UNIVERSIDADE DE SAO PAULO
INSTITUTO DE FISICA E QUIMICA DE SAO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FISICA E CIENCIA DOS MATERIAIS

Estabilização de Lasers de Semicondutores

Newton La Scala Junior

Dissertação apresentada ao
Instituto de Física e Química de São Carlos, USP para
obtenção do título de
Mestre em Física Aplicada.

Orientador: Prof. Dr. Jarbas Caiado de Castro Neto

São Carlos - São Paulo

1989

97

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE
Newton La Scala Junior APRESENTADA
AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSI
DADE DE SÃO PAULO, EM 15 DE setembro DE 1989.

COMISSÃO JULGADORA:

Dr. Jarbas C. Castro Neto Orientador

Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

Dr. Nilson Dias Vieira Junior

AOS MEUS PAIS
NEWTON E MARIA LÚCIA

AGRADECIMENTOS

À JARBAS CAIADO DE CASTRO NETO pela sua orientação nos momentos necessários.

Aos professores do grupo de ótica que auxiliaram.

À SÍLVIO TONISSI JR. E RICARDO LEITE DA SILVA pela super boa vontade para me ajudar no desenvolvimento da parte eletrônica deste trabalho.

Aos demais funcionários e alunos do grupo de ótica que sempre pude contar quando necessário o meu

MUITO OBRIGADO

ABSTRACT

In this work we present an instrumentation that is able to stabilize and measure the semiconductor laser wavelength with a precision of 1 part in 10^6 . To obtain this precision was necessary to develop a temperature controller, current source and wave meter.

RESUMO

Neste trabalho apresentamos uma instrumentação que é capaz de estabilizar e medir o comprimento de onda emitido por um laser de semicondutor em 1 parte em 10^6 . Para obtermos essa precisão foi necessário desenvolver um controlador de temperatura, uma fonte de corrente e um medidor de onda.

ÍNDICE

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO AOS LASERS DE SEMICONDUTORES.....PÁGINA 02

CAPÍTULO II

ESTABILIZAÇÃO DE LASERS DE SEMICONDUTORES.....PÁGINA 14

CAPÍTULO III

O MEDIDOR DE ONDA.....PÁGINA 16

CAPÍTULO IV

DESENVOLVIMENTO EXPERIMENTAL E RESULTADOS.....PÁGINA 19

A FONTE DE CORRENTE.....PÁGINA 19

CONTROLADOR DE TEMPERATURA.....PÁGINA 22

MEDIDOR DE ONDA.....PÁGINA 30

ESTABILIZAÇÃO DE LASERS DE SEMICONDUTORES.....PÁGINA 39

RESULTADOS.....PÁGINA 40

CAPÍTULO V

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS.....PÁGINA 52

GRÁFICOS.....PÁGINA 53..68

CONCLUSÃO.....PÁGINA 69

REFERÊNCIAS.....PÁGINA 71

RESUMO DO TRABALHO.

Neste trabalho descrevemos o desenvolvimento de uma instrumentação capaz de estabilizar e medir o comprimento de onda emitido por lasers de semicondutores na ordem de 1 parte em 10^6 .

MOTIVAÇÃO DO TRABALHO

Uma instrumentação capaz de estabilizar e medir o comprimento de onda de lasers de semicondutores na ordem que foi sugerida acima pode ser útil em diversos experimentos que envolvem técnicas de espectroscopia [1], principalmente em alcalinos [2] onde boa parte das linhas de absorção estão na região do infra-vermelho próxima do visível (a mesma em que os lasers de semicondutores podem ser sintonizados).

Existem também trabalhos que relatam a utilização de lasers de semicondutores sintonizáveis para resfriamento e aprisionamento de átomos [3] que poderão trazer resultados inéditos em vários ramos da física quântica e física do estado sólido.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO AOS LASERS DE SEMICONDUTORES

I.1) O DESENVOLVIMENTO ATRAVÉS DOS TEMPOS

Os primeiros conceitos a respeito de lasers de semicondutores foram apresentados em 1961 quando "Basov et al" [4] propuseram que poderia ser gerada emissão estimulada de fótons através de recombinações de portadores numa junção pn. Já em 1962 foram desenvolvidos quase que simultaneamente em três grupos dos EUA [5] os primeiros lasers de semicondutores, com apenas três anos após o surgimento do primeiro laser (laser de rubi) e dois anos após o surgimento do primeiro laser a gás (laser de HeNe). A utilização vagarosa dos lasers de semicondutores foi devida principalmente ao fato de haver dificuldade na dissipação do calor produzido na região de recombinação, resultando que os lasers de semicondutores pudessem funcionar somente a baixas temperaturas (em torno de nitrogênio líquido por exemplo). Estes lasers tinham também um tempo de vida muito curto, durando apenas algumas horas ou as vezes nem isso, em funcionamento contínuo.

Mas em meados de 1969 surgiram novas técnicas de crescimento de lasers de semicondutores [6] que viabilizaram o seu uso. Estas técnicas possibilitaram o surgimento dos lasers de semicondutores chamados de lasers de heterojunção. O resultado é que hoje em dia os lasers de semicondutores não precisam mais trabalhar a temperaturas criogênicas resultando também numa maior eficiência aos componentes que passaram a operar continuamente a temperatura ambiente.

Provavelmente cada vez mais os lasers de semicondutores irão substituindo seus outros parceiros lasers, como os a gás e corante, por vantagens de compatibilidade, poder de estabilização e capacidade de modulação do comprimento de onda emitido.

I.2) A AMPLIFICAÇÃO DA LUZ EM SEMICONDUTORES

As transições eletrônicas radioativas que acontecem entre as bandas de energia de um semicondutor são similares ao que acontece em um sistema de dois níveis. Em ambos os casos os elétrons participam com os mesmos três tipos de interações com os fótons, conhecidas como emissão espontânea, emissão estimulada e absorção (figura 1).

figura 1

os processos de absorção emissão espontânea e estimulada.

Em um semicondutor de gap direto no equilíbrio térmico, a banda de condução geralmente tem poucos estados preenchidos e a banda de valência poucos estados vazios. O pequeno número de elétrons na banda de condução tem probabilidade certa de cair para a banda de valência criando fótons por emissão espontânea e o fóton emitido tem probabilidade quase certa de ser reabsorvido fazendo com que um elétron transicione da banda de valência para a banda de condução.

Mas esta situação pode ser invertida pois, com um nível suficiente de excitação, ao invés do fóton emitido ser absorvido este pode gerar outros fótons. Para isso é necessário ter um número suficiente de elétrons na banda de condução de forma que o fóton gerado tenha probabilidade maior de gerar emissão estimulada do que ser absorvido. Com um nível suficiente de excitação pode-se obter emissão estimulada superando a absorção, pois a própria interface entre o bloco de semicondutor e o ar é suficiente para confinar um determinado número de fótons dentro do bloco de semicondutor.

figura 2

diagrama de bandas juncao pn

sem voltagem aplicada 2a - com voltagem direta aplicada 2b

Nos lasers de semicondutores esta inversão de população é obtida com a injeção de elétrons na banda de condução e buracos na banda de valência de forma a manter o processo de emissão estimulada.

