinal pode, de alguma forma, compensar esta variação, o controle de freqüência pode ser feito. A forma de controle utilizada é através do comprimento da cavidade externa, variado por elementos piezoelétricos. Desta forma, o circuito de controle deve transformar o sinal

produzido pelo interferômetro em um sinal que polarize convenientemente os elementos piezoelétricos.

A Fig.-4.16 mostra o diagrama esquemático dos circuitos de comparação e amplificação da malha de realimentação do controle de freqüência. O comparador produz um sinal de erro que será amplificado e alimentará os elementos piezoelétricos. A figura destaca a configuração do comparador, que utiliza um amplificador operacional LM 741 e produz um sinal de saída $G_1(V_1 - V_2)$, onde G_1 = R35/R38 é o ganho, e V_1 e V_2 são as tensões de entrada, provenientes, respectivamente, do fotodetector 1 e 2. O fotodetector 1 recebe o sinal de luz que passa pelo interferômetro de Fabry-Perot e o fotodetector 2 recebe uma amostra do sinal de luz na entrada do interferômetro. Esta amostra é um sinal de referência dinâmico para o comparador e permite que uma variação de potência na entrada do interferômetro, causada, por exemplo, por um desalinhamento da cavidade, não seja interpretado na saída, como uma variação de freqüência. Com o auxílio de um potenciômetro colocado na entrada 2, foi feita a equalização dos sinais produzidos pelos fotodiodos, isto é, o potenciômetro permite o ajuste do sinal proveniente do fotodiodo 2 de forma a preservar apenas o conteúdo de informação da variação de freqüência.

O sinal de erro passa por um primeiro estágio de amplificação. Utiliza-se um amplificador operacional LM 741 em configuração de transcondutância, cujo ganho vale G_2= (R6 + R4)/R5. O componente R6 é um potenciômetro externo que faz o controle de ganho de todo circuito. O ponto em aberto, em paralelo com R6 e R4, tem como propósito a inclusão de capacitores que filtrem sinais de erro em alta freqüência (o que pode danificar os elementos piezoelétricos). O segundo estágio também é um estágio de amplificação, só que utilizando uma associação de um amplificador operacional LM 741 e um transistor de potência BU 209, o qual permite a obtenção de sinais AC em alta tensão. O amplificador operacional, localizado antes do transistor, possui na entrada inversora um potenciômetro externo de ajuste de "off-set", que é resposável pela polarização da junção base-emissor do transistor e pelo nível DC de saída. As tensões de polarização dos LM 741 (12V) e os pontos de 12V do cicuito foram obtidas de uma fonte da Tectrol e a polarização de alta tensão do BU 209 (550V) foi obtida de uma fonte HP modelo 6271B/0-600V.

São duas as saídas deste circuito, ambas com origem no coletor do transistor. Uma delas é a saída de alta tensão que polariza os elementos

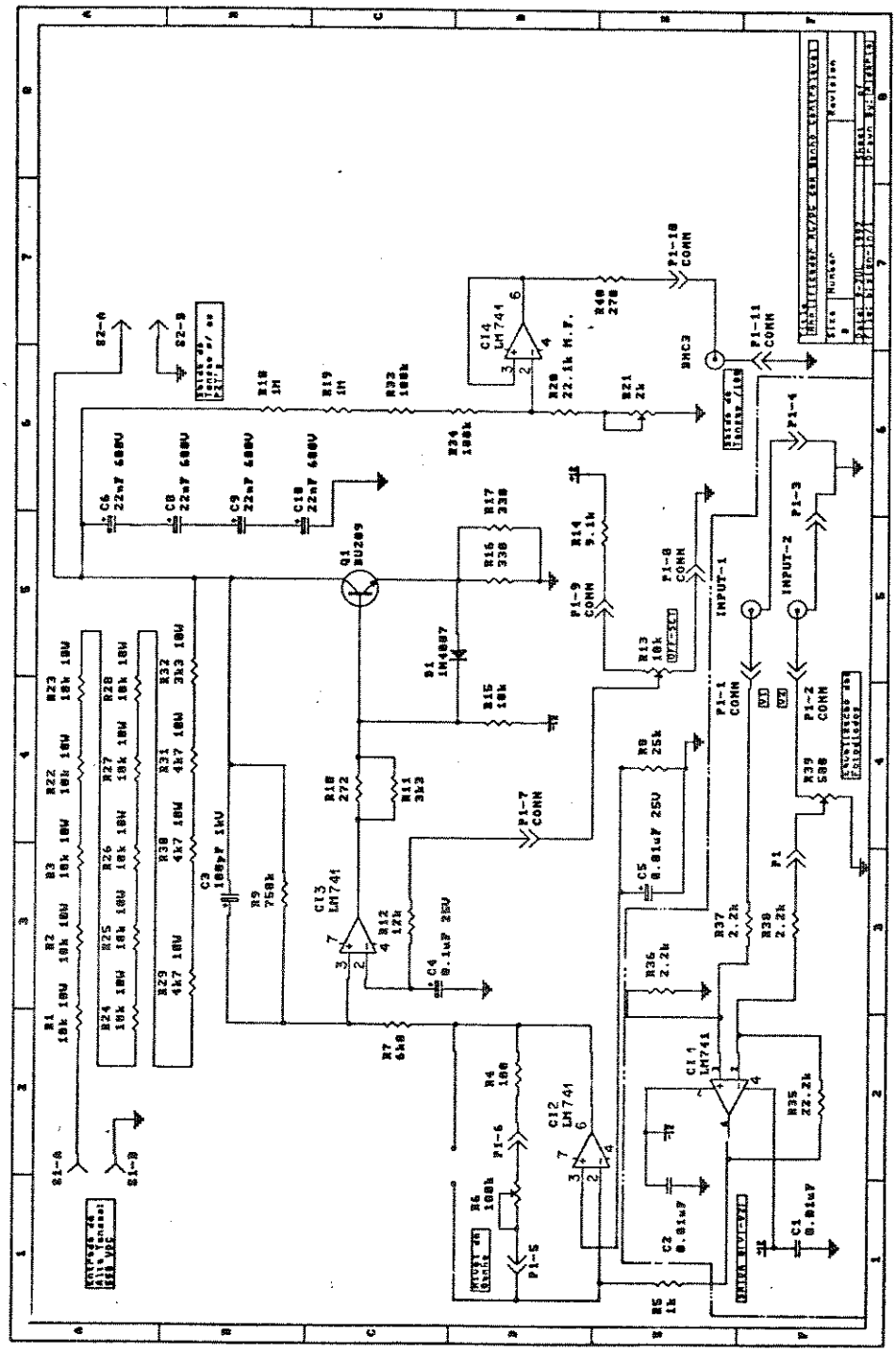


Fig.-4.16 - Circuito de controle de freqüência.

piezoelétricos. A outra, passa por uma associação de resistores que divide o sinal amplificado por cem (ajustado pelo potenciômetro interno R21), permitindo a sua monitoração em osciloscópios e registro em traçadores.

O diagrama esquemático do ciculto, bem como o projeto da placa de circuito impresso, foi desenvolvido com o auxílio do software TANGO.

4.5.2 O Deslocamento Piezoelétrico

A piezoeletricidade é uma propriedade que certos cristais possuem de se tornarem eletricamente polarizados quando submetidos a esforços mecânicos. O efeito destes esforços, conhecido como efeito piezoelétrico direto, é a formação de momentos elétricos orientados na direção do esforço aplicado. Se, ao invés de um esforço mecânico, for aplicado um campo elétrico as extremidades do cristal, o efeito inverso irá ocorrer, ou seja, as dimensões do cristal é que irão variar. Este efeito é conhecido como efeito piezoelétrico indireto e é uma conseqüência termodinâmica do efeito direto. O quartzo e a turmalina são, respectivamente, exemplos de cristal piezoelétrico e cristal ferroelétrico [25].

Além dos cristais, a cerâmica é um outro importante material piezoelétrico, em especial a cerâmica piezoelétrica do tipo PZT. O PZT é um material ferroelétrico policristalino, de composição do tipo ABO_3, onde A é um íon metálico bivalente (como o chumbo - Pb) e B é um íon metálico tetravalente (como o zircônio - Zr - ou o titânio - Ti). A abreviação PZT vem da sigla dos elementos químicos que compõe a cerâmica, zirconato de chumbo ($PbZrO_3$) e titanato de chumbo ($PbTiO_3$).

A vantagem das cerâmicas é que elas podem ser modeladas em vários formatos e tamanhos. O PZT possui ainda a propriedade de ser altamente piezoelétrico, duro, resistente, quimicamente inerte e imunine a ambientes úmidos.

Num cristal ferroelétrico, cada célula de cristal se orienta aleatóriamente em uma direção. Se aquecido acima de uma temperatura crítica, denominada temperatura de Curie, a orientação aleatória deixa de existir e o cristal se torna piezoelétrico. Se o cristal é resfriado enquanto se aplica um campo elétrico externo, os dipolos elétricos se alinharão na direção do campo quando a temperatura cair abaixo da temperatura de Curie. Caso um esforço mecânico seja aplicado, a célula do cristal irá se distorcer, causando uma

mudança no momento dipolar do cristal, reversível e, aproximadamente, linear, se o esforço não exceder certos limites.

Os PZT's podem ser considerados como uma massa de cristais aleatoriamente orientados que, nestas condições, apresentam isotropia, porém, não apresentam propriedades piezoelétricas. Contudo, a propriedade piezoelétrica pode ser alcançada, em qualquer direção escolhida, quando um campo elétrico intenso é aplicado. Isto gera uma orientação dos dipolos, que permanece mesmo quando o campo elétrico é retirado, conferindo ao material uma polarização remanente e uma deformação de suas dimensões permanente. Esta é a última etapa da fabricação da cerâmica piezoelétrica e a Fig.-4.17 mostra a orientação antes e depois do campo ser aplicado. O grau de alinhamento dos dipolos irá depender das direções de orientação da estrutura cristalina permitidas.

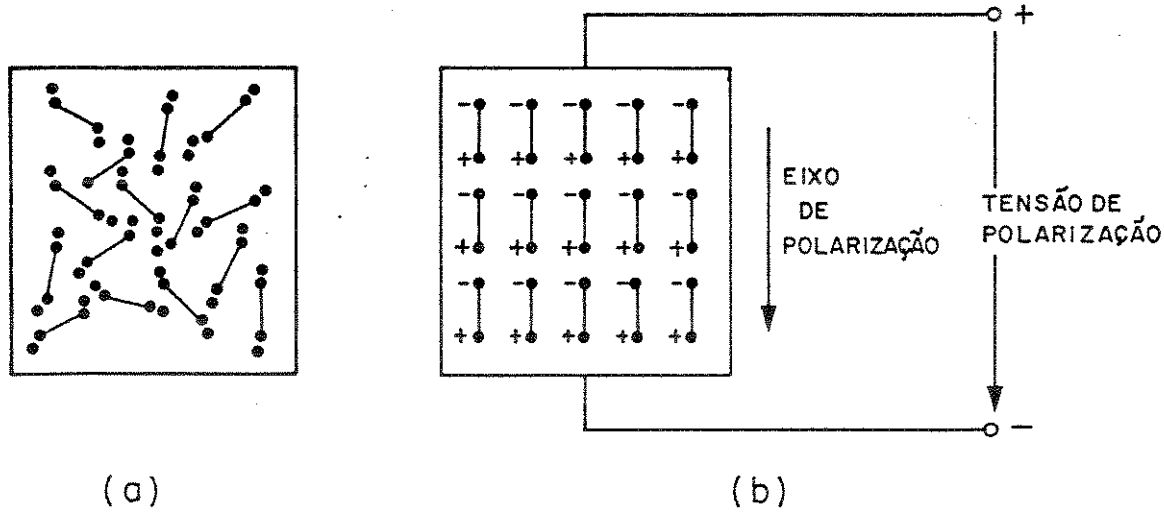


Fig.-4.17 - Dipolos elétricos em materiais piezoelétricos (a) antes e (b) depois da polarização.

A Fig.-4.18 ilustra o efeito piezoelétrico em um cilindro de material PZT polarizado, sob a ação de uma força F (Fig.-4.18 a, b e c) e sob a ação de uma tensão elétrica (Fig.-4.18 d, e e f). No primeiro caso, o cilindro é conectado a um voltímetro por meio de superfícies metálicas (eletrodos), aplicadas

perpendicularmente à direção de orientação (Fig.-4.18 (a)). Se uma força de compressão (Fig.-4.18 (b)) ou uma força de distensão (Fig.-4.18 (c)) é aplicada, o voltímetro detectará, respectivamente, uma variação de tensão de mesma polaridade e de polaridade inversa à polarização. Este efeito de conversão da energia mecânica em elétrica é conhecido como ação geradora, comum em equipamentos como microfones, hidrofones, etc.

