

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DE  
COMPUTAÇÃO  
DEPARTAMENTO DE MÁQUINAS, COMPONENTES E  
SISTEMAS INTELIGENTES**

**LASER DE ARGÔNIO EXCITADO POR  
DESCARGA TIPO THETA-PINCH**

Graziela Noeli Wakamatu

Campinas - SP

Abril de 1997

W137L

30575/BC

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DE  
COMPUTAÇÃO  
DEPARTAMENTO DE MÁQUINAS, COMPONENTES E  
SISTEMAS INTELIGENTES**

**LASER DE ARGÔNIO EXCITADO POR  
DESCARGA TIPO THETA-PINCH**

Graziela Noeli Wakamatu

Orientador: Prof. Dr. Cesar J. B. Pagan

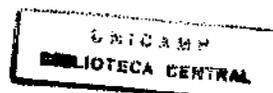
7065894

Esta dissertação foi entregue à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas em 11/04/1997.
Assinatura da Autora: Graziela Noeli Wakamatu
Assinatura do Orientador: Cesar J. B. Pagan
Assinatura do Julgador: [Assinatura]

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Campinas - SP

Abril de 1997



UNIVERSIDADE \_\_\_\_\_ BC  
CHAMADA \_\_\_\_\_ UNICAMP  
E: \_\_\_\_\_  
Nº DE REGISTRO \_\_\_\_\_ 30575  
Nº DE PROVA \_\_\_\_\_ 28197  
C  D   
PREÇO \_\_\_\_\_ R\$ 11,00  
DATA \_\_\_\_\_ 24/05/97  
Nº CPD \_\_\_\_\_  
E.M.00098145-1

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

W137L

Wakamatu, Graziela Noeli

Laser de argônio excitado por descarga tipo Theta-Pinch / Graziela Noeli Wakamatu.--Campinas, SP: [s.n.], 1997.

Orientador: Cesar J. B. Pagan.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Lasers. 2. Plasmas (Gases ionizados).  
3. Optoeletrônica. I. Pagan, Cesar J. B. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título.

***Banca Examinadora:***

*Antônio Gomes Trigueiros*

*Cesar José Bonjuani Pagan - Presidente*

*Edmundo Braga*

*Ioshiaki Doi*

*Dedico este trabalho aos meus pais, Pedro e Noeli.*

## ***Agradecimento***

*A realização deste trabalho tornou-se possível graças à colaboração de várias pessoas. Gostaria de agradecer ao meu orientador Cesar Pagan, pelo apoio, incentivo e árdua dedicação ao meu trabalho.*

*Um agradecimento especial aos professores Ioshiaki Doi, Edmundo Braga e Antônio Gomes Trigueiros.*

*Quero também agradecer:*

*Aos colegas do departamento, à Alaíde, ao Edgar e Sandrinha e a todos os amigos que conviveram comigo neste período.*

*Aos funcionários da oficina mecânica e da manutenção, ao Juracy (desenhista), ao professor Munemasa Machida e Douglas do Laboratório de Plasmas, ao professor Paulo Sakanaka e seu grupo de pesquisa.*

*À UNICAMP pelas instalações e equipamentos, e ao CNPQ e PADCT pelo suporte financeiro dado durante a pesquisa.*

*À Flávia, minha irmã em Campinas, pela “força” e incentivo nos momentos difíceis.*

*De forma muito especial agradeço aos meus pais, ao Alex, Gisele, Giovanna, Marcos (Laguna), vó Dulce, Gisiani, Marcelo (Pesão), Rita, Paulo e Marcos (Maçã), pelas orações, pelo carinho e principalmente, por me ajudarem a superar minhas limitações.*

*Meu principal agradecimento a Jesus - Mestre dos Mestres e Senhor de todas as coisas - por ter me capacitado para este trabalho, por me fortalecer e reerguer nos momentos difíceis e por seu Amor Incondicional. MUITO OBRIGADA JESUS.*