Na figura 2 temos um diagrama de bandas de uma junção pn sem voltagem direta aplicada (2a) e na figura (2b) mostrando como pode ser obtida uma região de inversão de população com a aplicação de uma voltagem direta. Os fótons gerados que se propagam na direção $\vec{z}$ (figura 3) irão encontrar uma situação favorável para serem amplificados. Os lasers de semicondutores formados com esse tipo de junção (junção pn) são conhecidos por seu baixo poder de amplificação, diferentemente dos lasers de heterojunções que descreveremos no próximo parágrafo.

figura 3

visao de um bloco de juncao pn

I.3) LASERS DE HETEROJUNÇÃO

Como comentado anteriormente os lasers de heterojunções tem uma estrutura diferente dos lasers de junções simples pn [7]. Os lasers de heterojunções, como o próprio nome diz, são lasers formados por junções de materiais que não são somente o GaAs. O que se faz é juntar blocos de GaAs com $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$.

figura 4

diagrama de bandas de uma heterojunção

sem tensão aplicada 4a e com tensão direta aplicada 4b

A figura 4 mostra o diagrama de bandas da heterojunção formada por um bloco de GaAs tipo n, GaAs tipo p e GaAlAs tipo p. Desta forma quando se aplica uma tensão direta os elétrons e os buracos são injetados na região GaAs tipo p resultando na geração de fótons da mesma forma que acontece na junção pn. A diferença entre as heterojunções e as junções pn é de que nas heterojunções os portadores injetados tem um confinamento maior na região do GaAs devido as variações abruptas na altura das bandas na interface GaAs/GaAlAs. Não somente o confinamento dos portadores é mais eficiente existe também um confinamento maior da própria luz emitida pois o índice de refração do GaAs é superior ao índice de refração do GaAlAs.

I.4) DISTRIBUIÇÃO ESPECTRAL DE PORTADORES

A distribuição de elétrons na banda de condução e buracos na banda de valência podem ser convenientemente expressas em termos da densidade de estados nas bandas $\rho(E)$, onde E é a energia, multiplicada pela probabilidade de ocupação do estado $\varphi(E)$.

A densidade de estados nas bandas de condução e valência podem ser encontradas em muitos livros que tratam da teoria de semicondutores [8] e estas expressões são as seguintes:

$$\rho_c(E_c) = \frac{m_c (2m_c E_c)^{1/2}}{\pi^2 h^3} \quad (I.4.1)$$

$$\rho_v(E_v) = \frac{m_v \{2m_v (-E_g - E_v)\}^{1/2}}{\pi^2 h^3} \quad (I.4.2)$$

Onde E_g é a energia que separa as bandas, E_c e E_v são as energias na banda de condução e valência respectivamente assumindo como energia zero a posição que está bem no meio da separação entre as bandas.

A probabilidade de ocupação dos estados nas bandas de condução e valência podem ser expressas pelas seguintes expressões:

$$\varphi_c(E_c) = \left\{ \exp \left(-\frac{E_c - F_c}{KT} \right) + 1 \right\}^{-1} \quad (I.4.3)$$

$$\varphi_v(E_v) = \left\{ \exp \left(-\frac{E_v - F_v}{KT} \right) + 1 \right\}^{-1} \quad (I.4.4)$$

Onde F_c e F_v são os quase-níveis de Fermi na banda de condução e valência respectivamente

O resultado do produto das funções (I.4.3) por (I.4.1) e (I.4.4) por (I.4.2) pode ser visto na figura 5

I.5) MODOS DA CAVIDADE

Os comprimentos de onda na cavidade são limitados pelo seu tamanho. Desta forma não é qualquer comprimento de onda que pode ser modo da cavidade.

figura 5

distribuição espectral dos portadores nas bandas

A figura 6 mostra uma onda estacionária preenchendo uma cavidade de comprimento L . Se o índice de refração for n , somente os comprimentos de onda λ que satisfizessem a relação I.5.1 poderão ser modos da cavidade.

figura 6

modo longitudinal q na cavidade laser de tamanho L

$$q \frac{\lambda}{2n} = L \quad (I.5.1)$$

O espaçamento entre os modos da cavidade pode ser derivado através da expressão acima pois a separação que existe entre dois modos, um q e outro $q+1$ é dada por:

$$\lambda_{q+1} - \lambda_q = 2nL \left(\frac{1}{q+1} - \frac{1}{q} \right) \quad (I.5.2)$$

Nos lasers de semicondutores $q \cong 2500$ e $\lambda_{q+1} - \lambda_q \cong 0.25 \text{ nm}$.

I.6) A CORRENTE DE THRESHOLD

O threshold é atingido quando o ganho supera as perdas. Nos lasers de semicondutores muitos fatores contribuem para as perdas tais como absorção da emissão estimulada, espalhamento da luz emitida e emissões espontâneas. Simbolizaremos as perdas por α e os ganhos por g . Pode ser visto em artigos que tratam do assunto [9] que a expressão que relaciona o ganho de threshold com as perdas pode ser escrito como:

$$g_{th} = \alpha + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (I.6.1)$$

Como as perdas α dependem da temperatura (α aumenta com a temperatura) o ganho necessário para atingir o threshold deve ser cada vez maior com o aumento da temperatura. Desta forma a corrente de threshold é também cada vez maior com a temperatura. Isso pode ser visto pela figura 7.

figura 7

I.7) ESPECTRO DE UM MODO INDIVIDUAL. LARGURA DE LINHA

No princípio do desenvolvimento da tecnologia que possibilitou o crescimento de lasers de Heterojunções eram produzidos lasers que emitiam várias linhas nos determinados modos da cavidade. Mas as novas técnicas de crescimento possibilitaram o surgimento de laser de heterojunção mono-modo.

Uma das característica mais importantes de um laser é a largura de linha. Nos lasers de semicondutores o principal fator de alargamento de linha é devido a emissões espontâneas. O alargamento de linha diminui então com o aumento da potência laser (fig.8). Em alguns artigos [10] são feitas análises teóricas do alargamento por emissão espontânea e foi derivada uma expressão que relaciona a largura de linha com P , a potência laser emitida.

figura 8

intensidade emitida em funcao dos diversos comprimentos de onda
para as diversas correntes de injeccao

Pode ser mostrado que por métodos de estabilização, que descreveremos adiante, ser possível diminuir a largura de linha de forma mais significativa do que é possível simplesmente aumentando a potência.

I.8) O COMPRIMENTO DE ONDA EMITIDO

O comprimento de onda emitido tem que satisfazer as condições descritas nos parágrafos anteriores. Antes de mais nada somente os comprimentos de onda que satisfazem a condição (I.5.1) podem emitir e depois a partir das funções descritas no parágrafo I.4 são seleccionados os pontos sobre as bandas de condução e valência que recombinaem com maior probabilidade ou seja irão predominar na ação laser.