Substituindo-se o voltímetro por uma fonte de tensão de mesma polaridade dos dipolos (contrária a polarização), o cilindro irá se contrair na direção de polarização (Fig.-4.18 (d)). O cilindro se distenderá se a tensão aplicada tiver polaridade inversa (Fig.-4.18 (e)). Caso a tensão seja alternada, as dimensões do cilindro irão variar na mesma freqüência do sinal aplicado. O efeito da conversão de energia elétrica em mecânica é conhecido como ação motora, comum em equipamentos como posicionadores, sistemas de injeção

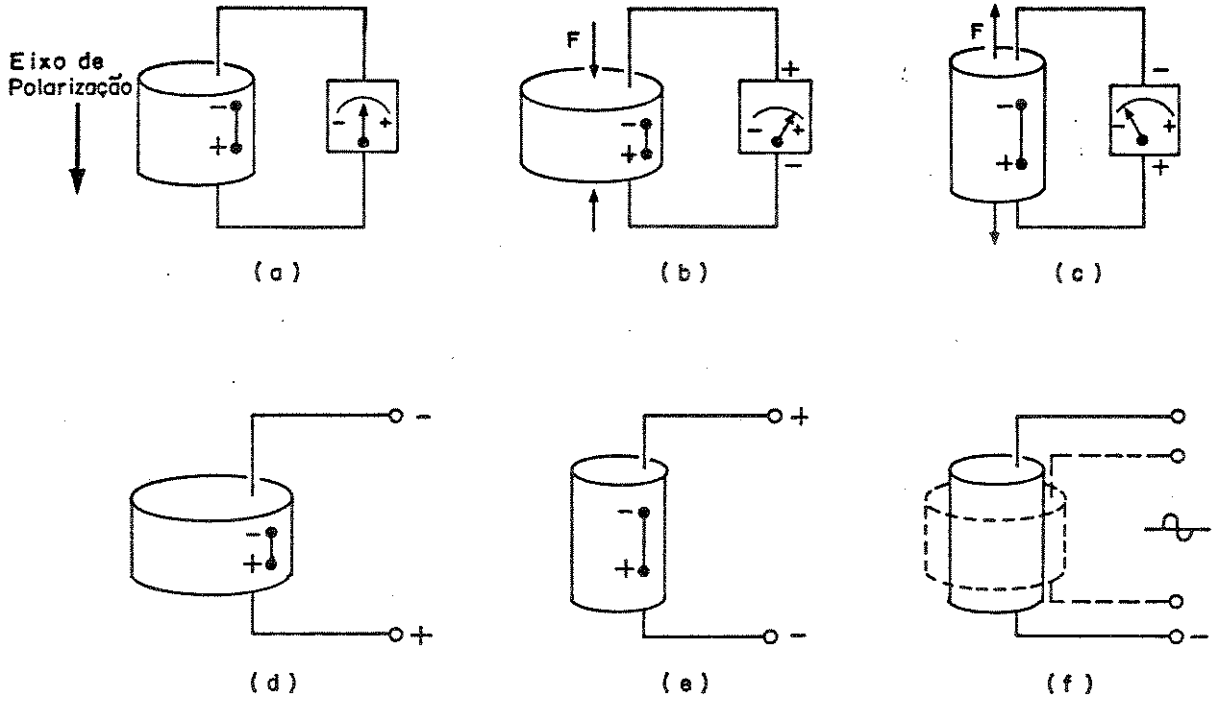


Fig.-4.18 - O efeito piezoelétrico em um corpo cilíndrico de material piezoelétrico.

eletrônica de combustível, etc.

A Fig.-4.19 mostra o gráfico da tensão de cicuito aberto versus a compressão para um cilindro de 20 mm de altura submetido a uma faixa de compressão que varia de 0 a 50 $\times$ 10^6 Pa. A relação obtida é praticamente linear. Já a Fig.-4.20 mostra a elongação Δl de um cilindro PZT devido a aplicação de uma tensão DC entre seus eletrodos. Para o PZT do tipo PXE 5, a deformação máxima $\Delta l/l$ é de 1,6 $\times$ 10^{-4}, o que corresponde a um campo elétrico de 450 V/mm. Portanto, para um cilindro de 20 mm, este campo produziria apenas uma extensão de 3,3 μm em seu comprimento. Deve-se resaltar que estes valores foram obtidos para condições estáticas, sendo que resultados distintos podem ser obtidos para operações dinâmicas. Quando operado perto da freqüência de ressonância, as deformações do material PZT podem ser muito maiores que as conseguidas estaticamente.

A orientação dos dipolos do PZT, alcançada no último estágio de fabricação, através da aplicação de um campo externo intenso, pode ser considerada permanente. Porém, esta orientação pode ser perdida se alguns cuidados não forem tomados. Deve-se manter a temperatura do material abaixo da temperatura de Curie, não expor o material a campos alternados muito intensos ou campos contínuos intensos e opostos ao sentido de orientação, e não submeter o PZT a esforços além dos especificados.

O PZT tem papel importante no desenvolvimento deste trabalho, pois é responsável pelo alinhamento ultra-fino e deslocamento dos espelhos no interferômetro de Fabry-Perot, e pela variação do comprimento da cavidade externa. Os PZT's utilizados no interferômetro são componentes do aparelho e vem encapsulados. Quanto aos PZT's reponsáveis pela variação do comprimento da cavidade, o deslocamento total da grade de difração é realizado por 5 cilindros PZT, de 1 cm de diâmetro por 1 mm de comprimento, colocados em série na base do suporte, como mostra a Fig.-4.21. O suporte da grade é montado em três partes. A primeira parte é um posicionador para a grade, uma peça de metal que possui dois parafusos micrométricos, responsáveis por movimentos angulares que posicionam a grade conforme explicado no ítem 4.2.2. Esta peça foi colocada sobre uma base giratória, a segunda parte do suporte, que possui escala em graus e permite o ajuste do ângulo de operação da grade. A última parte é um carrinho transladador, sobre o qual é colocada toda a montagem, e que permite o deslocamento da grade de difração no sentido de propagação do

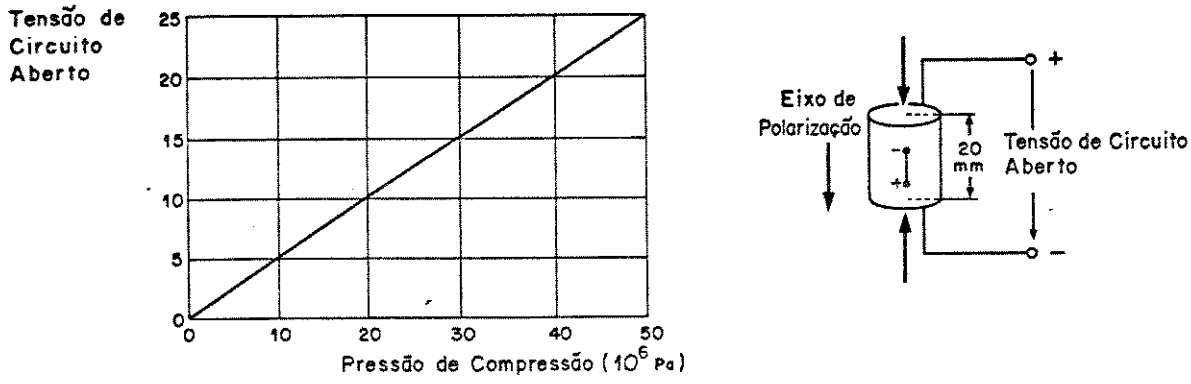


Fig.-4.19 - Tensão de circuito aberto para um cilindro cerâmico em função da compressão aplicada.

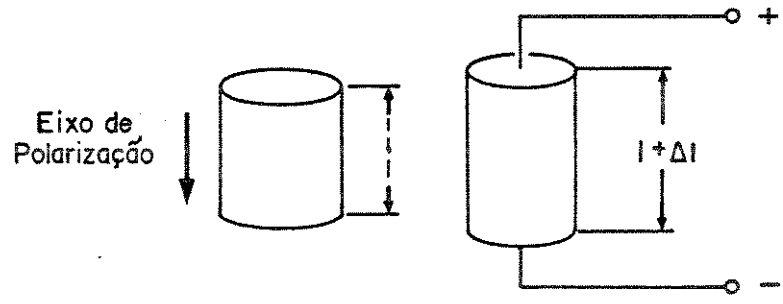


Fig.-4.20 - Variação do comprimento de um cilindro de cerâmica piezoelétrica causada por uma tensão dc.

feixe do laser na cavidade, com uma precisão de 0,25 μm. A Fig.-4.22 mostra o esquema mais detalhado do acoplamento dos PZT's ao carrinho transladador. Os PZT's foram colocados entre o parafuso micrométrico e a superfície do bloco que se movimenta. A pressão entre bloco e parafuso é mantida por molas e o atrito é diminuído por rolamentos em suas laterais. O contato elétrico de polarização dos PZT's é mostrado na Fig.-4.23 (a) e (b). Cada um dos cilindros foi colocado entre dois contatos, e o conjunto mantido pela pressão das molas.

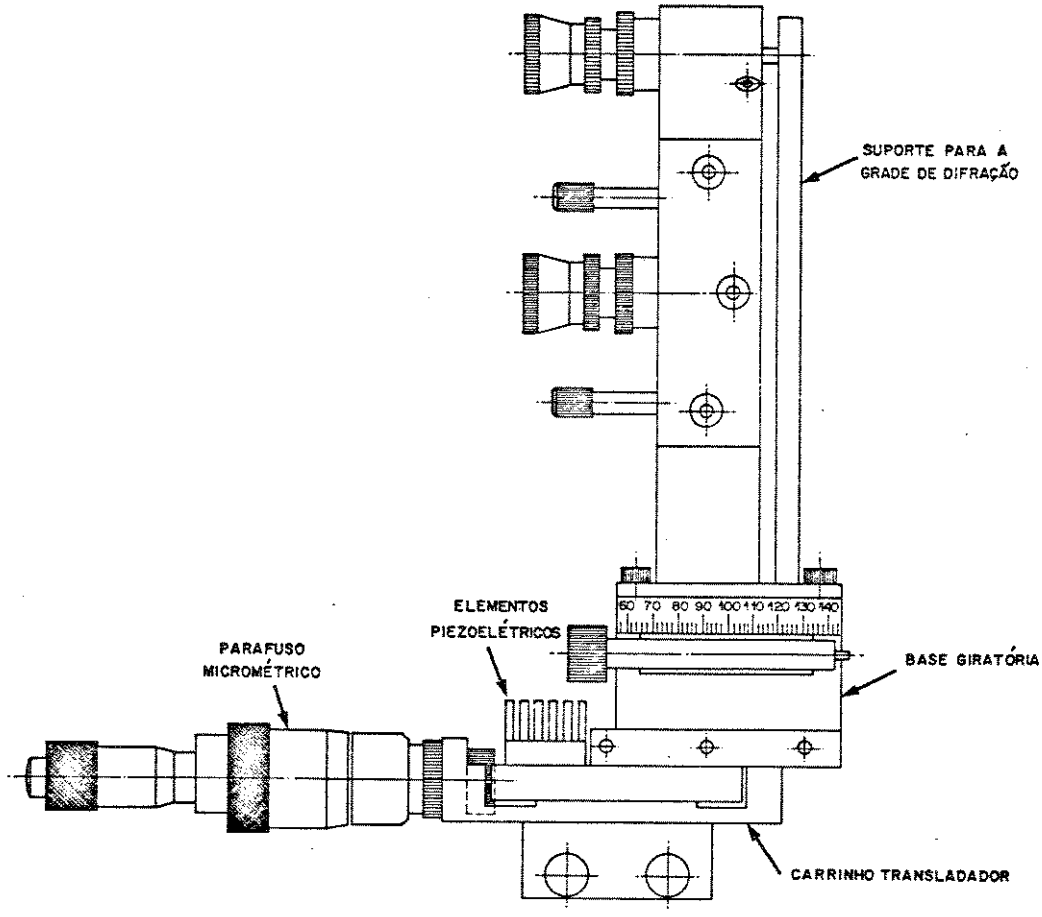


Fig.-4.21 - O suporte para a grade de difração.

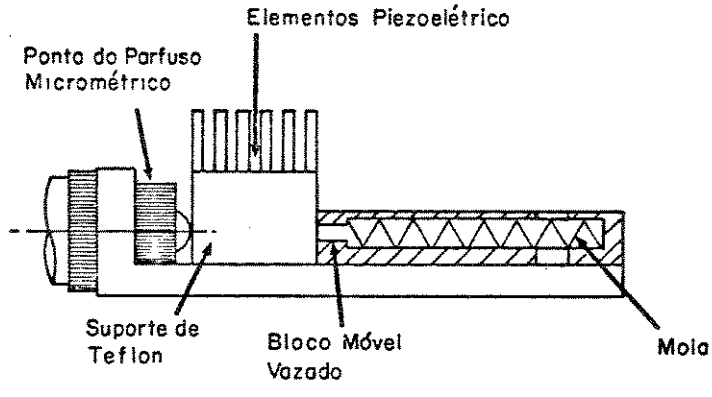


Fig.-4.22 - Visão detalhada do acoplamento entre os elementos piezoelétricos e a base da grade de difração.

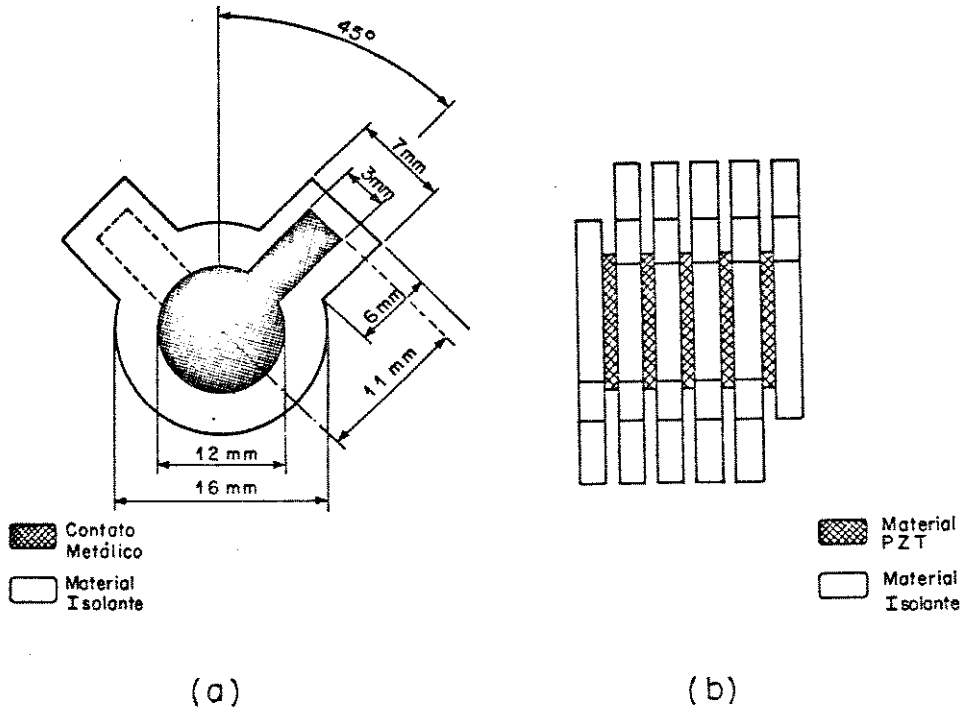


Fig.-4.23 - (a) O contato elétrico. (b) Posicionamento em série dos elementos piezoelétricos.