## SUMÁRIO

<b>Resumo .....</b>	<b>VII</b>
<b>Abstract .....</b>	<b>VIII</b>

### Capítulo 1 - Introdução

1.1 Proposta desta Tese.....	2
1.2 Histórico do Laser de Argônio.....	2
1.3 A Geometria do Theta-pinch e suas Vantagens.....	4
1.4 Descrição da Tese.....	5
Referências Bibliográficas.....	6

### Capítulo 2 - A Física do Laser

2.1 Emissão Radiativa.....	8
2.2 Os Processos Radiativos.....	9

2.2	Os Processos Radiativos.....	9
2.2.1	Emissão Espontânea.....	9
2.2.2	Absorção.....	11
2.2.3	Emissão Estimulada.....	11
2.2.4	Relação entre os Coeficientes de Einstein.....	11
2.3	Ganho.....	12
2.4	Cavidade Ressonante.....	14
2.2.1	Estabilidade da Cavidade Ressonante.....	16
2.5	Princípio de Funcionamento do Laser de Argônio.....	17
	Referências Bibliográficas.....	22

### **Capítulo 3 - O Theta-Pinch**

3.1	Descrição do Theta-Pinch.....	23
3.2	Medidas dos Parâmetros Elétricos do Theta-Pinch.....	27
3.2.1	Método Gráfico para a Obtenção da Corrente.....	30
3.2.2	Circuito Elétrico com Plasma.....	33
3.3	Medidas Espectroscópicas.....	41
	Referências Bibliográficas.....	46

### **Capítulo 4 - Transformando um Theta-Pinch num Laser**

4.1	A Cavidade Ressonante.....	48
4.1.1	Refletividade dos Espelhos.....	48

4.1.2	Especificações Geométricas da Cavidade Ressonante.....	49
4.1.3	Procedimento para Alinhamento do Sistema.....	50
4.1.4	Desvio do Feixe em Função do Ângulo de Desalinhamento.....	53
4.2	A Emissão Laser.....	55
4.2.1	O Experimento.....	56
4.2.2	Análise.....	58
	Referências Bibliográficas.....	60
	<b>Capítulo 5 - Conclusão.....</b>	<b>61</b>

## **RESUMO**

*Embora theta-pinches tenham sido largamente usados na pesquisa da fusão nuclear controlada, pelo melhor de nosso conhecimento, estes dispositivos ainda não foram usados até o momento como forma de excitação do meio ativo de um laser.*

*Este trabalho foi dedicado à construção de um theta-pinch, no qual foi instalada uma cavidade ressonante, com a finalidade de se observar radiação laser. O argônio foi utilizado como meio ativo. O plasma foi caracterizado elétrica e espectroscopicamente. Valores típicos de corrente atingiram 40kA de pico e pudemos detectar argônio três vezes ionizado presente no plasma. A emissão laser em 476,5 nm do argônio pôde ser observada com pico 25 vezes mais intenso que a emissão espontânea. Gráficos e tabelas apresentam os resultados experimentais.*

*A Tese inclui uma introdução teórica e o projeto de construção do equipamento. Vários passos da construção e ajustes do sistema estão justificados através da aplicação da teoria adequada.*

## ***ABSTRACT***

*In spite of theta-pinches have been widely used in controlled nuclear fusion research, by the best of our knowledge, such kind of device has never been used as excitation method for active media of lasers.*

*In the present work, we described the project of a theta-pinch, in which a resonante cavity was installed, in order to transform it in a laser device. Argon gas was used as active media. Spectroscopic and electrical features were measured. Typical 40 kA peak currents were found. Three times ionized argon was detected. Argon laser line at 476,5 nm was observed to have a 25 times more intense peak than equivalent spontaneous emission. Grafics and tables show our exprimental results.*

*This work also includes theoretical introduction and the device's built project. Theory was used to justify many practical procedures used during the project.*

# **CAPÍTULO 1**

## **INTRODUÇÃO**

A palavra laser é derivada da abreviação de “light amplification by stimulated emission of radiation”, isto é, amplificação de luz por emissão estimulada de radiação. O laser é um gerador e amplificador de luz capaz de produzir um feixe intenso de fótons tendo idênticas propriedades escalares e vetoriais (frequência, fase, direção, e polarização). Como resultado, o feixe tem características especiais: brilho, monocromaticidade, unidirecionalidade e coerência.