I.9) EFICIÊNCIA

Para lasers que tem uma característica potência X corrente linear (figura 9) pode-se definir uma eficiência que relaciona a potência emitida com a corrente injectada como:

$$P = \eta (I - I_{th}) \quad (I.9.1)$$

Onde I_{th} é a corrente de threshold.

figura 9

característica potencia emitida x corrente de injeccao

I.10) DIVERGÊNCIA DO FEIXE

Nos lasers de Heterojunções a camada ativa (GaAs) é cercada por camadas com índice de refração menor ($\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$). Devido a este fato um determinado feixe que se propaga na camada ativa (como mostra a figura 10) tem um ângulo de reflexão mínimo $\theta_{\min}$ de incidência na interface GaAs- $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ que limita o laser a ter um determinado ângulo de divergência [11].

O valor de $\theta_{\min}$ é dado pela expressão:

figura 10

divergencia do feixe emitido

$$\theta_{\min} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (\text{I.10.1})$$

Onde n_2 e n_1 são os índices de refração do meio 2 e 1 respectivamente.

O feixe que incide sobre a interface ar-semicondutor com um ângulo $\theta_{\min}$ tem uma divergência na saída para o ar de:

$$\theta_{\text{div.}} = \arcsin\{(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}\} \quad (\text{I.10.2})$$

Pode-se concluir que quanto maior a diferença de índices de refração entre a camada

ativa e as camadas que cercam maior a divergência do feixe. Como essa divergência é relativamente grande ,da ordem de 10° X 60° , é necessário então o uso de uma lente convergente próxima ao laser de forma a colimar o feixe.

A última novidade desenvolvida para evitar o transtorno de ter de adaptar uma lente próxima ao laser foi apresentada no Japão na metade do ano de 1988 [12]. Foi crescido um bloco de semicondutor devidamente clivado e acoplado em série ao laser de semicondutor. Este bloco de semicondutor aclopado ao laser tem como característica principal o fato de poder ser modulado o perfil de seu índice de refração fazendo com que ele tenha o perfil parecido com o de uma lente. Ainda existe a vantagem sobre a lente pois a distância focal do feixe agora pode ser controlada por corrente no bloco acoplado. Maiores detalhes podem ser vistos no próprio artigo pioneiro desta técnica de controle de divergência de feixe.

I.11)O COMPRIMENTO DE ONDA EMITIDO EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA

Desde o início do desenvolvimento da tecnologia dos lasers de semicondutores foi constatado a dependência do comprimento de onda emitido com a temperatura [13]. Pode ser visto na figura 11 uma curva típica do comprimento de onda emitido X temperatura.

figura 11

comprimento de onda emitido como funcao da temperatura

A dependência do comprimento de onda emitido com a temperatura é devida a basicamente dois fatores. O primeiro deles é o resultado da dilatação do bloco de semiconductor com a temperatura (da ordem de 0.2 à 0.3 nm / °C). O segundo fator é a modificação do índice de refração com a temperatura (da ordem de 0.05 nm / °C).

I.12) O COMPRIMENTO DE ONDA EMITIDO EM FUNÇÃO DA CORRENTE

O comprimento de onda emitido pelo laser também varia com a corrente de injeção. Esta variação é devida a muitos fatores [14]. O principal é que ao passar uma corrente no semiconductor este é aquecido por efeito Joule. Desta forma tem-se novamente a variação do comprimento de onda emitido pelas mesmas razões descritas no parágrafo anterior.

Outro fato que influencia o comprimento de onda emitido, devido a injeção de corrente, é que ao injetar corrente modifica-se a constante dielétrica do meio (tanto a parte real como imaginária).

Pode ser visto pela figura 12 o comportamento do comprimento de onda como função da corrente.

figura 12

comprimento de onda emitido como funcao da corrente

I.13) O FENOMENO DA HISTERESE

Nos lasers de semicondutores tanto no comportamento do comprimento de onda emitido como função da corrente como em função da temperatura um fenômeno de histerese pode ser observado.

O comprimento de onda emitido em função da corrente ou da temperatura pula de modo de emissão como foi mostrado nas figuras 11 e 12. Mas dependendo do sentido em que a corrente ou a temperatura variam este pulso pode levar a comprimentos de onda diferentes. Um comprimento de onda que não era alcançado antes para uma determinada corrente pode ser alcançado elevando a corrente até haver um pulso de modo e depois fazendo com que a corrente atinja valores menores. Isso pode ser visto através da figura 13.

figura 13

fenomeno de histerese

CAPÍTULO II

ESTABILIZAÇÃO DE LASERS DE SEMICONDUTORES

II.1) ESTABILIZAÇÃO DA CORRENTE E DA TEMPERATURA

Como já foi dito anteriormente o comprimento de onda emitido depende fortemente da corrente e da temperatura. O primeiro passo então para estabilizar o comprimento de onda emitido pelo laser de semicondutor é estabilizar a corrente e a temperatura. As características da variação do comprimento de onda com a corrente e a temperatura indicam que o limite para a estabilização do comprimento de onda emitido utilizando apenas essas duas técnicas é da ordem de 1 parte em 10^7 .

II.2) ESTABILIZAÇÃO POR REALIMENTAÇÃO ÓPTICA

Após ter sido estabilizada a corrente e a temperatura do laser de semicondutor o passo seguinte é tentar outros métodos de estabilização que possibilitem um aprimoramento da estabilização existente.

Um dos métodos que obtém melhores resultados é o que usa a realimentação óptica [15]. Neste método parte da luz emitida pelo laser de semicondutor entra dentro de uma cavidade externa e é realimentada de novo para dentro do laser de semicondutor. Como a cavidade externa seleciona determinados comprimentos de onda, somente estes comprimentos de onda retornarão para dentro do laser fazendo com que sejam privilegiados.

Maiores detalhes sobre o que acontece com as equações de distribuições de cargas nas bandas e de modos possíveis na cavidade do laser pode ser visto em determinados artigos. O importante é que devido a essa realimentação óptica a estabilização do comprimento emitido,

bem como a largura de linha, chegam a ficar 10^2 vezes menor do que pode-se fazer estabilizando somente a corrente e a temperatura.

O esquema de montagem deste método de estabilização pode ser visto na figura 14

O PZT-0 que pode ser visto pela figura 14 serve para fazer com que o caminho percorrido pelo feixe do laser de semicondutor seja um número inteiro do comprimento de onda. O PZT-C é utilizado selecionar o tamanho da cavidade externa sintonizando assim o comprimento de onda desejado.

figura 14

montagem de um sistema de estabilização por
realimentação óptica

CAPÍTULO III

O MEDIDOR DE ONDA

III.1) INTERFEROMETRIA, A DETERMINAÇÃO DO COMPRIMENTO DE ONDA

Logo após o desenvolvimento dos lasers sintonizáveis, muitos laboratórios começaram a desenvolver instrumentos interferométricos com a função específica de monitorar o comprimento de onda de lasers [16].