CAPÍTULO 5

CARACTERÍSTICAS EXPERIMENTAIS QUANTO À LARGURA DE LINHA, ESTABILIDADE E OPERAÇÃO DA CAVIDADE

5.1 INTRODUÇÃO

Neste Capítulo, serão discutidas e apresentadas as características de desempenho de um laser em cavidade externa operando em um comprimento de onda próximo a 1.300 nm. Adotou-se uma corrente de polarização de 96,5 mA, 1,4 vezes o valor da corrente de limiar com cavidade (ver 5.3), e uma temperatura de operação para o laser de 19,4 °C. A Fig.-5.1 mostra o esquema de operação da cavidade, onde os tamanhos dos componentes estão fora de escala para melhor vizualização. O sinal obtido na saída da fibra de acoplamento foi analizado em um interferômetro de Fabry-Perot e em um analizador de espectro óptico.

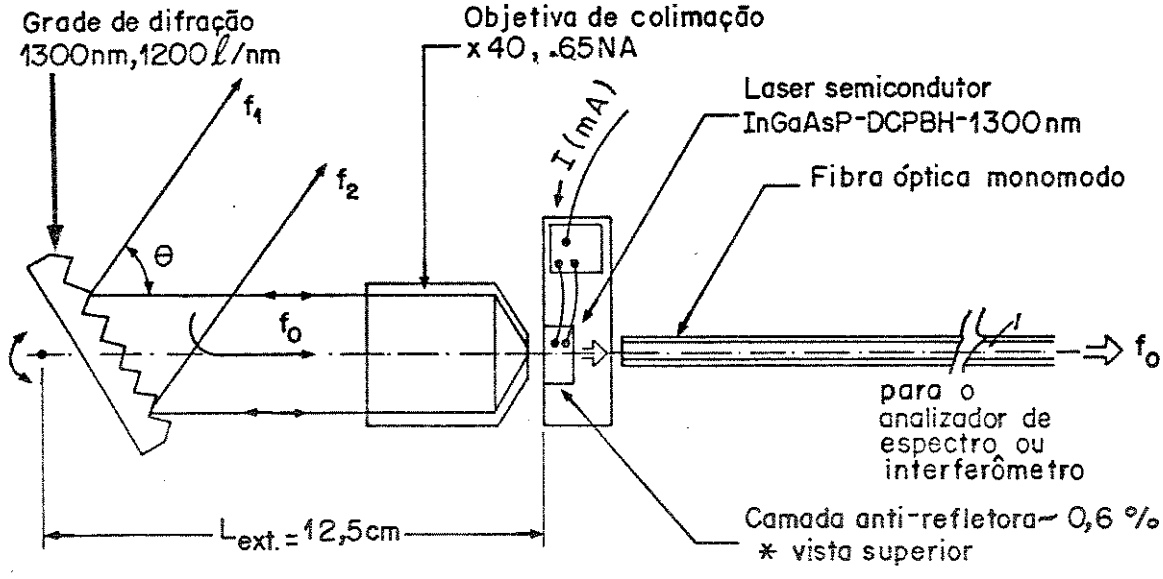


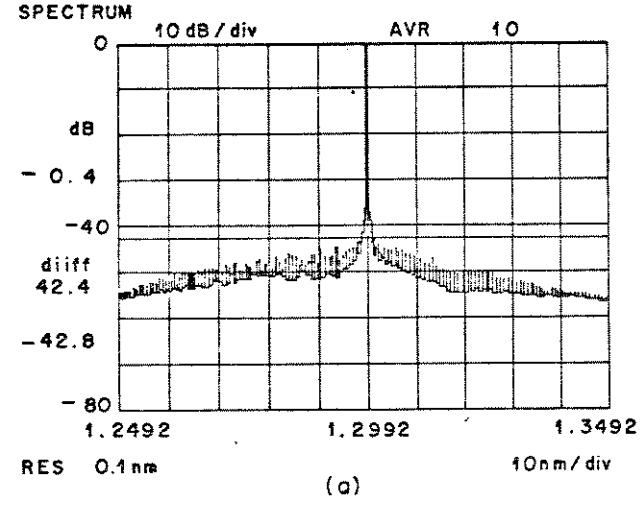
Fig.-5.1 - Configuração de um laser semicondutor em cavidade externa operando em 1300 nm (fora de escala).

5.2 SELETIVIDADE EM FREQÜÊNCIA E ESTIMATIVA TEÓRICA DA LARGURA DE LINHA DA CAVIDADE

Utilizando-se a montagem da Fig.-5.1, com a grade de difração operando para 1.300 nm e ordem de difração m = 1 (correspondendo a θ = 51,3°), registrou-se a realimentação seletiva da cavidade externa no analisador de espectro óptico e no interferômetro de Fabry-Perot. As Fig.-5.2 (a) e Fig.-5.3 (a) mostram, respectivamente, a seletividade obtida no analisador de espectro

e no interferômetro (para D = 62,7 mm e L_{cav} = 12,5 cm) com realimentação da grade de difração. Quando a grade é bloqueada, a razão de extinção entre o modo principal e os modos secundários deixa de existir, resultando no espectro normal de um laser Fabry-Perot (Fig.-5.2 (b) e Fig.-5.3 (b)).

O melhor resultado de seletividade obtido produziu uma razão de extição do modo principal em relação ao modo secundário de mais de 40 dB para medidas no analisador de espectro. O aumento de seletividade depende diretamente do



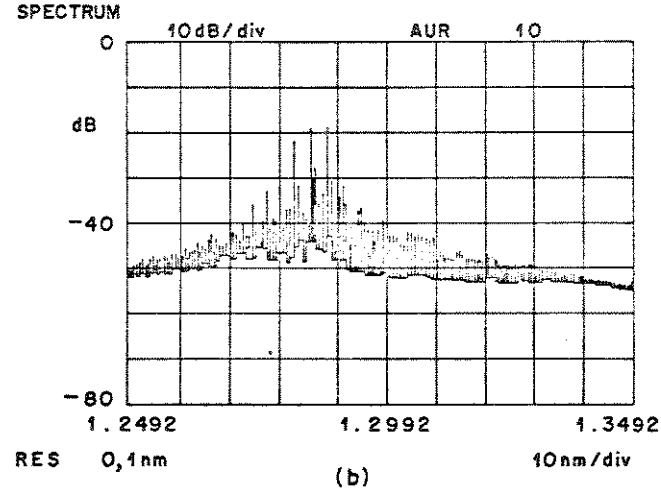
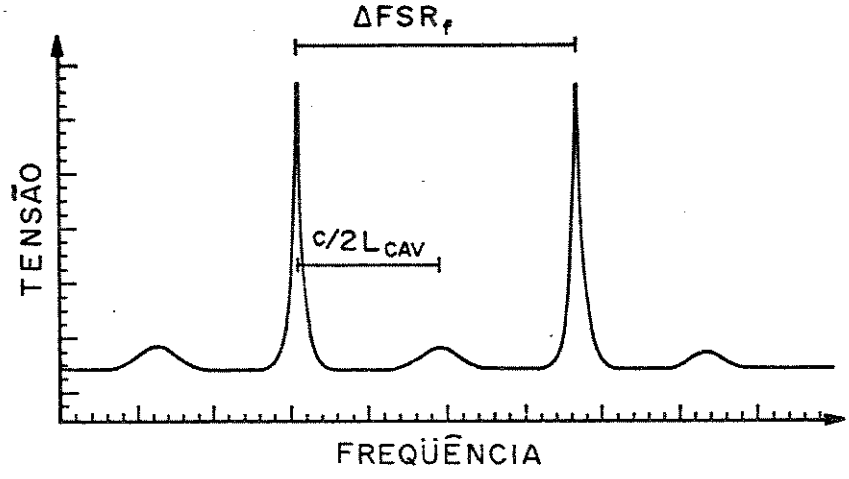
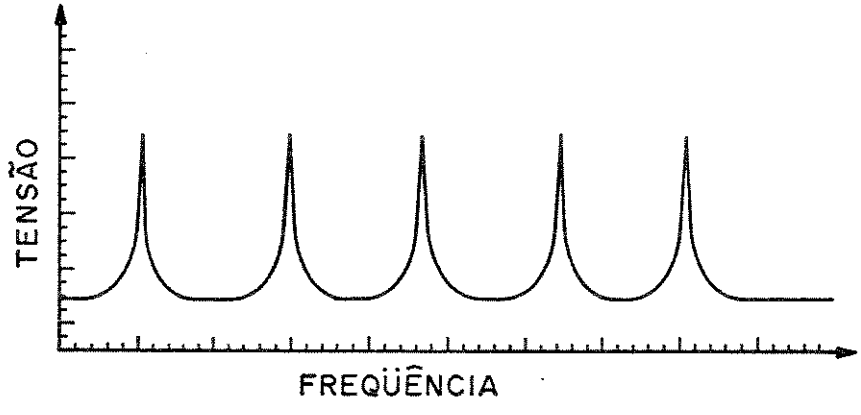


Fig.-5.2 - Espectros de potência óptica de laser semicondutor em (a) em cavidade externa e (b) sem cavidade externa, obtidos em um analisador de espectro.



(a)



(b)

Fig.-5.3 - Espectros de potência óptica de laser semicondutor em (a) em cavidade externa e (b) sem cavidade externa, obtidos em um interferômetro de Fabry-Perot, para distância entre espelhos de 6,27 cm, praticamente a metade do tamanho da cavidade Notar o modo secundário, que correponde a $c/2L_{cav}$ do modo principal.

acoplamento cavidade-laser, através de um bom alinhamento do sistema. Esta última afirmação pode ser comprovada quando os resultados obtidos apresentaram uma melhoria de 20 dB na razão de extinção em relação aos resultados obtidos por C. R. Lima [24]. Esta melhoria pode ser explicada através do método de

alinhamento do feixe colimado do laser em relação ao eixo óptico do sistema. Quando do desenvolvimento de seu trabalho, C. R. Lima utilizou um fotodetector de área larga posicionado no ponto de referência do eixo óptico da cavidade. O alinhamento era obtido quando se obtinha o máximo de potência óptica no medidor de potência. Porém, o posicionamento do fotodetector em relação ao ponto de referência não era muito preciso. Uma precisão maior só foi obtida quando da utilização de um cartão sensível à radiação infra-vermelha. Um furo de pequeno diâmetro possibilitou colocação do cartão exatamente sobre o ponto de referência. Assim, foi possível a observação do feixe colimado, sua centralização em relação ao furo e o ajuste da colimação.

Dos gráficos obtidos com o analisador de espectro, foi possível se observar que o comprimento de onda de operação da cavidade se situa aproximadamente em 1.299 nm. Como a resolução do aparelho tem valor mínimo de 0,1 nm, o que corresponde a 17,75 GHz, para uma cavidade de comprimento L_{cav} = 12,5 cm, o que corresponde a um espaçamento entre os modos da cavidade de 1,2 GHz, a figura produzida pelo analisador em torno do comprimento de onda central é o envelope de ganho que contém 14 modos da cavidade, limitando a visualização da seletividade. Porém, como a resolução do interferômetro de Fabry-Perot é maior, o gráfico nele obtido permite a observação mais perfeita da seletividade. O valor da resolução pode ser obtido utilizando-se as expressões do Capítulo 2. Pela equação 2.44, a resolução do interferômetro é dada pela razão entre o ΔFSR_f e a finesse $\mathcal{F}$. Para se levar em conta efeitos reais, utiliza-se $\mathcal{F}_i$ (equação 2.40) em vez de $\mathcal{F}$. Serão somados os efeitos devido a planicidade dos espelhos do interferômetro (finesse devido a planicidade dos espelhos $\mathcal{F}_p$), dada pela equação 2.41, e a difração do diafragma colocado após a lente de colimação (finesse difrativa $\mathcal{F}_d$), dada pela equação 2.42. O valor de $\mathcal{F}$ para o interferômetro depende do comprimento de onda de operação. Para λ = 1,299 μm, R = 96,2%, e, pela equação 2.33, $\mathcal{F}$ = 81,1. A planicidade média dos espelhos do interferômetro vale λ/M (M = 200), de forma que $\mathcal{F}_p$ = M/2 = 100. Utilizou-se o diafragma com um diâmetro *d* igual a 3 mm e espaçamento entre espelhos D = 87 mm, o que produz $\mathcal{F}_d$= 159,2. Assim, a finesse instrumental vale $\mathcal{F}_i$= 58,6. Para a separação D, o ΔFSR_f é igual, segundo a equação 2.35 (θ = 0), a 1,72 GHz. Portanto, o valor da resolução é de Δf_{min}= 29,4 MHz, isto é, o interferômrtro de Fabry-Perot é capaz de resolver sinais com espaçamentos intermodais de, no máximo, 29,4 MHz, para um

distância entre espelhos de 87 mm. Assim, os modos do sinal proveniente da cavidade podem ser resolvidos, já que o espaçamento entre eles é da ordem de 1,2 GHz. Pela Fig.-5.4, que mostra o gráfico obtido no osciloscópio com o interferômetro operando nas condições acima descritas, é possivél se observar que nenhum modo secundário aparece entre duas ordens de interferência, que correspondem ao modo principal de oscilação. Como a distância entre as ordens de interferência, que correspondem ao ΔFSR_f, é maior que a distância entre modos da cavidade, pode-se concluir a sua operação monomodo. Caso seja provocado um desalinhamento gradual da cavidade, observa-se, na tela do osciloscópio, uma diminuição no pico de intensidade e o aparecimento de modos secundários.