Lasers têm mostrado sua utilidade em áreas tão distintas como a fluorescência induzida a laser (LIF) e o alinhamento de grandes embarcações. Por ser uma fonte versátil de energia radiante em forma altamente concentrada, os lasers tornaram-se instrumento de pesquisa e ferramenta de trabalho em metalurgia, tecnologia de semicondutores, engenharia, medicina, etc. O número de aplicações tem crescido constantemente, mesmo mais de 30 anos após a invenção do primeiro laser [1] sendo que em muitos casos, tornaram-se a única solução possível de problemas tecnológicos.

## 1.1. Proposta desta Tese

Lasers a gás têm sido excitado por diferentes técnicas, como a passagem de corrente elétrica fornecida por eletrodos internos, rádio-freqüência e microondas, entre outros arranjos elétricos. Entretanto, pelo melhor de nosso conhecimento, a geometria conhecida como theta-pinch não foi usada até o momento para excitar o meio ativo de um laser de gás.

Este trabalho de tese é dirigido a demonstrar que é possível obter ação laser através desta técnica de excitação do meio ativo. A descarga do theta-pinch é apropriada para gases raros, uma vez que a forte ionização que o meio sofre, degradaria qualquer molécula presente no plasma, razão pela qual escolhemos o gás argônio, como também poderíamos usar kriptonio ou xenônio. A construção e a observação da emissão laser do primeiro laser de argônio excitado por descarga tipo theta-pinch constitui o tema central do nosso trabalho.

## 1.2. Histórico do Laser de Argônio

Depois da descoberta da emissão pulsada do laser de argônio por Bridges [2] e Convert [3], o trabalho de desenvolvimento concentrou-se por muito tempo na produção de radiação contínua e estável, em potências cada vez mais altas, especialmente na região do azul-verde e ultravioleta do espectro.

Nos primeiros experimentos a radiação laser era produzida em modo pulsado, sendo o meio ativo excitado por uma descarga capacitiva entre dois eletrodos internos [4-5]. Nestes experimentos eram utilizados tubos capilares de diâmetro interno de alguns milímetros para produzir altas densidades de corrente e conseqüente inversão de população, o que resultava em problemas de degradação dos elementos internos da cavidade [6]. A proximidade do plasma quente com as paredes do tubo representava também o maior fator de perda de energia na descarga [7], levando a perdas de até 80% [8]. As primeiras propostas para solucionar estes problemas substituíam os eletrodos internos da cavidade por técnicas de excitação por rádio-freqüência [9] ou pelo método de excitação em anel [10]. Neste último, o tubo de descarga construído em forma de anel, envolve um núcleo de

ferrite onde está enrolada uma bobina. A passagem de corrente por essa bobina induz corrente no tubo de descarga, produzindo a excitação dos átomos de argônio.

Uma melhora significativa nas condições da descarga ocorreu a partir da utilização de campos magnéticos constantes para o confinamento do plasma [11]. Outra proposta que resultou numa maior preservação do gás envolvia a utilização de catodos revestidos de índio [12].

O efeito de arrastamento dos íons e elétrons, devido à diferença de potencial entre os eletrodos, levou à instalação de caminhos de retorno para o gás, solução que mais tarde foi substituída por uma geometria incluindo discos intracavitais vazados [13]. O forte aquecimento do conjunto, devido às altas correntes, tornaram o problema de refrigeração da cavidade um ponto vital nos projetos dos lasers de argônio. Embora a literatura sobre o assunto seja escassa, sabe-se que um dos fatores importantes a serem tratados é a junção eletrodo-vidro[14].

A partir da década de 70, materiais especiais passaram a ser utilizados para resolver os problemas causados pelo aquecimento extremo a que as cavidades são submetidas. Tubos segmentados de alumínio anodicamente oxidados [15] e posteriormente segmentos de tungstênio recobertos por óxido de berílio [16], com diâmetros internos maiores que *1 centímetro*, tiveram relativo sucesso. Lasers experimentais puderam atingir centenas de *watts* por *metro* de meio ativo, sendo a danificação dos espelhos o maior limitante para a obtenção de potências maiores.