Os interferômetros ópticos se baseiam no fato que se dois campos (provenientes de um mesmo laser) são coincidentes na superfície de um fotodetector, a intensidade total detectada pelo fotodetector será o produto dos campos incidentes. O produto mixto, que é o termo de interferência, possui a informação necessária sobre a diferença de fase dos raios que estão interferindo. Se a diferença de fase é bem definida (como no caso da luz proveniente de um laser) o sinal no detector será função da diferença de caminho óptico percorrido pelos raios que interferem. Sabendo quanto foi o deslocamento relativo de um feixe com relação ao outro pode-se derivar o comprimento de onda verificando o sinal no fotodetector.

III.2) O MEDIDOR DE ONDA DINÂMICO

A figura 15 mostra um dos interferômetros mais utilizados. Este tipo de medidor de onda é chamado de medidor de onda dinâmico. Ele compara batimentos de franjas (interferências construtivas e destrutivas) de dois lasers, um cujo comprimento de onda é conhecido e outro cujo comprimento de onda é desconhecido [17]. Como a variação do caminho óptico é a mesma para os dois lasers pode-se, por comparação, derivar o valor do comprimento de onda do laser desconhecido.

Devido a igualdade de caminho óptico percorrido o comprimento de onda desconhecido pode ser escrito como (assumindo $n(\lambda_c) = n(\lambda_d)$):

$$\lambda_d = \left(\frac{N_c}{N_d} \right) \lambda_c \quad (\text{III.2.1})$$

Onde λ_d é o comprimento de onda desconhecido, λ_c é o comprimento de onda conhecido (geralmente é usado um laser de HeNe), N_c e N_d são os números de franjas contadas.

figura 16

esquema geral de um medidor de onda dinâmico

III.3) A PRECISÃO NO MEDIDOR DE ONDA DINÂMICO

A primeira preocupação que surge ao se falar em medidores de comprimento de onda é com relação a precisão. Para entendermos melhor a precisão num medidor de onda dinâmico vamos assumir a expressão que na realidade deve ser escrita como:

$$\lambda_d \pm \delta\lambda_d = \left(\frac{N_c \pm \delta N_c}{N_d \pm \delta N_d} \right) (\lambda_c \pm \delta\lambda_c) \quad (\text{III.3.1})$$

Onde os δ 's representam as imprecisões em cada uma das medidas.

Desenvolvendo a expressão (III.3.1) obtemos o seguinte valor para o erro $\delta\lambda_d$:

$$\delta\lambda_d = \left(\frac{\lambda_c}{N_d}\right)\delta N_c - \left(\frac{N_c}{N_d^2}\right)\delta N_d + \left(\frac{N_c}{N_d}\right)\delta\lambda_c \quad (\text{III.3.2})$$

Na expressão acima vemos que o erro $\delta\lambda_d$ depende de parâmetros que podem ser ajustados de tal maneira que é o erro desejado. O laser cujo comprimento de onda é conhecido, λ_c , pode perfeitamente ter como erro no seu comprimento de onda um valor ajustável. Outros valores podem ser ajustáveis tais como δN_d e δN_c . É então comum encontrar nos medidores de onda aparatus eletrônicos que melhoram a precisão dos valores de $\delta\lambda_c$, δN_c e δN_d [18].

CAPÍTULO IV

DESENVOLVIMENTO EXPERIMENTAL E RESULTADOS

IV.1) FONTE DE CORRENTE PARA LASERS DE SEMICONDUTORES

A fonte de corrente desenvolvida foi baseada no modelo sugerido pelo manual da Hitachi componentes optoeletrônicos (figura 16).

Como é sabido os lasers de semicondutores tem as suas características (como a potência emitida por exemplo) fortemente dependente da temperatura. Devido a esse fato optamos pelo desenvolvimento de uma fonte que injeta mais ou menos corrente no laser de semicondutor dependendo do sinal proveniente do fotodiodo que mede a potência emitida pelo laser.

figura 16

fonte de corrente para lasers de semicondutores desenvolvida

A primeira observação que deve ser feita a respeito desta fonte é que ela é alimentada por uma bateria de +12V para prevenir flutuações na voltagem aplicada pois estas flutuações podem destruir os lasers de semicondutores.

Pode ser visto também na parte inferior do circuito a chave T que tem também a função de prevenir transientes na voltagem ao se ligar ou desligar a chave de alimentação (+12V). Antes então de se ligar ou desligar a chave de +12V deve-se ligar a chave que alimenta com 1V a posição T.

Todo o estágio que antecede o integrado A1 serve simplesmente para fornecer uma voltagem constante no ponto que é comum ao laser de diodo e ao fotodiodo que são representados pelos diodos LD e pin na figura 16.

O integrado A2 tem como função transformar a fotocorrente produzida pelo fotodiodo (pin) em fotovoltagem. A fotovoltagem é uma das entradas do comparador A3 que compara com a referência sintonizável no potenciômetro R_1 realimentando com mais ou menos corrente em LD até estabilizar a fotovoltagem produzida no fotodiodo no valor selecionado em R_1 .

Testes feitos com essa fonte de corrente nos mostra que com ela é possível controlarmos a potência emitida pelo laser de semicondutor (aproximadamente 5 mW) em 0.1%.

Com relação a estabilização da potência emitida com a variação da temperatura pode ser visto pelas figuras 17a e 17b o resultado. Podemos ver pela figura 17a o comportamento da potencia emitida como função da temperatura com uma corrente constante e temperaturas diferentes. Pela figura 17b podemos perceber a estabilização da potência emitida mesmo com a variação da temperatura quando o laser de semicondutor é alimentado pela fonte de corrente da figura 16.

figura 17a

potencia emitida como funcao da temperatura

para uma corrente constante

figura 17b

potencia emitida estabilizada mesmo com

a variacao da temperatura

IV.2)CONTROLE DE TEMPERATURA PARA LASERS DE SEMICONDUTORES

IV.2a)RESUMO

Neste trabalho descrevemos o desenvolvimento de um controlador capaz de estabilizar a temperatura de um laser de semicondutor melhor do que 10^{-2}°C com uma disponibilidade de escolha de 200 temperaturas diferentes na região de 7°C à 22°C .

IV.2b)INTRODUÇÃO

Os lasers de semicondutores tem sido nos últimos tempos, amplamente utilizados devido ao seu poder de sintonização, estabilização do comprimento de onda emitido e compatibilidade.

Mas para estabilizarmos o comprimento de onda de um laser de semicondutor precisamos estabilizar a temperatura deste laser pois qualquer variação de sua temperatura pode alterar o comprimento de onda emitido [19].

IV.2c)DESCRIÇÃO GERAL DO SISTEMA

O sistema pode ser representado pelo diagrama de blocos da figura 18

Dada uma variação na temperatura do laser, esta será detectada pelo termistor gerando uma tensão de erro no circuito detector, que após amplificação, excita um estágio de potência acionando um Peltier que compensa esta variação de maneira a estabilizar a temperatura em um valor de referência selecionável.

figura 18

diagrama de blocos descrevendo o sistema

IV.2d)O CIRCUITO DE ESCOLHA DA TEMPERATURA.