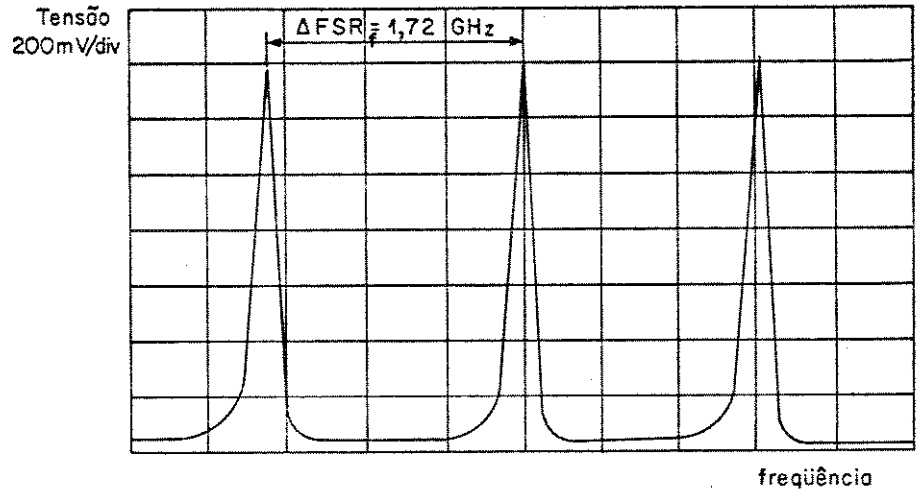


Fig.-5.4 - Espectro de potência óptico do laser em cavidade externa, obtido pelo interferômetro de Fabry-Perot com ΔFSR_f = 1,72 GHz.

Segundo C. H. Henry [26], o fator de estreitamento teórico F da largura de linha do laser em cavidade externa que possua camada anti-refletora perfeita é dado por:

$$F = \frac{\Delta f_{cav}}{\Delta f_{laser}} \cong \left(\frac{n_g \, l_{laser}}{L_{cav}} \right)^2 \qquad (5.1),$$

onde n_g é o índice de refração de grupo para o InGaAsP (n_g = 4) e l_{laser} é o comprimento do laser (l_{laser} = 300 μm).

Para um comprimento de cavidade L_{cav} igual a 12,5 cm, tem-se que F = 9,2 $\times$ 10^{-5}. O valor típico de Δf_{laser} para um laser de InGaAsP de 1.300 nm é de 530 GHz. Portanto:

$$\Delta f_{cav} \cong 48{,}8 \text{ MHz} \qquad (5.2).$$

Na prática, este valor é maior pois a camada anti-refletora não é perfeita.

5.3 CARACTERÍSTICA P x I

Com a cavidade operando na configuração da Fig.-5.1, λ = 1,299 μm, grade de difração no modo m = 1 e L_{cav} = 12,5 cm, mediu-se a curva característica da potência óptica versus a corrente de polarização (curva P $\times$ I), com o laser operando sem e com cavidade externa. A Fig.-5.5 ilustra as curvas obtidas com os pontos experimentais.

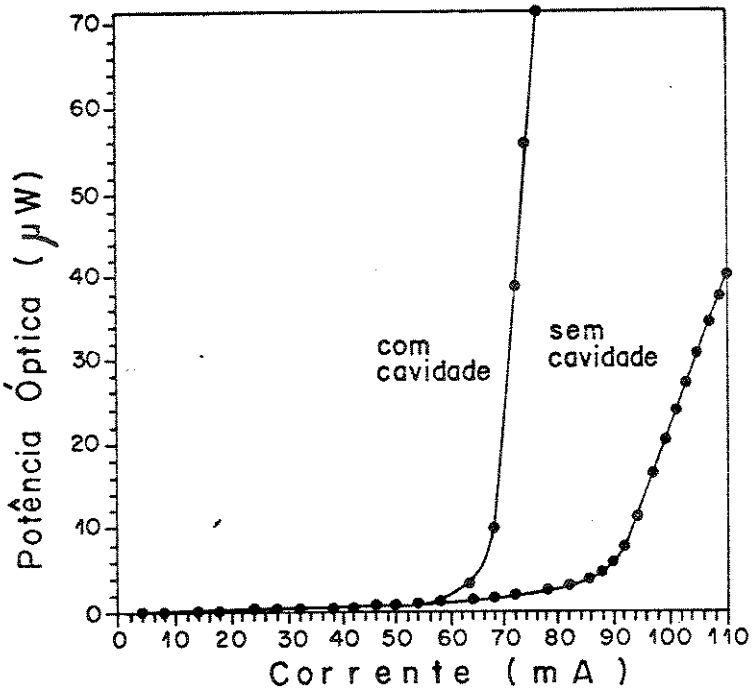


Fig.-5.5 - Gráfico da potência óptica versus a corrente de polarização do laser semicondutor para os casos com e sem cavidade.

A curva foi obtida conectando-se a fibra, acoplada à face do laser oposta a cavidade, a um medidor de potência óptica (Anritsu, modelo ML 901A) e fazendo-se a leitura da potência óptica correspondente à variação da corrente de polarização. Pode-se obter da Fig.-5.5 as correntes de limiar com e sem cavidade, cujos valores são, respectivamente, 67 mA e 89 mA. Esta diminuição na corrente de limiar é reportada por vários autores [27, 28, 29]. Apesar do laser ter sido o mesmo que C. R. Lima utilizou há 8 meses, a comparação dos resultados obtidos em ambos trabalhos se mostra diferente. Por exemplo, houve um aumento de cerca de 37 mA na corrente de limiar sem cavidade, o que pode ser uma decorrência da deterioração das condições de emissão do própio laser. Pode-se notar também pela Fig.-5.5 um aumento da eficiência quântica quando se utiliza a cavidade externa.

5.4 ESTABILIDADE

Devido ao fato de as ordens de grandeza do posicionamento dos componentes da cavidade chegarem, em certos pontos, a valores próximos ao comprimento de onda óptico, a estabilidade e a rigidez mecânica podem limitar o acoplamento entre o laser e a cavidade externa. Desta forma, procurou-se projetar as construções mecânicas de modo a permitir uma flexibilidade de ajustes que aliasse rigidez e estabilidade.

Quanto maior o comprimento da cavidade externa (especialmente quando $L_{cav} > 10$ cm), mais suceptíveis elas se tornam a vibrações mecânicas e a choques. Um simples toque sobre a mesa de laboratório, por exemplo, sobre a qual está a montagem experimental, gera perturbações no espectro do laser, observado no analisador de espectro. Uma boa ilustração foram os resultados obtidos por C. R. Lima [24] (Fig.-5.6), que utilizou um martelo de borracha para provocar vibrações no sistema, através de batidas na mesa de laboratório (a), trilho óptico (b) e suporte da grade de difração (c), e observou os resultados no analisador de espectro óptico ajustado em torno da freqüência central. Pode-se observar a sensibilidade da montagem nas variações bruscas da potência óptica. Em adição, após a instabilidade provocada pelo choque do martelo, nos casos (a) e (b), houve um retorno ao valor de potência óptica anterior ao choque, e no caso (c), houve uma perda de aproximadamente 4 dB na potência óptica, mostrando que a sensibilidade da base do suporte da grade é

crítica. Um outro problema de ordem mecânico é o relaxamento que os parafusos de posicionamento possuem após o ajuste de um componente e que pode também desalinhar o sistema. Problemas térmicos também podem comprometer o alinhamento, pois, normalmente, os posicionadores são feitos de metal, mais suceptíveis a dilatações térmicas. Todas as instabilidades quando somadas, limitam o tempo de acoplamento laser-cavidade. Consegui-se um tempo máximo de alinhamento de 2 h, depois do qual a potência óptica caiu pela metade.

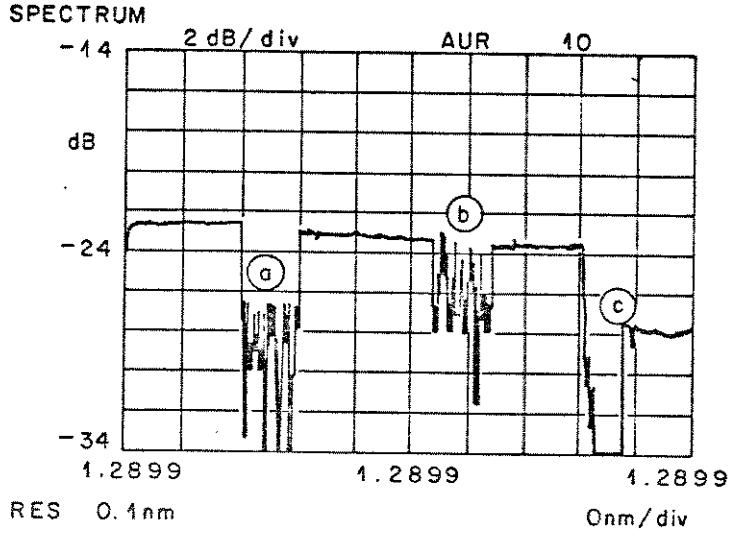


Fig.-5.6 - Instabilidade em amplitude provocada por choques mecânicos na (a) mesa óptica, (b) trilho óptico e (c) base da grade de difração.

Os problemas acima podem ser evitados, por exemplo, com a utilização de suportes mais rígidos e com baixo coeficiente de dilatação térmica, posicionadores que utilizam elementos piezoelétricos e sistemas pneumáticos que isolem a mesa do laboratório de vibrações mecânicas externas.

CAPÍTULO 6

CARACTERÍSTICAS EXPERIMENTAIS DO CIRCUITO DE CONTROLE DE FREQÜÊNCIA

Neste Capítulo serão caracterizados os elementos do sistema de controle, incluindo o deslocamento piezoelétrico e o circuito de controle de freqüência, para a analise dos resultados obtidos na estabilização em freqüência do laser em cavidade externa.

A primeira etapa é proceder à calibração da sintonia da cavidade externa acoplada aos elementos piezoelétricos utilizados na montagem discutida no Capítulo 4. A seguir serão exibidas algumas características do circuito de controle de freqüência. Por fim, serão analisados os resultados obtidos com a operação em malha fechada.

6.1 DETERMINAÇÃO DA SINTONIA DA CAVIDADE EXTERNA PROVOCADA PELOS ELEMENTOS PIEZOELÉTRICOS

A determinação da sintonia da cavidade externa devido aos elementos piezoelétricos PXE 5 foi feita monitorando-se o sinal de saída do interferômetro de Fabry-Perot junto a um osciloscópio digital à medida que o comprimento da cavidade era variado mecanicamente ou através dos elementos piezoelétricos.

Com o circuito de controle desconectado, observou-se a intensidade relativa de saída do interferômetro em função da freqüência na tela do osciloscópio. Uma vez que o ΔFSR_f é conhecido, é possível se ter uma referência para os valores de freqüência entre dois picos sucessivos. Ao se variar o comprimento da cavidade externa, utilizando-se o parafuso micrométrico do carrinho transladador, notou-se que os picos na tela do osciloscópio variavam de posição. Assim, pode-se encontrar uma relação numérica entre a variação de freqüência correspondente à variação do comprimento da cavidade.

Fixando-se um ponto de referência no parafuso micrométrico, variou-se o comprimento da cavidade externa e observou-se o correspondente deslocamento da figura produzida pelo osciloscópio. Porém, devido ao movimento brusco produzido pelo ajuste manual do parafuso, não foi possível se conseguir um deslocamento maior que uma divisão (0,25 μm) sem que causasse a perda da referência no osciloscópio ou a perda do alinhamento da cavidade. Procurou-se compensar este problema mecânico repetindo-se 4 vezes o procedimento de variar o micrômetro de precisão de uma divisão. A Fig.-6.1 mostra o que foi obtido na

tela do osciloscópio. Para D = 87 mm, ΔFSR_f = 1,72 GHz, a distância entre os dois picos antes e depois do deslocamento é de 1,24 GHz para (a), 1,31 GHz para (b), 1,22 GHz para (c) e 1,13 GHz para (d). Portanto, o deslocamento de 0,25 μm produziu uma variação de freqüência média de 1,23 GHz na freqüência de emissão do laser. Supondo-se a linearidade da variação, tem-se que:

$$\frac{\Delta f}{\Delta l} = 4{,}92 \text{ GHz/}\mu\text{m} \qquad (6.1).$$

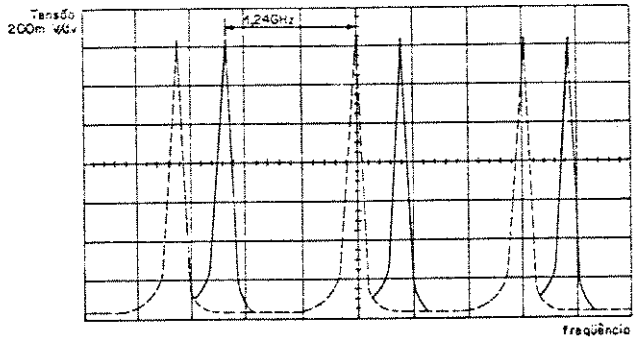
O mesmo procedimento foi repetido, só que agora a variação do comprimento da cavidade foi feita por meio dos elementos piezoelétricos, polarizados diretamente por uma fonte de alta tensão. Como a utilização da variação de tensão eliminou o efeito brusco do ajuste manual, foi possível a coleta de diferentes valores de variação de freqüência. A Fig.-6.2 mostra um gráfico experimental da variação da freqüência em função da variação de tensão. Do coeficiente angular do gráfico, obtém-se que:

$$\frac{\Delta f}{\Delta V} = 4{,}28 \text{ MHz/V} \qquad (6.2).$$

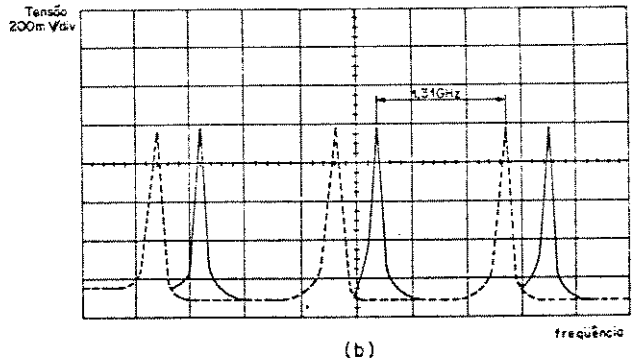
Dividindo-se o resultado da equação 6.2 pelo resultado da equação 6.1, tem-se a razão aproximada da variação do comprimento do conjunto de 5 elementos piezoelétricos em série, com a tensão aplicada:

$$\frac{\Delta l}{\Delta V} = 0{,}97 \text{ }\mu\text{m/kV} \qquad (6.3).$$

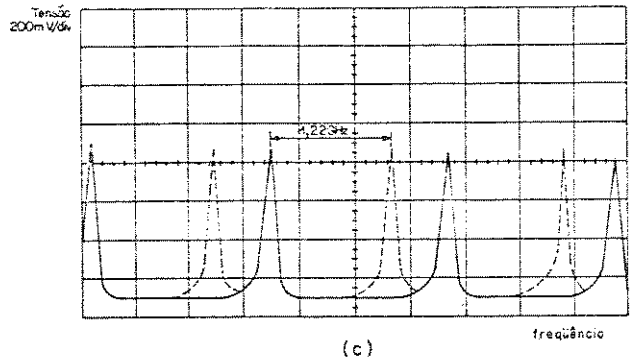
Com os dados do PZT PXE 5 do capítulo 4, será feita uma caracterização teórica estática PZT-cavidade. O valor da deformação máxima do elemento piezoelétrico é $\Delta l/l = 1{,}6 \times 10^{-4}$, correspondente a um campo elétrico máximo de E_{max} = 450 V/mm. Pode-se escrever então que:



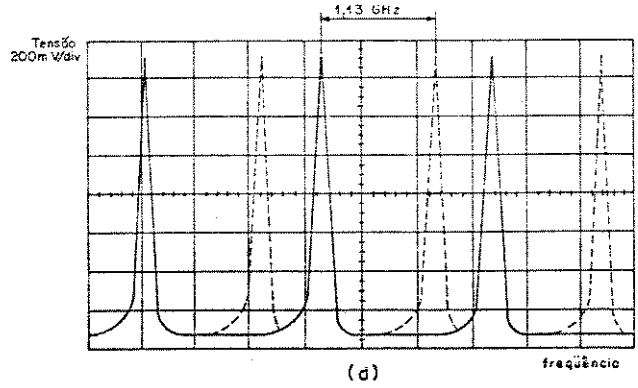
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig.-6.1 - Gráficos de potência óptica versus freqüência obtidos no osciloscópio para o deslocamento da grade de difração pelo micrômetro de precisão.

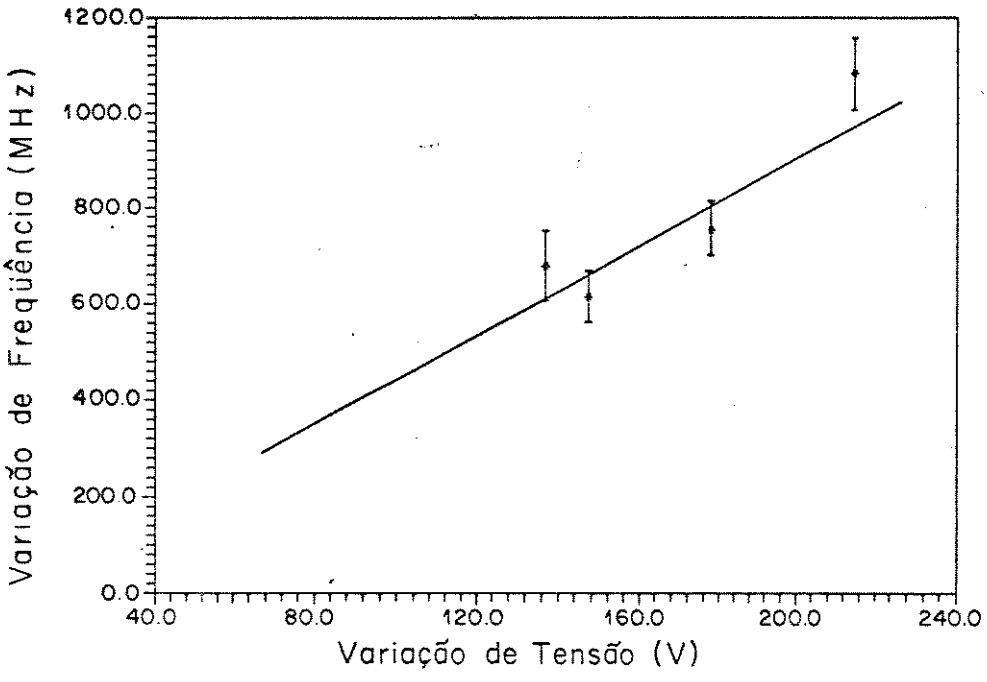


Fig.-6.2 - Curva de calibração em freqüência dos elementos piezoelétricos em função da tensão aplicada em suas extremidades.

$$\frac{\Delta l}{l} = 1{,}6 \times 10^{-4} \frac{E}{450} \qquad (6.4).$$

Lembrando-se que $E = \Delta V/l$, a equação 6.4 fica:

$$\Delta l = \frac{1{,}6 \times 10^{-4}}{450} \Delta V \qquad (6.5).$$

Este resultado foi calculado para apenas um cilindro de 1 mm. Porém foram utilizados 5 cilindros em série, de forma que a equação 6.5 deve ser multiplicada por 5, que, rearranjada, fica:

$$\frac{\Delta l_{tot}}{\Delta V} = 1{,}78 \text{ nm/V} \qquad (6.7).$$

O deslocamento Δl_{tot} da cavidade provoca uma variação do comprimento de onda de $\Delta\lambda = (2/m)\Delta l_{tot}$. Esta última expressão é obtida da equação 2.30, com $\cos\theta = 0$. Como $f = c/\lambda$, $df = -(c/\lambda^2)d\lambda$ e aproximando df por Δf e $d\lambda$ por $\Delta\lambda$, $\Delta f \cong -(c/\lambda^2)\Delta\lambda$. Desta forma a variação de freqüência provocada pela variação do comprimento da cavidade é de:

$$\Delta f \cong \frac{2\ c}{m\ \lambda^2}\ \Delta l_{tot} \qquad (6,8).$$

O valor da ordem da cavidade nada mais é que seu comprimento dividido pelo comprimento de onda de operação. Assim:

$$\Delta f \cong \frac{2\ c\ \Delta l_{tot}}{\lambda\ L_{cav}} \qquad (6.9).$$

Como $c = 3 \times 10^8$ m/s, $\lambda = 1,299$ μm e $L_{cav} = 12,5$ cm, e subistituindo-se a equação 6.7 em 6.9, a razão da variação de freqüência pela variação de tensão é dada por:

$$\frac{\Delta f}{\Delta V} \cong 6,6\ \text{MHz/V} \qquad (6.10).$$

Este resultado teórico possui mesma ordem de grandeza que o resultado experimental obtido na equação 6.2, o que demonstra uma aproximação razoável. Dividindo-se a equação 6.10 pela equação 6.7, obtém-se que $\Delta f/\Delta l = 3,7$ GHz/μm. Este resultado também apresenta concordância com o resultado experimental da equação 6.1.

6.2 CARACTERÍSTICAS DO CIRCUITO DE CONTROLE

Foram analizadas apenas duas características do circuito de controle, a resposta em freqüência e a variação da fase com a freqüência.

Uma vez ajustados o ganho e o "off-set" do circuito para que a saída não se apresentasse distorcida, a resposta em freqüência (faixa de passagem do

amplificador) foi medida anotando-se os valores da tensão de pico, obtidos pelo osciloscópio na saída dividida por cem do circuito, correspondentes à variação de freqüência de um sinal senoidal de 12 mV de amplitude de pico, provido por um gerador de sinais da HP modelo 3310A. Foram calculados os valores de ganho, em dB, correpondentes e foi traçado um gráfico do ganho versus freqüência, com o auxílio do programa GRAPHER (Fig.-6.3). Pode-se observar que freqüência de corte para o circuito é de cerca de 2 kHz, correspondendo a um ganho de aproximadamente 71,2 dB.

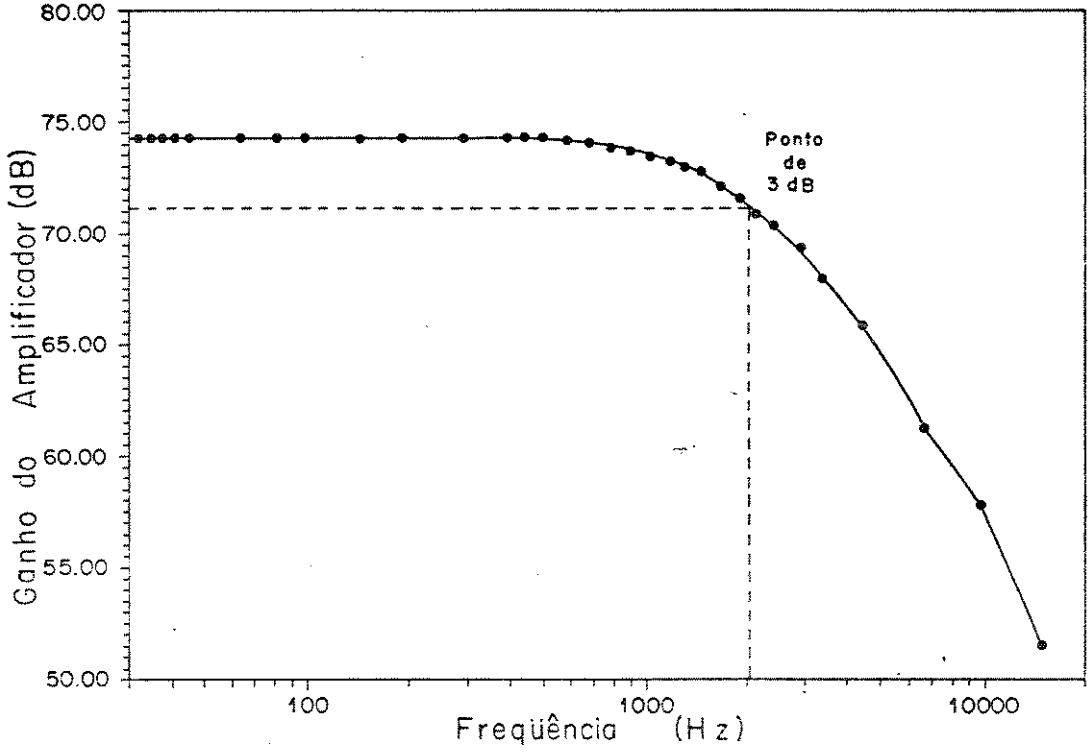


Fig.-6.3 - Resposta em freqüência do estágio de amplificação do circuito de controle.

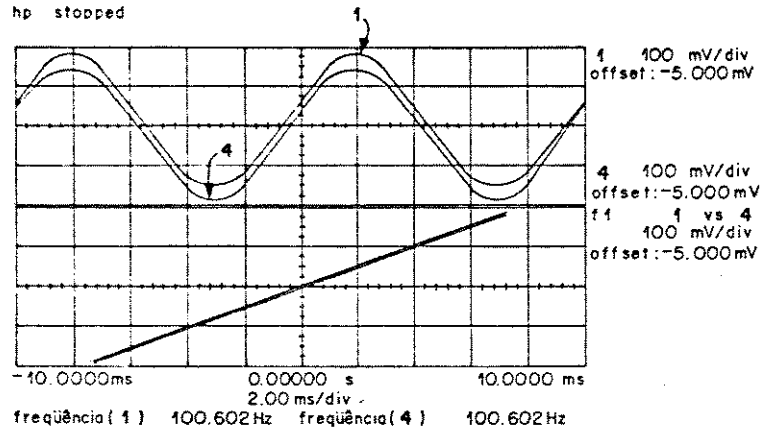
A variação de fase com a freqüência foi obtida diretamente no osciloscópio digital, variando-se a freqüência do mesmo sinal senoidal e observando-se a saída dividida por cem. A Fig.-6.4 mostra a seqüência de figuras de Lissajour para a variação da freqüência dos sinais de entrada (4) e saída (1). O circuito provoca grande defasagem em altas freqüências, devido a altas impedâncias capacitivas de alguns componentes (como, por exemplo, capacitores de altos valores).

6.3 OPERAÇÃO EM MALHA FECHADA

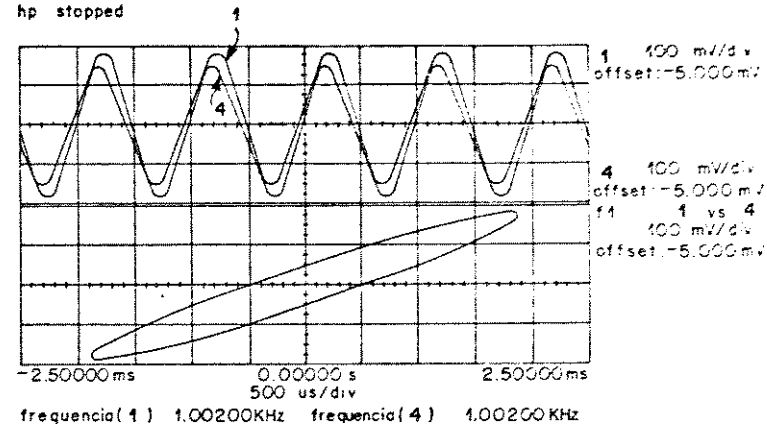
Depois da calibração dos elementos piezoelétricos e do estudo das características do circuito de controle, passou-se à tentativa de estabilização da freqüência do laser semicondutor, fechando-se a malha de realimentação.

No Capítulo 5, foram obtidos os gráficos de tensão versus freqüência para os sinais recebidos por um fotodetector localizado na saída de um interferômetro de Fabry-Perot, graças ao deslocamento periódico de um de seus espelhos. Na verdade, o gerador de rampa programável forneceu um sinal de varredura para o espelho, de tal forma que foi possível a observação de uma ou várias ordens do padrão de interferência da luz, segundo o controle realizado pelos botões de polarização de rampa (PR), amplitude de rampa (AR) e duração de rampa (DR). O botão PR é responsável pelo deslocamento do espelho na direção de propagação da luz. O botão AR fornece a amplitude do sinal de rampa que irá deslocar o espelho a partir do ponto selecionado por PR. O botão DR é responsável pela freqüência de deslocamento do espelho.