Atualmente os lasers de argônio mais populares são construídos utilizando-se tubos cerâmicos (óxido de berílio), com sistema de refrigeração a ar (até aproximadamente 5 *watts*) ou a água, caminho de retorno de gás externo, janelas em ângulo de Brewster para diminuir as perdas por reflexão [2], com potências da ordem de *1-30 watts* e correntes típicas de *20 ampères* a *300 volts* [17]. A durabilidade das ampolas pode chegar em algumas marcas a mais de *10.000 horas* de uso [18].

### 1.3. A Geometria do Theta-pinch e suas Vantagens

O efeito “pinch” é caracterizado pela compressão magnética de um plasma por meio de uma alta densidade de corrente, tendo sido descrito pela primeira vez por Bennett [19].

No theta-pinch a corrente flui em uma fina camada na superfície da coluna de plasma. Esta corrente superficial é acelerada para dentro devido à força da pressão magnética resultante das Forças de Lorentz as quais está submetida, que varre todas as partículas em direção ao seu eixo. A descarga tipo theta-pinch é causada pela passagem de corrente num solenóide que envolve o tubo de descarga externamente, produzindo “flashes” de emissão radiante no eixo de simetria do solenóide no momento do pinch [20]. A figura 1.1 mostra a configuração básica do theta-pinch.

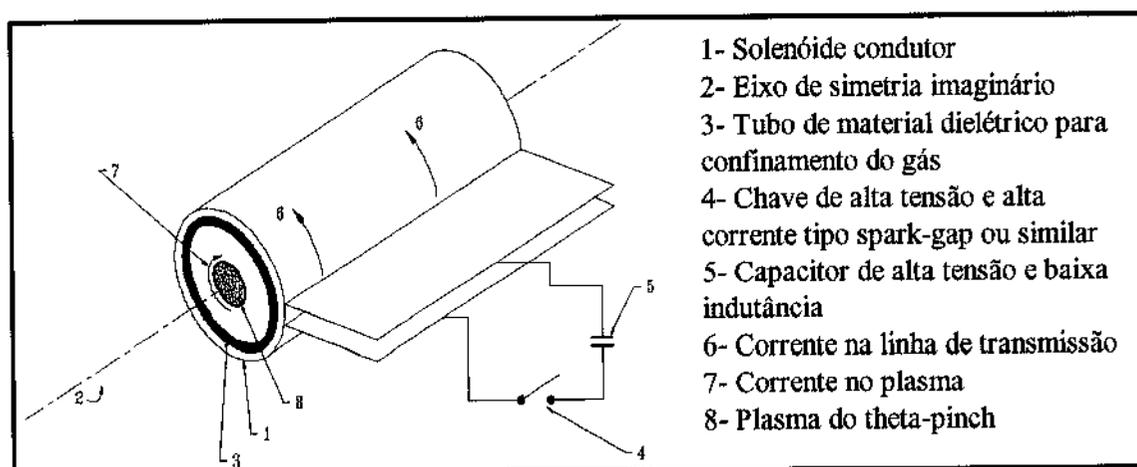


Figura 1.1 - O theta-pinch básico.

Este efeito pode ser entendido fazendo-se a comparação com um transformador. Ao solenóide de volta única, que envolve o tubo de descarga, é acoplado um capacitor através de uma linha de transmissão de baixa indutância e de uma chave tipo spark-gap. Quando a chave é acionada, o circuito oscila conforme uma descarga RLC subamortecida. A passagem de corrente pelo solenóide tem o efeito do primário de um transformador, sendo que o secundário é o plasma no interior do tubo. Como o secundário é um fluido, o movimento das cargas resulta numa compressão do plasma em direção ao centro do tubo, elevando consideravelmente a temperatura.

Com o desenvolvimento do laser de theta-pinch, buscamos uma solução inovadora para a obtenção de lasers de argônio de alta durabilidade e confiabilidade, já que um dos maiores problemas dos lasers de argônio comerciais é a degradação dos elementos da cavidade e do meio ativo, devido às altas densidades de corrente a que estas são submetidas.