No interior de um creostato, onde podemos fazer vácuo, colocamos um poste de cobre, ao qual vai preso o laser (figura 20, próxima página). Neste também é preso um termistor ($2K\Omega$ a temperatura ambiente), que é devidamente colocado para detectar a temperatura pois a cada $^{\circ}C$ de variação na mesma o termistor varia sua resistência, R_t , de aproximadamente 130Ω . Seus terminais são acoplados a um circuito tipo ponte (fig.19). Num outro ramo desta ponte temos uma chave rotativa que seleciona as resistências R_{ch} (100 diferentes).

figura 19

circuito de escolha da temperatura

Se a temperatura do poste de cobre for tal que $R_t = R_{ch}$ então a ponte estará em equilíbrio e a voltagem V_{erro} entre os pontos 1 e 2 será zero.

figura 20

poste de cobre onde vai preso o laser

1 – RESERVATÓRIO DE CALOR

2 – PAREDES DO CREOSTATO

3 – ELEMENTO PELTIER

4 – POSTE DE COBRE

5 – TERMISTOR (USADO PARA VERIFICAR A TEMPERATURA)

6 – TERMISTOR (INTEGRADO A ELETRONICA DE ESCOLHA DE TEMPERATURA)

7 – JANELA DE ACRÍLICO

8 – REGIÃO ONDE VAI PRESO O LASER

Se ocorrer uma variação na temperatura do laser, e por consequência no poste de cobre, o termistor responderá com uma variação de R_t desequilibrando a ponte pois $R_t \neq R_{ch}$. Portanto existe agora uma tensão de erro proporcional a diferença de temperatura entre o poste de cobre e a temperatura fixada implicitamente pela resistência R_{ch} .

Como a tensão gerada V_{erro} é da ordem de dezenas de mV esta precisa ser amplificada. Para isso foi desenvolvido um circuito amplificador que passaremos a descrever abaixo.

IV.2e)O CIRCUITO AMPLIFICADOR

O circuito de amplificação do sinal proveniente do circuito de detecção pode ser visto na figura 21.

figura 21

circuito de amplificacao do sinal $v(erro)$

O amplificador desenvolvido apresenta as seguintes características: diferencial, de baixa deriva térmica, baixo ruído e alta impedância. Este amplificador trabalha numa faixa de 0 a algumas dezenas de Hz com um ganho da ordem de 1000 à 2000 vezes.

A saída do amplificador é injetada num circuito de potência, que alimenta o Peltier, que passaremos a descrever a seguir.

IV.2f) O CIRCUITO DE POTÊNCIA. O PELTIER

O circuito de controle de corrente injetada no peltier pode ser visto na figura 22.

O peltier ao receber corrente produz uma diferença de temperatura entre suas duas faces de forma que pode ser retirado ou injetado calor no poste de cobre. Este calor que flui provem de um reservatório de cobre colocado na outra face do Peltier.

Desta forma então é possível controlar a temperatura do poste de cobre, ou seja do laser de semiconductor que está preso a ele, aquecendo ou resfriando através do Peltier.

figura 22

circuito de potencia de alimentacao do peltier

IV.2g) FONTES DE ALIMENTAÇÃO DOS CIRCUITOS

Foram desenvolvidas três fontes de alimentação para os circuitos. Uma para a ponte de detecção que deve ser muito bem estabilizada, com baixo ruído e baixa deriva térmica. Esta fonte é regulável de 7 à 15 V e pode ser vista na figura 23.

figura 23

Para o circuito do amplificador tambem foi desenvolvida uma fonte de alimentação (figura 24) que consiste de $\pm 15V$ muito bem estabilizada.

figura 24

IV.2h) RESULTADOS OBTIDOS

Para testarmos o poder de estabilização do sistema colocamos acoplado ao poste de cobre (próximo ao laser) um termistor, com as mesmas características do situado na ponte, de forma que através de um multímetro digital podemos ler variações da temperatura do laser. Com um medidor de temperatura digital pudemos calibrar as resistências do termistor em

função da temperatura. Um gráfico da resistência do termistor como função da temperatura é mostrado na figura 25a.

Os resultados obtidos foram satisfatórios pois pudemos constatar que num intervalo de tempo superior a 3 horas o termistor variou sua resistência em apenas 1Ω , ou seja o laser teve sua temperatura flutuando menos do que 10^{-2}°C em torno de um valor fixo. Isto pode ser visto pela figura 25b.

figura 25a

figura 25b

resistencia do termistor estabilizada em tres horas

IV.3) O MEDIDOR DE ONDA DINÂMICO

IV.3a) INTRODUÇÃO

Com o advento dos lasers sintonizáveis tem sido realizado esforços para o desenvolvimento de uma instrumentação capaz de medir o comprimento de onda emitido pelos laser com uma precisão cada vez maior.

Talvez um dos instrumentos mais utilizados são os medidores de onda dinâmico. Este tipo de medidor de onda compara o comprimento de onda de um laser desconhecido com o comprimento de onda de um laser de referência que é conhecido. Desta comparação é determinado o comprimento de onda desconhecido.

Este trabalho relata a construção de um medidor de onda dinâmico capaz de medir comprimento de onda de lasers cw com uma precisão da ordem de 1 parte em 10^6 .

VI.3b) DESCRIÇÃO GERAL DO APARATO.

A figura 26 mostra um esquema geral do medidor de onda construído. Este consiste de um laser de HeNe (laser de referência) 4 espelhos 1 separador de feixe, um estágio de deslocamento que desliza com dois cantos de cubo.

O procedimento é alinhar o feixe do laser de referência (laser de HeNe) F_r como mostra a figura 28 de forma que é produzido um padrão de interferência (construtiva ou destrutiva) na posição onde se coloca o fotodetector f_r .

O feixe do laser cujo comprimento de onda é desconhecido F_d é então alinhado de forma que F_r e F_d se sobrepoem. Assim conforme o carro se desloca pode ser detestado os sinais nos fotodetectores f_r e f_d de interferências contrutivas e destrutivas que são amplificadas e contados por uma eletrônica de contagem acoplada a displays de forma que pode ser vista as franjas de interferências contadas N_r e N_d . Portanto sabendo o valor de N_r , N_d e λ_r (que é tabelado) podemos usar a expressão (III.2.1) para derivar que :

MEDIDOR DE ONDA DINÂMICO

figura 26

esquema geral do medidor de onda construido

13,14,18 – ESPELHOS 100%

2 – LASER DE HeNe (COMERCIAL)

4,5 – FOTODIODOS

6 – SEPARADOR DE FEIXE (50% 700 nm)

7,10 – RELÊS DE INVERSÃO DE VELOCIDADE DO CARRO

8,9 – RELÊS DE DISPARO DE CONTAGEM

11 – TERMINAL DE CONECÇÃO PARA ELETRÔNICA

12,13 – IMÃS DE DISPARO DOS RÊLES

15,16 – CANTOS DE CUBO

17 – CARRO

19 – BOBINA (PRESA AO CARRO)

20 – SUPORTE DE IMÃS

MEDIDOR DE ONDA DINÂMICO

figura 27

esquema de alinhamento dos raios

$$\lambda_d = N_r \lambda_r / N_d$$

Desta forma é determinado o comprimento de onda desconhecido.