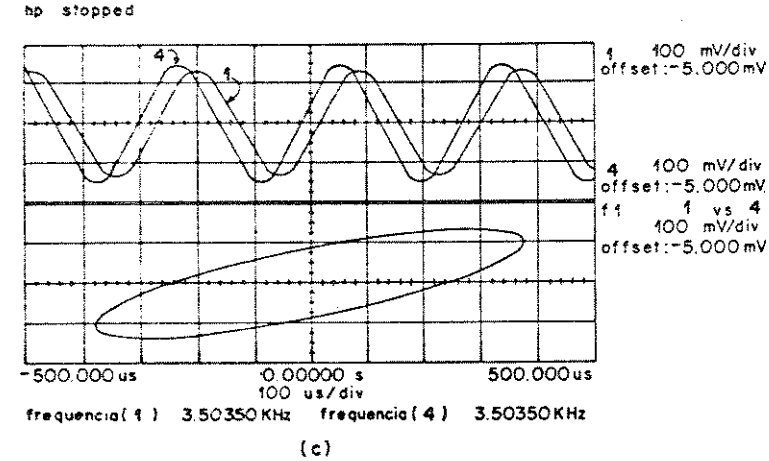
Para o interferômetro atuar como discriminador de freqüência, o botão DR deve ser desligado. Mesmo assim, ainda é possível movimentar o espelho até o ponto A da Fig.-6.5 utilizando o botão PR. Deste modo, escolhendo-se este ponto onde a derivada da curva é máxima, qualquer variação do padrão de ressonância da cavidade do interferômetro, devido a pequenas variações de freqüência Δf do laser semicondutor em cavidade externa, ocasionará variações de tensão na voltagem do fotodetector. Assim, se este sinal de tensão for realimentado convenientemente para a cavidade do laser, através da variação de fase, pode-se ativar a estabilização em freqüência. As Fig.-6.6 (a) e (b) ilustram o procedimento de realimentação para o gráfico da variação de tensão versus freqüência da Fig.-6.5. Utilizou-se um esquema de realimentação positiva para Fig.-6.6 (a). A variação da freqüência em relação à freqüência de referência f_A produz uma variação de tensão ΔV_1 proporcional, em relação a tensão de referência V_A. A realimentação positiva soma este valor ΔV_1 à tensão de malha de forma que o novo valor de tensão produz uma freqüência f_2, maior ou menor que f_1. A nova freqência f_2, por sua vez, será detectada pelo discriminador de freqüência e produzirá um sinal de tensão ΔV_2, que somado à malha, irá induzir uma nova freqüência f_3 na cavidade externa. Assim, este



(a)



(b)



(c)

Fig.-6.4 - Resposta em fase do circuito de controle para um sinal de entrada senoidal de freqüência variável.

processo tende a se repetir indefinidamente e a freqüência tende a se afastar de f_A, caracterizando um processo instável. A realimentação negativa, representada na Fig.-6.6 (b), porém, subtrai o valor de ΔV_1 da malha, de modo que a nova tensão tende sempre a V_A e a nova freqüência tende a f_A (processo estável).

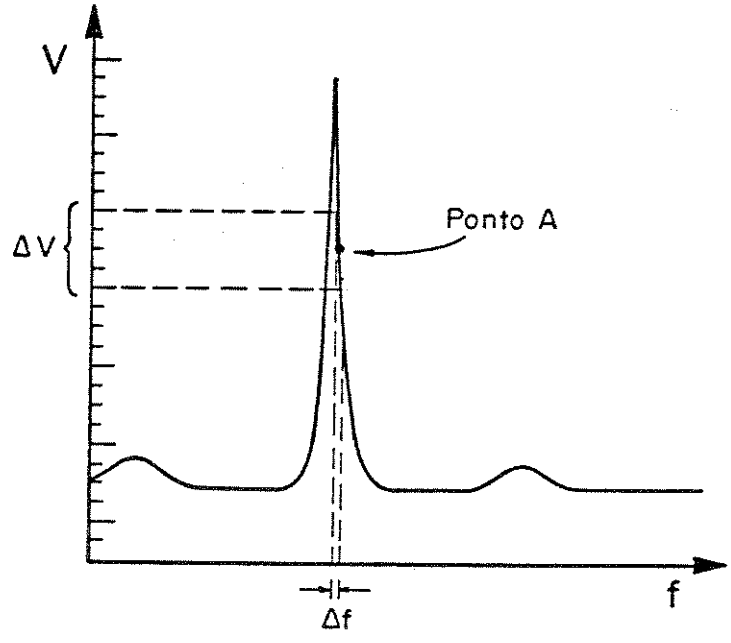


Fig.-6.5 - Variação da tensão ΔV em função da pequena variação de freqüência para a derivada da curva no ponto A.

Dois osciloscópios e um traçador foram utilizados, respectivamente, para a observação e registro dos dados experimentais. O osciloscópio 1 (Tectronics mod. 2247A) foi utilizado para a monitoração do sinal do interferômetro antes do controle e permite a vizulização do ajuste do ponto A, feito pelo botão PR. O osciloscópio 2 (HP mod. 54501A) foi utilizado para monitorar a saída dividida por 100 do circuito de controle, cujo registro foi feito pelo traçador (HP mod. 7090A).

Com a cavidade externa alinhada e com os piezoelétricos desconectados do circuito de controle, selecionou-se o ponto A em uma das ordens observadas no osciloscópio 1. Houve a necessidade de ajuste para os valores de ganho e "off-set" do circuito de controle, até que foi possível se observar o sinal amplificado no osciloscópio 2. Conectou-se, então, os elementos piezoelétricos

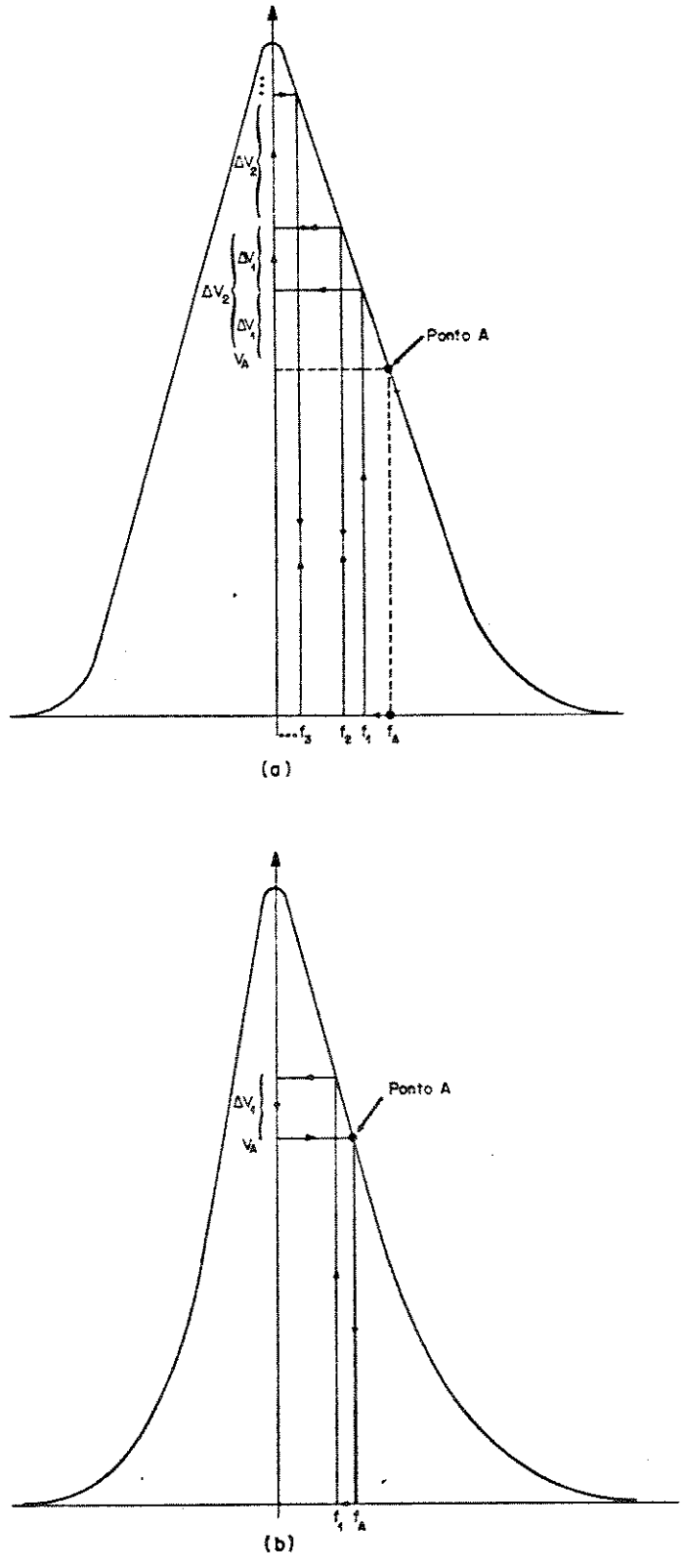


Fig.-6.6 - Comportamento da freqüência da cavidade externa com realimentação (a) positiva e (b) negativa.

ao circuito, fechando a malha de realimentação. Observou-se que o sinal de erro possuia freqüência muito alta, pois os piezoelétricos começaram a emitir um som alto e similar a estalos, provocado pela oscilação de seu comprimento. Como esta oscilação em alta freqüência pode danificar o material PZT, viu-se por bem filtrar o sinal. Foram colocados vários capacitores no ponto em aberto do primeiro estágio de amplificação (ver Fig.-4.16), sendo que o melhor valor correspondeu a 1 μF. Alguns últimos ajustes de ganho e "off-set" foram necessários. A medida do ganho ótimo do circuito, realizada após as medidas de estabilização, utilizou um sinal senoidal de 1 kHz e resultou em cerca de 73,5 dB elétricos.

A Fig.-6.7 mostra o resultado da estabilização em freqüência, na forma do sinal de erro detetado na saída dividida por 100 do circuito de controle. Pode-se notar que o ganho muito alto do circuito provoca um corte nas extremidades das excursões do sinal sem realimentação (a). Porém, quando os piezoelétricos estão conectados e a realimentação está funcionando (b), o nível de variação do sinal em torno do ponto A fica vizivelmente menor. A excursão menor do sinal de erro realimentado demonstra a tentativa do circuito de controle de trazer a freqüência de volta para o ponto de referência, comprovando a estabilização em freqüência.

A manutenção do alinhamento da cavidade limita o tempo de estabilização do sistema. Como visto no Capítulo 5, a base da grade de difração é um ponto sensível a vibrações externas. As vibrações dos elementos PZT localizados na base da grade de difração, devido a sua operação em regime dinâmico, provocam o desalinhamento da cavidade e limitam o tempo de estabilização. Conseguiu-se, após várias tentativas, um tempo de estabilização máximo de 3,2 minutos, conforme mostrado na Fig.-6.8. Poder-se-ia diminuir o efeito das vibrações instalando-se os PZT diretamente atrás da grade de difração (procedimento não utilizado neste trabalho).

A falta de moduladores ópticos de fase não permitiu a determinação exata da razão de variação de tensão na saída do interferômetro com a variação de freqüência da fonte, e, desta forma, o valor de estabilização de freqüência alcançado. De fato, a variação conhecida da tensão de alimentação de um modulador óptico de fase permitiria uma variação conhecida na freqüência da luz que iria incidir sobre o interferômetro. Assim, o sinal de tensão obtido pelo fotodetector poderia ser perfeitamente relacionado e calibrado com a

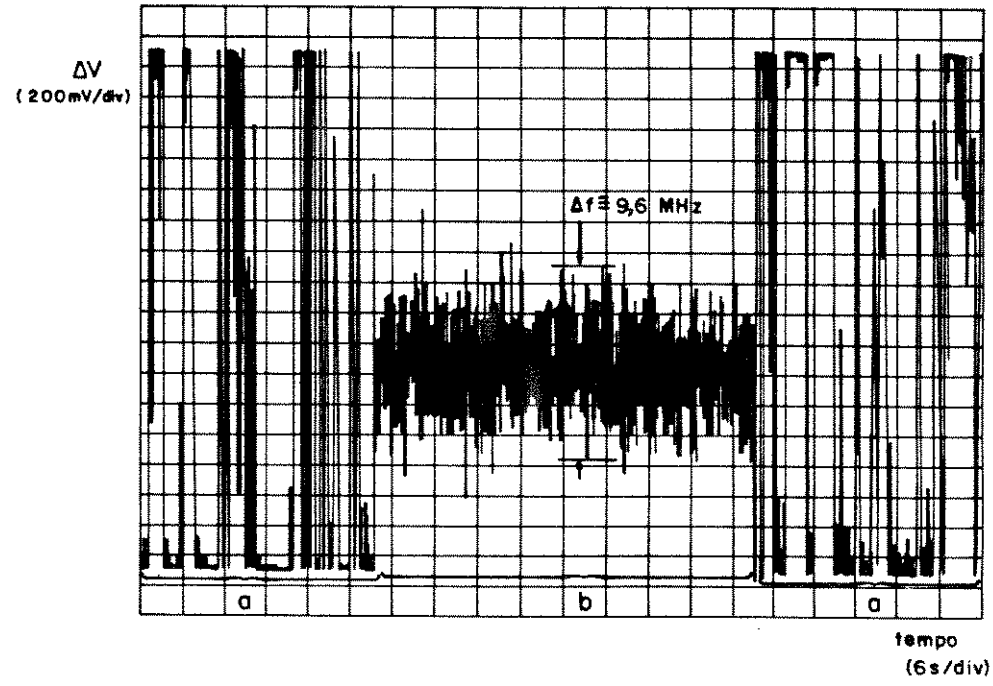


Fig.-6.7 - Sinal de erro na saída dividida por 100 do circuito de controle com a malha de realimentação (a) aberta e (b) fechada.

freqüência escolhida. Além da falta de moduladores ópticos, os valores obtidos para a razão da variação de freqüência com a variação de tensão para os elementos piezoelétricos foi calculada em regime estático, e estes resultados podem ser diferentes quando o regime de operação é dinâmico. A seguir, serão feitos alguns cálculos aproximados, que visam dar uma estimativa para o valor de estabilização em freqüência.