O laser de theta-pinch opera em regime pulsado, numa descarga sem eletrodos internos e que por sua própria natureza ocorre longe das paredes do tubo. Assim, as vantagens deste tipo de descarga são a integridade das paredes do tubo e a preservação da pureza do meio ativo, fatores fundamentais para a longa durabilidade do laser. A emissão de linhas no ultravioleta é outra vantagem a ser explorada, uma vez que a ionização do plasma é bastante forte.

#### **1.4. Descrição da Tese**

Esta dissertação está dividida em 5 capítulos. No capítulo 2 expomos os fundamentos da física de laser e os processos atômicos do laser de argônio. O capítulo 3, descreve o nosso theta-pinch e as características elétricas do sistema e do plasma produzido. O capítulo 4 trata de como foi possível transformar um theta-pinch em um laser. Explicamos a escolha da cavidade óptica, o processo de alinhamento e toda a preparação do experimento, que levou à observação da luz azul da emissão laser no comprimento de onda de  $476,5 \text{ nm}$ . As conclusões deste trabalho, bem como as perspectivas futuras estão expostas no capítulo 5.

---

**REFERÊNCIAS**

---

- [1] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby", *Nature*, 187, 493 - 494 (1960).
- [2] W. B. Bridges, "Laser Oscillation in Singly Ionized Argon in Visible Spectrum", *Appl. Phys. Lett.*, 4, 128 - 130 (1964).
- [3] G. Convert, M. Armand, and P. Martinot - Lagarde, "Transitions Laser Visibles dans L'Argon Ionisé", *C. R. Acad. Sci.*, 258, 4467 - 4469, (1964)
- [4] W.E. Bell, "Visible Laser Transitions in Hg<sup>+</sup>", *Appl. Phys. Lett.*, 4, 34 (1964).
- [5] W. B. Bridges and A.N. Chester, "Spectroscopy of Ion Lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE - 1, 66 - 84 (1965).
- [6] D. A. Huchital, and J. D. Hidgen, "Argon Laser Action in a Thermoionic Hollow Cathode Discharge", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE - 3, 378 - 379 (1967).
- [7] S. A. Ahmed, A. J. Campillo, and R. P. Cody, "RF Inductively excited Ion Laser with Aperture - Magnetic Confinement", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE - 5, 267 - 271 (1969).
- [8] E. Labuda, E. I. Gordon, and R. C. Miller, "Continuous Duty Argon Ion Laser", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-1, 273 - 279 (1965).
- [9] J. P. Goldsborough, E. B. Hodges, and W. E. Bell, "RF Induction Excitation of CW Visible Laser Transitions in Ionized Gases", *Appl. Phys. Lett.*, 8, 137 - 138 (1966).
- [10] W. E. Bell, "Ring Discharge Excitation of Gas Ion Lasers", *Appl. Phys. Lett.*, 7, 190 - 191 (1965).
- [11] S. C. Lim, and D. W. Lischer, "Pulsating Ion Laser Action Observed in a Magnetically Confined Plasma", *J. Appl. Phys.*, 49 (7), 4270 - 4272 (1978).
- [12] W. W. Simmons, and R.S. Witte, "New Colde Cathode for Pulsed Ion Lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-6, 648 - 649 (1970).
- [13] O. Svelto, "Principles of Lasers", 3. ed., New York (1989).
- [14] H. Muuss, and H. Shoenmakers, "High-power Argon-ion Laser with Titanium Covered Beryllia Discharge Tube", *Appl. Phys.*, 15, 229-232 (1978).
- [15] G. N. Alferov, V. I. Donin, and B. Ya. Yurshin, *JEPT Lett.*, 369 (1973).
- [16] H. Muuss, and H. Shoenmakers, "High-Power Argon-Ion Laser with Titanium Covered Beryllia Discharge Tube", *Appl. Phys.*, 15, 229 - 232 (1978).
- [17] H. F. R. Sandoval y L. B. Scarffardi, "Tipos de Lasers", 91 - 128 in "Laser y Optica en Ingenieria", M. Garavaglia Ed., Centro de Investigaciones Opticas, CIOp, La Plata, Ar (1990).
- [18] Laser Focus World, The Buyers Guide (1994).