IV.3c) A ELETRÔNICA DO APARATO

O diagrama de blocos da eletrônica do sistema pode ser visto na figura 28

figura 28

O controle do deslocamento do carro é feito pelo circuito de controle do deslocamento que se encarrega de injetar corrente na bobina. Enquanto o carro se desloca a eletrônica de amplificação se encarrega de amplificar o sinal proveniente dos fotodetectores e a eletrônica de contagem conta os sinais de interferência que são mostrados nos displays.

O circuito de coincidência se encarrega de acionar ou desligar a contagem de franjas prevenindo o erro que pode existir ao se ligar ou desligar a contagem a qualquer momento.

IV.3d) O CIRCUITO DE DESLOCAMENTO DO CARRO

O circuito de deslocamento do carro pode ser visto na figura 29

Através do potenciômetro pode ser variada a velocidade do carro injetando mais ou menos corrente na bobina (que está presa ao carro). Como um dos lados da bobina está imerso numa região de campo magnético constante a força de Lorentz produzida ($\vec{I} \times \vec{B}$) (ver figura 30) empurra o carro com os cantos de cubo sobre este. Com esta força pode-se deslocar o carro a velocidades que variam desde 0 à 20 cm/s.

Ao chegar no final do trilho um sensor aciona o circuito de forma que este inverte a corrente injetada na bobina invertendo assim o sentido com que se desloca o carro.

figura 29

É importante que a velocidade do carro não exceda a aquela velocidade que faça com que o batimento das franjas do laser de HeNe ultrapassem a uns 10 MHz pois o amplificador de franjas tem um ganho diminuído a altas frequências. Enquanto o carro se desloca pode ser detectado o sinal de interferência em f_r e f_d , a eletrônica que amplifica o sinal da contagem de franjas é o que passaremos a descrever a seguir.

figura 32

Após a passagem pelo pré-amplificador os sinais de interferência são injetados em um outro amplificador que é capaz então de gerar sinais digitais que são injetados na eletrônica de contagem que passaremos a descrever a seguir.

IV.3f)A ELETRÔNICA DE CONTAGEM

A eletrônica de contagem se encarrega de contar as franjas decodificando para displays onde podemos ver os números de franjas contadas. Esta eletrônica pode ser vista nas figuras 33a e 33b. Na figura 33a podemos ver o circuito que aciona e desliga a contagem de franjas nos contadores mostrados na figura 33b. Este circuito espera haver uma coincidência no batimento de franjas dos dois contadores para iniciar e desligar a contagem prevenindo assim um possível erro numa das contagens que pode chegar a ser de 2 franjas.

figura 33a

figura 33b

IV.3g) RESULTADOS OBTIDOS

Fazendo medidas com um laser de corante estabilizado tipo pudemos observar a precisão com que poderia ser medido o comprimento de onda de um laser mono-modo na região do visível. Os resultados obtidos podem ser vistos na figura 34 que demonstra que o comprimento de onda pode ser medido com uma precisão de ± 0.001 nm.

figura 34

IV.4) ESTABILIZAÇÃO DE LASER DE SEMICONDUTOR

Utilizando a fonte de corrente o controlador de temperatura e o medidor de onda desenvolvidos foi possível então estabilizarmos o laser de semicondutor e sintonizarmos o comprimento de onda emitido.

Os resultados obtidos para o comprimento de onda emitido com a variação da corrente e da temperatura é apresentado na tabela seguinte que começa a ser apresentada na próxima página. A precisão com que fizemos as medidas da corrente, temperatura e comprimento de onda são as mesmas já descritas anteriormente nas secções que descreveram a respeito da fonte de corrente, do controlador de temperatura e do medidor de onda. No caso da medida do comprimento de onda por exemplo a incerteza do valor é de 0.001nm.

temperatura	corrente	comprimento de onda
(°C)	(mA)	(nm)
7.0	49.0	785.551
7.0	49.5	785.551
7.0	50.0	785.557
7.0	50.5	785.562
7.0	51.0	785.568
7.0	51.5	785.571
7.0	52.0	785.575
7.0	52.5	785.578
7.0	53.0	785.582
7.0	53.5	785.584
7.0	54.0	785.586
7.7	49.0	785.585
7.7	49.5	785.588
7.7	50.0	785.590
7.7	50.5	785.596
7.7	51.0	785.599
7.7	51.5	785.603
7.7	52.0	785.604
7.7	52.5	785.607
7.7	53.0	785.609

7.7	53.5	785.617
7.7	54.0	785.620
8.2	49.0	785.619
8.2	49.5	785.619
8.2	50.0	785.623
8.2	50.5	785.629
8.2	51.0	785.632
8.2	51.5	785.635
8.2	52.0	785.637
8.2	52.5	785.641
8.2	53.0	785.644
8.2	53.5	785.649
8.2	54.0	785.650
9.0	49.0	785.653
9.0	49.5	785.654
9.0	50.0	785.659
9.0	50.5	785.663
9.0	51.0	786.434
9.0	51.5	786.437
9.0	52.0	786.440
9.0	52.5	786.441
9.0	53.0	786.444
9.0	53.5	786.450
9.0	54.0	786.454

9.0	54.5	786.458
9.6	49.0	786.452
9.6	49.5	786.456
9.6	50.0	786.459
9.6	50.5	786.462
9.6	51.0	786.468
9.6	51.5	786.472
9.6	52.0	786.475
9.6	52.5	786.479
9.6	53.0	786.480
9.6	53.5	786.485
9.6	54.0	786.489
9.6	54.5	786.490
9.6	55.0	786.495
10.2	48.0	786.487
10.2	48.5	786.489
10.2	49.0	786.493
10.2	49.5	786.498
10.2	50.0	786.500
10.2	50.5	786.504
10.2	51.0	786.508
10.2	51.5	786.510
10.2	52.0	786.514
10.2	52.5	

10.2	53.0	786.754
10.2	53.5	786.758
10.2	54.0	786.761
10.2	54.5	786.763
10.9	48.0	786.523
10.9	48.5	786.530
10.9	49.0	786.530
10.9	49.5	785.768
10.9	50.0	785.768
10.9	50.5	785.769
10.9	51.0	785.772
10.9	51.5	785.776
10.9	52.0	785.786
10.9	52.5	785.789
10.9	53.0	785.792
10.9	53.5	785.796
10.9	54.0	785.800
10.9	54.5	785.800
11.6	48.5	787.341
11.6	49.0	787.340
11.6	49.5	787.344
11.6	50.0	787.345
11.6	50.5	787.349
11.6	51.0	787.352