O gráfico da Fig.-6.9 foi tirado antes das medidas de estabilização e fornece a condição de alinhamento da cavidade externa. Assume-se, para efeito de cálculos, que a curva pode ser aproximada por um triângulo de base $2\Delta f_{in}$ e altura ΔV_{in}. Assim, o valor da derivada da curva, que corresponde a lateral do triângulo, vale:

$$\frac{\Delta V_{in}}{\Delta f_{in}} = K \qquad (6.11).$$

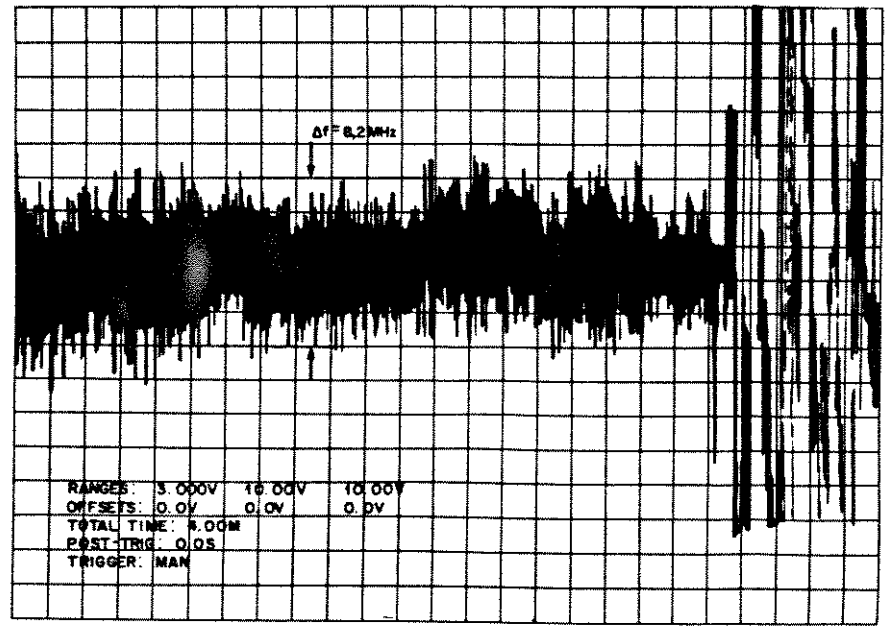


Fig.-6.8 - Tempo de permanência máximo para a estabilização da freqüência do laser em cavidade externa.

Na verdade, o fator K é um fator de proporcionalidade que possui contribuições do interferômetro de Fabry-Perot e do pré-amplificador.

A variação de tensão na saída do circuito de controle é igual à multiplicação de seu ganho pelo sinal de entrada, composto pela diferença entre ΔV_{in} e a variação do sinal de referência ΔV_{ref}. Porém, quando o potenciômetro de equalização dos fotodiodos é ajustado, de forma que o erro na saída do comparador é proporcional à variação de freqüência, ΔV_{ref} pode ser considerado zero. Portanto:

$$\Delta V_{out} = G\ \Delta V_{in} \qquad (6.12).$$

Supõe-se, agora, que a variação de tensão nos PZT's provoque uma variação proporcional em freqüência na cavidade. Assim:

$$\Delta f_{out} = K_{pzt-d}\ \Delta V_{out} \qquad (6.13),$$

onde o termo de proporcionalidade vale:

$$K_{pzt-d} = F_D\ K_{pzt-e} \qquad (6.14).$$

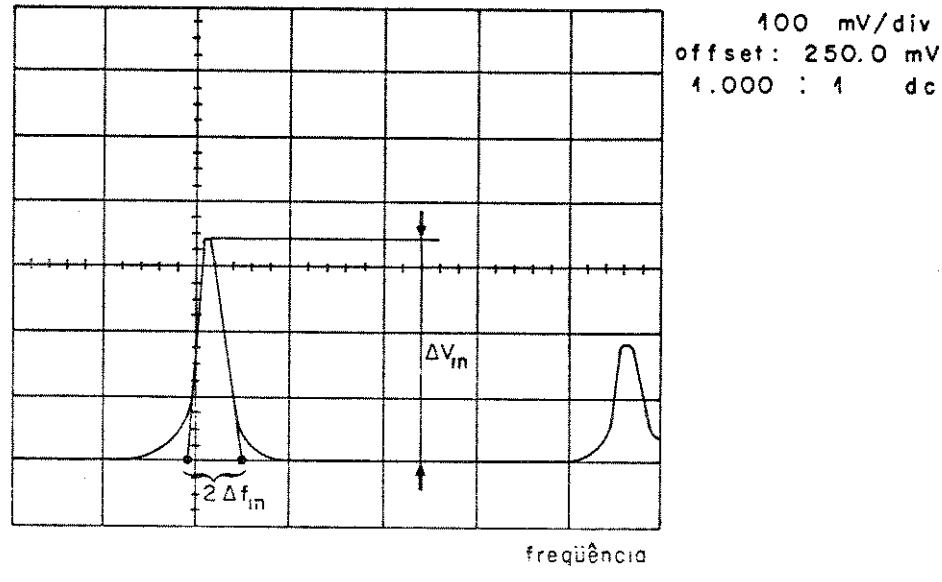


Fig.-6.9 - Condição de alinhamento da cavidade para as medidas de estabilização e a aproximação da curva por um triângulo.

O termo K_{pzt-e} na equação anterior é o fator de deslocamento estático do PZT e F_D é um "fator dinâmico de correção". O fator dinâmico de correção tem como função compensar o valor de K_{pzt-e} em operações dinâmicas e somar um efeito estrutural do suporte da grade de difração. Pode-se considerar, fisicamente, que o suporte para a grade de difração representado na Fig.-6.10, é um corpo rígido, isto é, suas gradezas físicas não são desprezíveis, estando sujeito a forças externas que podem originar torques ao sistema. O deslocamento piezoelétrico acontece em um plano horizontal diferente daquele

que contém o feixe colimado do laser. Assim, o somatório das forças na base do suporte (composto, por exemplo, pela força de distensão e contração dos PZT's, pelo atrito e pela força provocada pela mola) pode gerar um pequeno torque, que provoca uma diferença entre as distâncias reais percorridas pela base e pelo ponto que reflete o feixe do laser na grade de difração.

Substituindo-se as equações 6.11, 6.12 e 6.14 na equação 6.13, a relação entre a freqüência na entrada e na saída do circuito de controle será:

$$\frac{\Delta f_{out}}{\Delta f_{in}} = K_{pzt-e}\, F_D\, G\, K \qquad (6.15).$$

A condição de controle é satisfeita quando o primeiro membro da equação 6.15 for igual a 1:

$$\frac{\Delta f_{out}}{\Delta f_{in}} = 1 \quad \Rightarrow \quad K_{pzt-e}\, F_D\, G\, K = 1 \qquad (6.16).$$

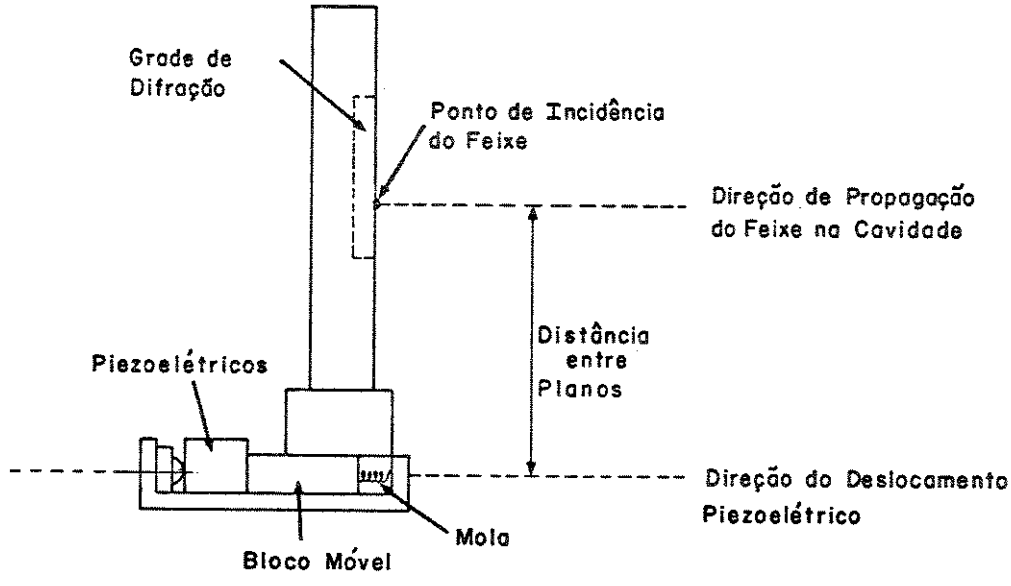


Fig.-6.10 - Diferença entre o plano de propagação da luz na cavidade e o plano de deslocamento piezoelétrico.

Da Fig.-6.9, ΔV_{in} = 335,3 mV e Δf_{in} = 109,45 MHz (para ΔFSR_f = 1,72 GHz), o que produz K = 3,1 mV/MHz. O valor de K_{pzt-e} é dado pela equação 6.2 e vale 4,28 MHz/V. O valor de ganho correspondente a 73,5 dB é 4.709. Assim, rearranjando 6.16 e substituindo-se os valores anteriores, o valor para o fator dinâmico é de:

$$F_D = 1,6 \times 10^{-2} \qquad (6.17).$$

Substituindo-se 6.17 e 6.2 em 6.14, o fator de proporcionalidade dinâmico para interface PZT-cavidade fica:

$$K_{pzt-d} = 68,5 \text{ kHz/V} \qquad (6.18).$$

Para a Fig.-6.7, a excursão máxima do sinal de erro corresponde a 7 divisões. Como cada divisão corresponde a 200 mV, a excursão total é de 1,4 V, multiplicado por 100, pois o sinal foi observado na saída dividida por 100 do circuito. Assim o valor estimado para a estabilização na freqüência de saída Δf_{out} é de 9,6 MHz, obtido pela multiplicação de 140 V pelo valor da equação 6.18. Se o caminho inverso fosse tomado, isto é, procurar conhecer a estabilização da freqüência antes do circuito de controle, tem-se que Δf_{in} = (140/4907) K, Δf_{in} = 9,5 MHz.

Melhor resultado, porém, foi alcançado para o gráfico da Fig.6.8. Houve a necessidade de um realinhamento da cavidade externa, o que resultou numa potência óptica um pouco maior. Mesmo assim, o valor de K continuou praticamente o mesmo. Obteve-se ΔV_{out} = 1,2 V, correspondendo a Δf_{out} = 8,2 MHz. Desta forma, pode-se ter a melhoria do nível de estabilização em freqüência a partir de um melhor alinhamento da cavidade externa. Porém, se o alinhamento provocar um aumento muito grande da intensidade do sinal na saída do interferômetro, poderá ocorrer a saturação do circito de controle, havendo a necessidade de novos ajustes nos botões de ganho, "off-set" e equalização dos fotodiodos, de forma a se conseguir novamente o controle de freqüência. O

aumento excessivo do sinal na saída do interferômetro pode também provocar variações no gráfico da Fig.-6.9 e, conseqüentemente, exigir um novo cálculo para o valor de K.

A utilização, em conjunto, de uma realimentação em corrente pode melhorar ainda mais a estabilização em freqüência. Como descrito anteriormente, houve uma necessidade da filtragem do sinal de erro para evitar danos aos elementos piezoelétricos. A parte de alta freqüência, perdida do sinal de erro, pode, naturalmente, possuir informações a mais sobre o comportamento da freqüência e melhorar a estabilização. Como a variação de freqüência do laser consegue acompanhar variações rápidas de corrente em seu interior, pode-se realimentar a componente de alta freqüência do sinal de erro na forma de um sinal de corrente oscilando em torno da corrente de polarização. De fato, é reportado no Capítulo 2 que a atuação conjunta dos dois tipos de realimentação pode permitir uma estabilização em freqüência menor que 1 kHz [21]. Esta melhoria fica como sugestão para futuros trabalhos.

Todavia, o valor da estabilização obtido, cerca de 8 MHz de variação em torno da freqüência óptica de 230.000 GHz é coerente com os resultados encontrados na literatura (na ausência de controles de corrente do laser). É interessante notar que a estabilização obtida seria suficiente para o protótipo aqui desenvolvido trabalhar como oscilador local em um receptor coerente com modulação FSK com taxa superior a 140 Mbits/s, visto ser esta estabilidade bem menor que a largura de banda do amplificador de FI (exemplo 9.1 de [1]).

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES

Apesar da tentativa do DMO-FEE-UNICAMP em acompanhar os países mais desenvolvidos na área de Comunicações Ópticas, existe uma defasagem tecnológica de mais de uma década em relação aos melhores resultados.

Dentre os resultados obtidos, verificou-se que a modificação do posicionamento de alguns componentes da cavidade, visando compactá-la, resultou numa melhoria de estabilidade mecânica. Comprovou-se a influência que o alinhamento óptico da cavidade tem sobre a seletividade de seus modos, com melhoria de cerca de 20 dB na razão de extinção dos modos secundários em relação aos resultados obtidos anteriormente por C. R. Lima. Verificou-se, também, que esta cavidade realmente operou em apenas um modo de oscilação, através da utilização de um interferômetro de Fabry-Perot como espectrômetro.

Utilizando-se o interferômetro como descriminador de freqüência, foi possível a estabilização de freqüência do laser em um valor estimado de 10MHz, por um período máximo de aproximadamente 3,5 minutos. Esta limitação de tempo ocorreu devido às vibrações mecânicas do próprio sistema de estabilização, as quais provocaram o desalinhamento da cavidade. A reprodutibilidade destes resultados irá depender da otimização para o ganho e o "off-set" do circuito de controle de freqüência.