[19] W. H. Bennett, "Magnetically Self-Focussing Streams", *Phys. Rev.*, 45, 890 - 897 (1934).

[20] C. J. B. Pagan, "Estudo Espectroscópico de Gases Nobres Medianamente Ionizados", Tese de doutorado I.F.G.W.-UNICAMP (1991).

## CAPÍTULO 2

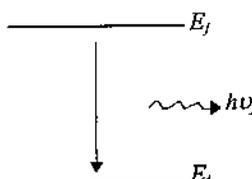
### A FÍSICA DO LASER

Neste capítulo trataremos de conceitos da teoria de laser, necessários à compreensão das condições que levam a cavidade a ter ganho, conceitos estes, que utilizaremos no desenvolvimento dos capítulos seguintes.

#### 2.1. Emissão Radiativa

De acordo com a Mecânica Quântica, átomos, moléculas e redes cristalinas têm estados de energia (níveis), que relatam diferentes movimentos do núcleo e elétrons.

Um átomo pode executar transições entre diferentes níveis de energia por diversos processos, tais como as colisões e as transições radiativas. As transições radiativas entre níveis de energia envolvem absorção ou emissão de um fóton de tal forma que:


$$\Delta E = (E_j - E_i) = h\nu_{ji} \quad (2-1)$$

onde  $\Delta E$  é a diferença de energia entre os níveis inicial ( $E_j$ ) e final ( $E_i$ ),

$h$  é a constante de Planck ( $6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$ )

$\nu_{ji}$  é a frequência do fóton.

## 2.2. Os Processos Radiativos

Átomos interagem com campos eletromagnéticos trocando energia com eles. Espontaneamente realizam transições para estados de menor energia até atingirem o estado fundamental em tempos da ordem de nanosegundos. Na ocorrência de algum evento, como a perturbação causada por um fóton, que leva à emissão estimulada ou à colisão com outra partícula, o decaimento pode ser precipitado.

A interação dos átomos com os campos eletromagnéticos pode se dar por três processos diferentes: emissão espontânea, absorção e emissão estimulada. Os dois primeiros processos já eram conhecidos experimentalmente no início do século XX, mas a emissão estimulada - fenômeno básico para a amplificação da luz - só foi prevista teoricamente por A. Einstein em 1917 [1] e confirmada experimentalmente apenas na década seguinte [2], [3], [4], [5] e [6].

### 2.2.1. Emissão Espontânea

A emissão espontânea ocorre em qualquer sistema atômico excitado<sup>1</sup>. É fato experimental e sua intensidade pode ser prevista teoricamente. A intensidade da emissão é proporcional ao número de fótons emitidos por unidade de tempo, ou seja, é proporcional ao número de átomos no estado que dá origem à transição e à probabilidade de cada átomo realizar a transição. Em um caso genérico podemos chamar  $E_s$  de estado de maior energia e  $E_r$  estado de menor energia. Chamando de  $A_{sr}$  a constante de proporcionalidade e de  $N_s$  o número de partículas por unidade de volume com energia  $E_s$ , podemos escrever:

$$dN_s/dt = -A_{sr}N_s \quad (2-2)$$

<sup>1</sup> A única transição impossível de ocorrer é quando os estados atômicos, inicial e final, possuem momento angular total igual a zero ( $J = 0$ ).

cuja solução corresponde a uma exponencial decrescente, com tempo de amortecimento  $\tau = 1/A_{sr}$ :

$$N_s(t) = N_s(0) e^{-t/\tau} \quad (2-3)$$

$A_{sr}$  é chamado de coeficiente de Einstein para emissão espontânea e representa a probabilidade por unidade de tempo de um átomo, num estado específico  $s$ , realizar uma transição para qualquer dos  $g_r$  estados  $r$  ( $g_r$  é degenerescência<sup>2</sup> do estado  $r$ ).