11.6	51.5	787.355
11.6	52.0	787.360
11.6	52.5	787.362
11.6	53.0	787.365
11.6	53.5	787.568
11.6	54.0	787.630
11.6	54.5	787.636
11.6	55.0	787.638
12.1	48.0	787.367
12.1	48.5	787.636
12.1	49.0	787.639
12.1	49.5	787.642
12.1	50.0	787.643
12.1	50.5	787.648
12.1	51.0	787.649
12.1	51.5	787.652
12.1	52.0	787.656
12.1	52.5	787.661
12.1	53.0	787.664
12.1	53.5	787.667
12.1	54.0	787.671
12.1	54.5	787.674
12.1	55.0	787.680
12.7	48.0	787.673

12.7	48.5	787.677
12.7	49.0	787.678
12.7	49.5	787.684
12.7	50.0	787.686
12.7	50.5	787.691
12.7	51.0	787.694
12.7	51.5	787.698
12.7	52.0	787.701
12.7	52.5	787.705
12.7	53.0	787.709
12.7	53.5	787.711
12.7	54.0	787.716
12.7	54.5	787.719
12.7	55.0	787.723
13.6	48.0	787.716
13.6	48.5	787.720
13.6	49.0	787.723
13.6	49.5	787.723
13.6	50.0	787.730
13.6	50.5	787.735
13.6	51.0	787.738
13.6	51.5	787.740
13.6	52.0	787.745
13.6	52.5	787.749

13.6	53.0	787.753
13.6	53.5	787.757
13.6	54.0	787.760
13.6	54.5	787.762
13.6	55.0	787.769
13.6	55.5	787.771
14.3	48.0	787.760
14.3	48.5	787.764
14.3	49.0	787.770
14.3	49.5	787.773
14.3	50.0	787.776
14.3	50.5	787.781
14.3	51.0	787.785
14.3	51.5	787.787
14.3	52.0	787.791
14.3	52.5	787.795
14.3	53.0	787.798
14.3	53.5	787.802
14.3	54.0	787.806
14.3	54.5	787.810
14.3	55.0	787.813
14.3	55.5	787.815
15.0	48.0	787.811
15.0	48.5	787.815

15.0	49.0	787.818
15.0	49.5	787.822
15.0	50.0	787.825
15.0	50.5	787.829
15.0	51.0	787.832
15.0	51.5	787.835
15.0	52.0	787.837
15.0	52.5	787.839
15.0	53.0	787.845
15.0	53.5	787.849
15.0	54.0	787.853
15.0	54.5	787.856
15.0	55.0	787.860
15.0	55.5	787.862
15.8	48.0	787.862
15.8	48.5	787.862
15.8	49.0	787.864
15.8	49.5	787.871
15.8	50.0	787.873
15.8	50.5	787.876
15.8	51.0	787.882
15.8	51.5	787.884
15.8	52.0	787.888
15.8	52.5	787.891

15.8	53.0	789.186
15.8	53.5	789.190
15.8	54.0	789.194
15.8	54.5	789.196
15.8	55.0	789.200
15.8	55.5	789.205
16.6	48.0	789.204
16.6	48.5	789.206
16.6	49.0	789.210
16.6	49.5	789.214
16.6	50.0	789.217
16.6	50.5	789.222
16.6	51.0	789.224
16.6	51.5	789.228
16.6	52.0	789.231
16.6	52.5	789.235
16.6	53.0	789.237
16.6	53.5	789.240
16.6	54.0	789.246
16.6	54.5	789.249
16.6	55.0	789.253
16.6	55.5	789.258
17.4	48.0	789.256
17.4	48.5	789.261

17.4	49.0	789.265
17.4	49.5	789.268
17.4	50.0	789.270
17.4	50.5	789.276
17.4	51.0	789.279
17.4	51.5	789.282
17.4	52.0	789.287
17.4	52.5	789.289
17.4	53.0	789.292
17.4	53.5	789.296
17.4	54.0	789.301
17.4	54.5	789.303
17.4	55.0	789.309
17.4	55.5	789.311
18.1	49.9	789.328
18.1	50.0	789.331
18.1	50.5	789.334
18.1	51.0	789.339
18.1	51.5	789.342
18.1	52.0	789.345
18.1	52.5	789.350
18.1	53.0	789.353
18.1	53.5	789.357
18.1	54.0	789.361

18.1	54.5	789.364
18.1	55.0	789.367
18.1	55.5	789.372
19.0	49.5	789.389
19.0	50.0	789.393
19.0	50.5	789.397
19.0	51.0	789.400
19.0	51.5	789.403
19.0	52.0	789.406
19.0	52.5	789.410
19.0	53.0	789.413
19.0	53.5	789.418
19.0	54.0	789.420
19.0	54.5	789.424
19.0	55.0	789.430
19.0	55.5	789.432
19.9	49.5	789.452
19.9	50.0	789.456
19.9	50.5	789.458
19.9	51.0	789.464
19.9	51.5	789.466
19.9	52.0	789.469
19.9	52.5	789.473
19.9	53.0	789.477

19.9	53.5	789.481
19.9	54.0	789.484
19.9	54.5	789.489
19.9	55.0	789.492
19.9	55.5	789.753
20.9	49.5	789.522
20.9	50.0	789.524
20.9	50.5	789.528
20.9	51.0	789.532
20.9	51.5	789.534
20.9	52.0	789.538
20.9	52.5	789.541
20.9	53.0	789.545
20.9	53.5	789.549
20.9	54.0	789.553
20.9	54.5	789.557
20.9	55.0	789.802
20.9	55.5	789.820

CAPÍTULO V

DISCUSSÃO E CONCLUSÃO

V.1) DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

A partir dos dados experimentais do comprimento de onda como função da corrente e temperatura, mostrados na tabela acima, foi possível realizar uma série de gráficos do comprimento de onda como função da temperatura, para uma corrente constante e como função da corrente, para uma temperatura constante.

As páginas seguintes mostram os gráficos de $\lambda \times T$, para I constante, e de $\lambda \times I$, para T constante. Nesses gráficos os pulos abruptos no comprimento de onda emitido são devidos a mudanças de modos na cavidade laser. Em geral quanto maior a corrente e maior a temperatura maior o comprimento de onda emitido. Pode-se concluir através dos dados da tabela acima ou através dos gráficos que na região fora de pulo de modo $\Delta\lambda/\Delta T \cong 0.06\text{nm}/^\circ\text{C}$ e $\Delta\lambda/\Delta I \cong 0.008\text{nm}/\text{mA}$.

A variação do comprimento de onda emitido para o laser de semicondutor classificado, pode ser vista pelos gráficos que corresponde a um intervalo de 785.5 à 789.8 nm. Este intervalo pode ser ampliado aumentando o intervalo de variação da corrente e da temperatura.