Para a continuação dos trabalhos de pesquisa nesta área, são propostos alguns melhoramentos a serem feitos na montagem desta tese:

1- Trocar o laser semicondutor , que apresentou deterioração de suas condições internas em relação a trabalhos anteriores.
2- Utilizar posicionadores para o laser, lente e grade de difração com elementos piezoelétricos em vez de parafusos micrométricos.
3- Montagem de um circuito de controle de temperatura e corrente mais preciso, com estabilização nas casas se 0,001 °C e 0,001 mA, respectivamente.
4- Medida da largura de linha espectral do laser semicondutor operando em cavidade externa, utilizando-se para isto, por exemplo, um interferômetro de Mach-Zender de fibra óptica.
5- Melhoria do circuito de controle, para evitar a saturação para determinados níveis do sinal de erro.
6- Implementar uma realimentação utilizando os sinais de alta freqüência filtrados pelo circuito de controle, sobre, por exemplo, a corrente de polarização e/ou temperatura, como uma maneira de melhorar os

resultados de estabilização.

7- Adaptação dos elementos piezoelétricos de translação diretamente atrás da grade de difração, no intuito de evitar o desalinhamento da cavidade por vibrações.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] Conforti E., et al, "Fibras Ópticas, Tecnologia e Projeto de Sistemas", Makron Books McGraw-Hill, 1a. edição, 1991.

[2] James J. F., Stemberg R. S., "The Design of Optical Spectrometers", Chapman and Hall Ltd., 1969

[3] Klein M. V., Furtak T. E., "Optics", John Wiley and Sons Inc., 1986

[4] Françon M., "Optical Interferometry", Academic Press Inc., 2a. edição, 1968

[5] Baird K. M., Hanes G. R., "Applied Optics and Optical Engineering", Academic Press Inc., cap. 9, vol. 4, 1a. parte, 1967

[6] Born M., Wolf E., "Principles of Optics", Pergamon Press, 6a. edição, 1980

[7] Françon M., "Modern Application of Physical Optics", John Wiley and Sons Inc., 1963

[8] Burleigh Ind., "Tech Memo on Fabry-Perot Interferometry", pp. 1-4

[9] Yariv A., "Optical Electronics", Saunders College Publishing, 4a. edição

[10] Ramos R. T., "Sistema Homódino com Modulação de Fase e Oscilador Local Utilizando um Interferômetro de Mach-Zehnder Estabilizado", Tese de Mestrado, UNICAMP, FEE, DMO, 08/1988

[11] Braga E. L., "Construção e Análise de um Interferômetro com Alta Resolução, Implementado em Fibra Óptica, Usando o Processo Auto-Homódino", Tese de Mestrado, UNICAMP, FEE, DMO, 10/89

[12] Olsson N. A., et al, " Performance Characteristics of 1.5-μm External Cavity Semicoductor Laser for Coherent Optical Communication", Journ. of Lightwave Technology, vol. LT-5, n. 4 (1987).

[13] Bingkum Z., et al, "24h Frequency Stabilization of a SLM External Cavity Semiconductor Laser", Elec. Lett., vol. 23, n. 5 (1987).

[14] Lee S., et al, "Frequency Stabilization of an External Cavity Laser Diode Using Electrooptic Effect", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 4, n. 3 (1992).

[15] Nestor J. R., "Optogalvanic Spectra of Neon and Argon in Glow Discharge Lamps", Appl. Opt., vol. 21, n. 22, 15/11/82, pg. 4154.

[16] Chung Y. C., "Frequency-Locked 1.3 and 1.5 μm Semicoductor Laser for Lightwave Systems Applications", IEEE Journ. Lightwave Technology, vol. 8, n. 6, 1990, pg. 869.

[17] Sudo S., et al, "Frequency Stabilization of 1.55 μm DFB Laser Diode Using Vibrational-Rotational Absorption of $^{13}C_2H_2$ Molecules", IEEE Photonics Technology Letters, vol. 1, n. 11, novembro de 1989, pg. 392.

[18] Kikuchi K., et al, "Achievement of 1 MHz Frequency Stability of Semiconductor Laser by Double-loop AFC Scheme", Elect. Lett., vol. 17, n. 15, 23 de julho de 1981.

[19] Okoshi T., Kikuchi K., "Frequency Stabilization of Semiconductor Lasers for Heterodine-Type Optical Communication Systems", Elect. Lett., vol 16, n. 5, 28 de fevereiro de 1981.

[20] Dahamani B., et al, "Frequency Stabilization of Semiconductor Laser by Ressonant Optical Feedback", Opt. Lett., vol. 12, n. 11, novembro de 1987.

[21] Nielsen C. J., et al, "New Approach Towards Frequency Stabilization of Linewidth-Narrowed Semiconductor Lasers", Elect. Lett., vol. 19, pg. 644-646, 1983.

[22] Tsuchida H., Iwasaki T., "Frequency Stabilization of a Semiconductor Laser Using an External Phase Modulator", Opt. Lett., vol. 17, n. 1, janeiro de 1992.

[23] Shin C., Ohtsu M., "Stable Semiconductor Laser with a 7-Hz Linewidth by an Optical-Electrical Double-Feedback Technique", Opt. Lett., vol 15, n. 24, dezembro de 1990.

[24] Lima C. R., Conforti E., "Construção e Caracterização de Lasers Semicondutores Sintonizáveis por Cavidades Externas Longas (LEC Lasers)", Tese de Mestrado, UNICAMP, FEE, DMO, 02/1991.

[25] Philips Data Handbook, "Piezoelectric Ceramics, Components and Materials", book C19, 1986.

[26] Henry C. H., "Theory of Linewidth of Semiconductor Lasers ", IEEE J. Quantum Electr., vol. QE-18, pp 259-64, 1982.

[27] Rongqing H., et al., "An Experimental Study on Stable Single-Frequency Semiconductor Lasers with External Cavity", IEEE Photon. Techol. Lett., vol. 1, no. 9, 1985.

[28] Saito S., Yamamoto Y., "Direct Observation of Lorentzian Lineshape of Semiconductor Laser and Linewidth Reduction with External Grating Feedback", Electr. Lett., vol. 17, no. 9, 1984.

[29] Olson N. A., Van der Ziel J. P., "Performance Characteristics of a 1.5 μm External Cavity Semiconductor Laser for Coherent Optical Communication", J. Lightwave Technol., vol. LT-5, no. 4, 1987.

[30] Tcach R. W., Chraplyvy A. R., "Phase Noise and Linewidth in an InGaAsP DFB Laser", IEEE Jour. Ligthwave Technol., v. LT-4, no. 11, 1986.

APÊNDICE

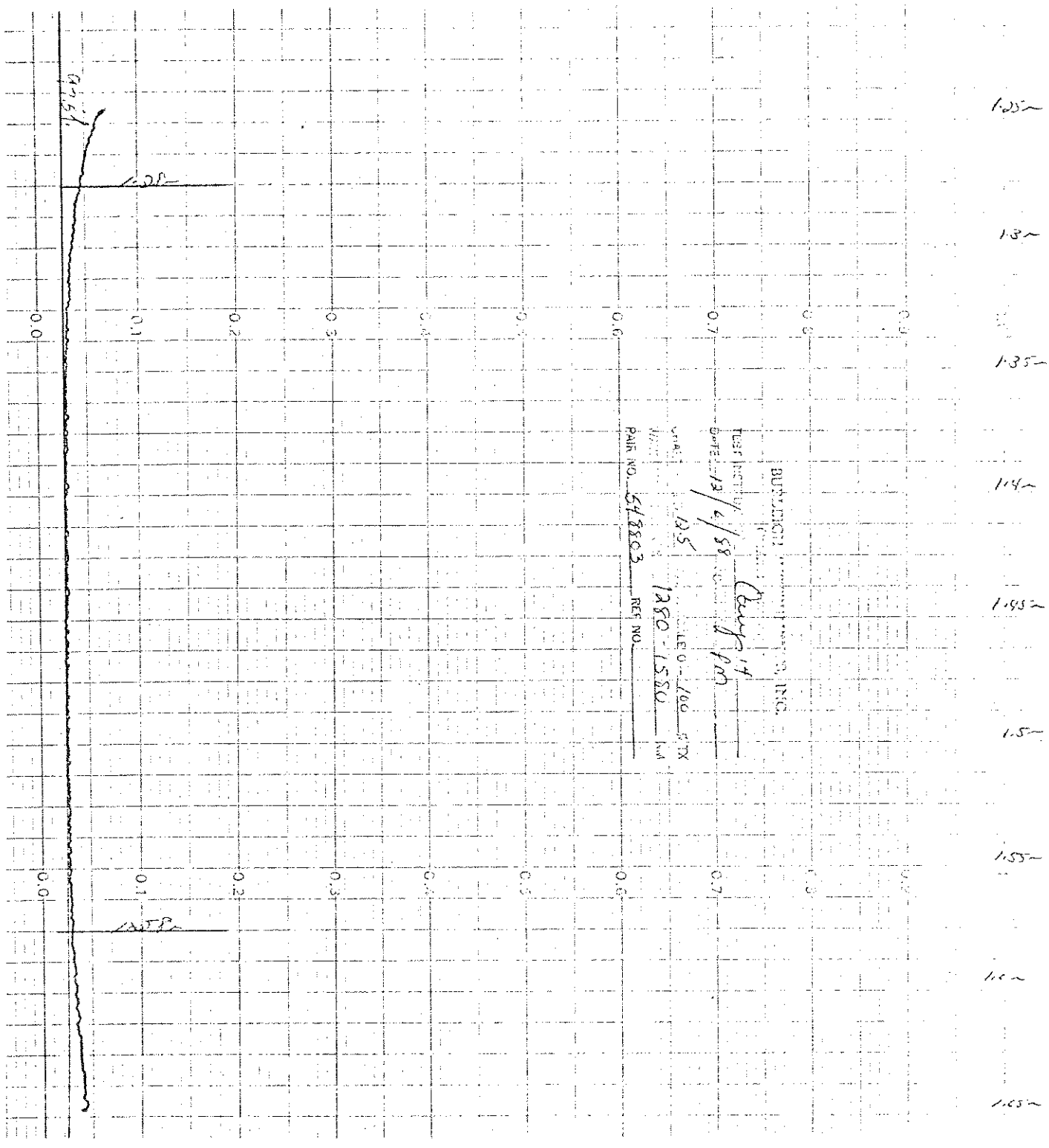


Fig.-A.1 - Refletividade dos espelhos do interferômetro de Fabry-Perot.

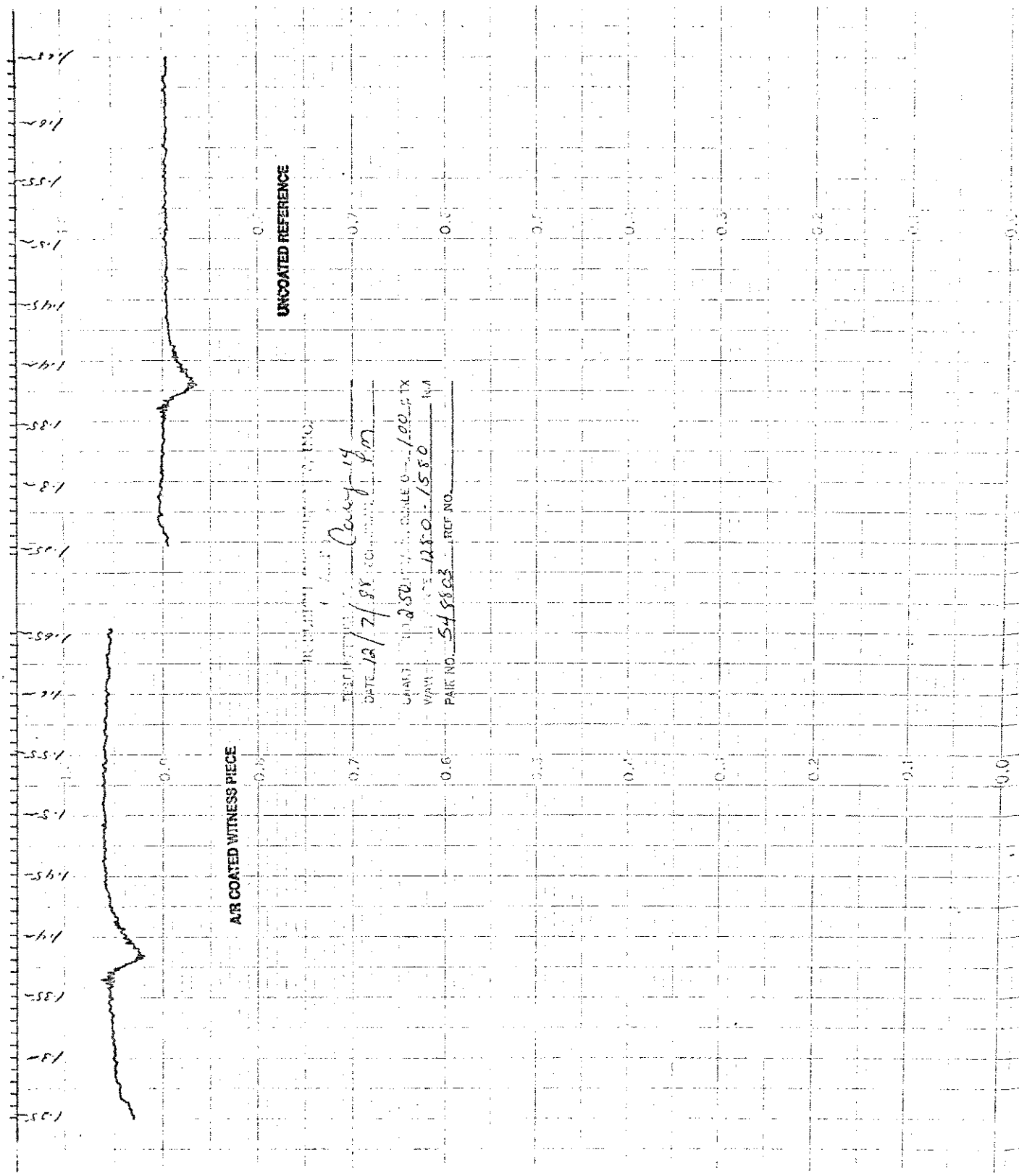


Fig.-A.2 - Camada anti-refletora das superfícies externas da cavidade do interferômetro de Fabry-Perot.