A taxa total de depopulação (decaimento) por emissão espontânea do estado  $s$  é dada pela expressão:

$$\frac{dN_s(t)}{dt} = -N_s(t) \sum_r A_{sr} \quad (2-4)$$

onde  $\sum_r A_{sr}$  é a soma dos estados  $r$  com energia menor que a do estado  $s$ . Esta expressão representa a taxa de decaimento dos átomos num estado  $s$  sem a interferência de qualquer ação externa.

A solução da equação (2-4) leva a

$$N_s(t) = N_s(t=0) e^{-t/\tau_s} \quad (2-5)$$

onde  $\tau_s = \left( \sum_r A_{sr} \right)^{-1}$  é o tempo de vida do nível  $s$ .

Para a ação laser, é conveniente que  $\tau_s$  seja relativamente longo, de tal forma que haja acúmulo de átomos no estado  $s$ , e conseqüentemente, significativa inversão de população.

A maioria dos estados excitados possui um tempo de vida da ordem de nanosegundos, mas em alguns casos, este valor pode chegar a micro ou mesmo milissegundos. Estes estados, cujo decaimento ocorre freqüentemente por colisão e não por

<sup>2</sup> A degenerescência  $g$  é o número de estados diferentes dentro de um mesmo nível energético, que permanecem indistinguíveis em qualquer medida realizada. A única diferença entre estes estados encontra-se nos números quânticos que os especificam.

processo radiativo, são chamados de estados metaestáveis, de importância fundamental para a Física de lasers.

### 2.2.2. Absorção

No processo de absorção é o átomo que recebe energia do campo eletromagnético, executando transição para o estado excitado correspondente. Neste caso, o processo depende da presença de um fóton de frequência equivalente à energia necessária à transição. Num meio ativo, a população  $N_r$  varia no tempo conforme a relação:

$$d N_r(t)/dt = -B_{rs} \rho(\nu_{rs}) N_r \quad (2-6)$$

onde  $\rho(\nu_{rs})$  é a densidade de radiação para  $\nu_{rs}$ , que é a frequência do fóton.

### 2.2.3. Emissão Estimulada

A emissão estimulada ocorre quando um átomo num estado excitado é perturbado pela presença de um fóton, cuja frequência é ressonante para alguma transição neste estado excitado. Este fóton induz à uma transição radiativa com a emissão de um segundo fóton com as mesmas características do primeiro. A taxa na qual a população do estado excitado diminui é diretamente proporcional ao número  $N_s$  de átomos por unidade de volume neste estado, à densidade de fótons com energia correspondente  $\rho(\nu_{sr})$  e à probabilidade de ocorrência do evento (coeficiente de Einstein para emissão estimulada  $B_{sr}$ ), como segue:

$$d N_s(t)/dt = -B_{sr} \rho(\nu_{sr}) N_s \quad (2-7)$$

### 2.2.4. Relações entre os Coeficientes de Einstein

Os coeficientes de Einstein  $B_{rs}$ ,  $B_{sr}$  e  $A_{sr}$  permitem o cálculo das taxas de transição para os processos radiativos. Num sistema em equilíbrio termodinâmico, as populações dos estados se mantêm constantes. Assim, estabelecendo-se que

$$+ \frac{d N_s}{dt} \Big|_{\text{espontânea}} + \frac{d N_s}{dt} \Big|_{\text{estimulada}} = \frac{d N_s}{dt} \Big|_{\text{absorção}}$$

e comparando-se a expressão resultante [7] com a Lei de Planck para a densidade de energia radiante no interior do corpo negro  $\rho(\nu_{sr})$  é possível derivar as relações:

$$\begin{aligned} g_r B_{rs} &= g_s B_{sr} \\ A_{sr} &= 8\pi \frac{h\nu^3}{c^3} B_{sr} \end{aligned} \quad (2-8)$$

Os coeficientes de Einstein são propriedades físicas dos átomos, dependendo somente dos estados  $r$  e  $s$ , independente da existência de estado de equilíbrio termodinâmico no sistema.