TEMPERATURA = 7.0°C

TEMPERATURA = 7.7°C

TEMPERATURA = 8.2°C

TEMPERATURA = 9.0°C

TEMPERATURA = 9.6°C

TEMPERATURA = 10.2°C

TEMPERATURA = 10.9°C

TEMPERATURA = 11.6°C

TEMPERATURA = 12.1°C

TEMPERATURA = 12.7°C

TEMPERATURA = 13.6 °C

TEMPERATURA = 14.3 °C

TEMPERATURA = 15.0°C

TEMPERATURA = 15.8°C

TEMPERATURA = 18.1 C

TEMPERATURA = 19.0 C

TEMPERATURA = 19.9 C

TEMPERATURA = 20.9 C

comprimento de onda (nm)

V.2) CONCLUSÃO

A instrumentação desenvolvida neste trabalho se mostrou capaz de estabilizar e medir o comprimento de onda emitido pelos lasers de semicondutores com uma precisão eu torno de 1 parte em 10^6 . Passaremos agora então a sugerir melhorias na parte de estabilização e medição do comprimento de onda emitido.

V.2a)ESTABILIZAÇÃO DO COMPRIMENTO DE ONDA EMITIDO

O comprimento de onda emitido tem sua estabilização fortemente dependente da estabilização da corrente e da temperatura. Mas nada de muito significativo pode ser feito para aumentar a estabilização, tanto da corrente como da temperatura.

Existem métodos de estabilização que podem ser adicionados ao que já foi conseguido com a estabilização da corrente e da temperatura. Um destes métodos é a utilização de realimentação optica que foi descrita no parágrafo II.2.

Com um método de estabilização utilizando em conjunto estabilização da corrente da temperatura e utilizando de realimentação optica podem ser atingida estabilização do comprimento de onda emitido da ordem de até 1000 vezes mais ao conseguido neste trabalho ou seja 1 parte em 10^9 .

V.2b)A MEDIÇÃO DO COMPRIMENTO DE ONDA EMITIDO

Se for preciso melhorar a precisão do medidor de onda será necessário contar mais franjas. Para detectar uma variação no comprimento de onda em 1 parte em 10^8 é necessário de pelo menos 10^8 franjas contadas.

No medidor de onda desenvolvido o caminho deslocado pelos cantos de cubo (aproximadamente 30 cm) é suficiente para contarmos 10^6 franjas para o laser de HeNe por exemplo. Mas para gerar 10^8 franjas não é preciso deslocar o carro de 3000 cm. Somente utilizando de eletrônica é possível a partir de 10^6 franjas gerar 10^8 , ou seja deslocando 30 cm gerar 10^8 franjas.

É possível dividir um sinal digital (que corresponde a uma franja) em até 100 sinais digitais que seriam centésimos do primeiro [20] (figura 35). Estes sinais divididos seriam então injetados no contador de franjas que contaria então 10^8 ao invés de 10^6 para um mesmo caminho deslocado.

figura 35

O problema que existe é que para se fazer a divisão do sinal digital, como mostra a figura 35, é necessário que a largura do sinal inicial permaneça constante em pelo menos 5%. Deve-se então estabilizar a velocidade dos cantos de cubo ou seja a velocidade de deslocamento do carro do medidor de onda em pelo menos 5%.

Outro problema que surge ao se tentar melhorar a precisão do medidor de onda é com relação a variações do comprimento de onda devido a variação do índice de refração do ar. Para precisões melhores do que 5 partes em 10^7 é necessário fazer vácuo ou injetar algum gás inerte no sistema.

Além dessas modificações o laser de referência precisa também ser modificado. Não é possível obter precisões da ordem de 1 parte em 10^8 com um laser de referência com uma estabilização da ordem de 1 parte em 10^6 . Um laser de HeNe com o comprimento de onda emitido estabilizado em pelo menos 1 parte em 10^8 seria necessário.

A aplicação imediata deste trabalho é no uso desta instrumentação desenvolvida para espectroscopia. No caso o laser cujo comprimento de onda está centrado em torno de 780 nm pode ser usado para fazer espectroscopia em Rubídio e outros íons terra raras em cristais numa simples mudança de laser de semiconductor. Por exemplo um que emita radiação em torno de 850 nm pode possibilitar um estudo do cézio, podendo até parar átomos de cézio.

REFERÊNCIAS

- [1] Corney "Atomic laser spectroscopy" Oxford University Press, 1977.
- [2] KIYOJI UEHARA, "Signal recording and averaging in diode laser spectroscopy", Opt.lett, 12,2, Febr. 1987.
- [3] D.SESKO, C.G.FAN, AND C.E.WIEMAN, "Production of an cold atomic vapor using diode laser cooling", J.Opt.Soc.Am.B, 5, 1225 (1988)
- [4] BASOV, N.G. e outros "Production of negative temperature states in pn junctions of degenerate semiconductors", Sov.Phys.JETP, 13, 1961, 1320.
- [5] N.HOLONYAK, JR. e outros, "Coherent (visible) light emission from $\text{Ga}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)$ junctions", Appl.Phys.Lett., 1, Dec. 1962, 82.
- [6] PANISH, MORTON B. and HAYASHI, IZUO, "A new class of diode lasers", Scient.Amer. 1967.
- [7] DALVEN, RICHARD, "Introduction to applied solid state physics", Plenum Press, New York.
- [8] THOMPSON, G.H.B., "Physics of semiconductor lasers devices", Wiley-Interscience Publications
- [10] HENRY, CHARLES H., "Theory of the linewidth of semiconductor lasers" IEEE Jornal of Quantum Electronics. Vol. QE.18, N^o 2, February, 1982.
- [11] Idem [8]
- [12] MUKAI, S. WATANABE, M. ITOH, M. e YAJIMA, H., "Integration of a diode laser and an eletronic lens for controlling the beam focus position" Appl.Phys.Lett. 54(4), 23 January, 1989.

[13] MARSHALL,L. NATHAN , "Semiconductor lasers", Appl Opt.,Vol.5,N^o 10 ,october 1966.

[14] Idem 8

[15] DAHMANI,B. HOLLBERG,L e DRULLINGER,R., "Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback", Opt. Lett.,vol.12,n^o 11,nov.1987.

[16] SINDER,J.J. , "Laser wavelength meters",Laser Focus,May 1982.

[17] KOWALSKI,F.V. TEETS,R.T. DEMTRÖDER e SCHAWLOW A.L. , "An improved wavemeter for cw laser", J.Opt.Soc.Am. ,vol.68,N^o 11,nov.1978.

[18] ISHIKAWA,JUN ITO,NOBUHIKO e TANAKA,KEJICHI "Accurate wavelength meter for cw lasers",Appl.Opt.,1 march 86,vol.25,n^o 5.

[19] JOHNSON,A.LAWRENCE, "Controlling temperature of diode lasers and detectors thermoelectrically", Lasers and optronics, April 1988.

[20] KAHANE,A. SULLIVAN,M.S.O. SANFORD,N.M. e STOICHEFF,B.P. "Vernier fringe counting device for laser wavelength measurements" Rev.Sci.Instrum. 54(9),September 1983.