### 2.3. Ganho

Para descrever o processo de amplificação (ganho) do laser, tomamos o conceito de emissão estimulada proposto por Einstein. Não vamos assumir que as populações  $N_r$  e  $N_s$  (correspondentes aos níveis de energia  $E_r$  e  $E_s$ ) estejam no equilíbrio termodinâmico. Consideremos que estas populações estão sendo criadas por processo de “bombeamento”, no qual, por algum mecanismo externo, as partículas são excitadas ao nível de energia  $E_s$ . No caso de um feixe de fótons com energia  $h\nu = E_s - E_r$  atravessando o meio ativo (sem cavidade no momento), a saída consiste na intensidade de entrada mais a soma dos processos de emissão estimulada e emissão espontânea, menos o processo de absorção. Cada processo possui uma probabilidade de ocorrência, sendo que, para uma intensidade  $I_\nu$  da radiação incidente, as taxas de transição são dadas por:

- $B_{sr} \frac{I_\nu}{c}$  para a taxa de emissão estimulada
- $B_{rs} \frac{I_\nu}{c}$  para a taxa de absorção
- $A_{sr}$  para a taxa de emissão espontânea.

Considerando-se estes processos, a expressão para o ganho de energia por unidade de comprimento da cavidade ( $\Delta z$ ) pode ser escrita da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 \frac{\Delta I_\nu}{\Delta z} &= \overset{1}{h\nu} \times \overset{2}{B_{sr} \frac{I_\nu}{c}} \times \overset{3}{g(\nu)} \times \overset{4}{1} \times \overset{5}{1} \times \overset{6}{N_s} \quad (\text{emissão estimulada}) \\
 &- h\nu \times B_{rs} \frac{I_\nu}{c} \times g(\nu) \times 1 \times 1 \times N_r \quad (\text{absorção}) \\
 &+ h\nu \times A_{sr} \times g(\nu) \times \frac{1}{2} \times \frac{d\Omega}{4\pi} \times N_s \quad (\text{emissão espontânea})
 \end{aligned} \tag{2-9}$$

Nesta equação considera-se que a frequência dos fótons possui uma aguda (mas existente!) distribuição espectral  $g(\nu)$  em torno da frequência fundamental (coluna 3), consequência do Princípio da Incerteza [8]. Considera-se também que os fótons emitidos por emissão espontânea, podem possuir dois estados de polarização (daí o fator 1/2 na coluna 4) e que os fótons podem ser emitidos em qualquer direção, por isso apenas uma fração  $\frac{d\Omega}{4\pi}$  pode contribuir para a ampliação da intensidade do feixe incidente (coluna 5).

Uma abordagem mais completa do fenômeno leva em conta a expressão (2-9) para a variação da intensidade do feixe  $\Delta I_\nu$ .

Fazendo-se o limite para  $\Delta z \rightarrow 0$ ,

$$\lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{\Delta I_\nu}{\Delta z} = \frac{dI_\nu}{dz} = \left[ \frac{h\nu}{c} (B_{sr} N_s - B_{rs} N_r) \times g(\nu) I_\nu \right] + \frac{1}{2} \left[ h\nu A_{sr} N_s g(\nu) \Delta_\nu \frac{d\Omega}{4\pi} \right]$$

e considerando que:

$$\frac{B_{rs}}{B_{sr}} = \frac{g_s}{g_r} \quad \text{e} \quad \frac{A_{rs}}{A_{sr}} = \frac{8\pi n^3}{c^3} h\nu^3,$$

temos:

$$\frac{dI_\nu}{dz} = \left[ A_{sr} \frac{\lambda_0^2}{8\pi n^2} g(\nu) \left[ N_s - \frac{g_s}{g_r} N_r \right] \right] I_\nu = \gamma_0(\nu) I_\nu, \tag{2-10}$$

que é a equação básica da Física de lasers. Aqui  $\gamma_0(\nu)$  é o coeficiente de ganho de pequeno sinal, com subscrito 0 indicando que a intensidade que chega é suficientemente pequena para que a perturbação nas populações  $N_s$  e  $N_r$  possa ser desprezada. O coeficiente de ganho pode ser ainda escrito na forma:

$$\gamma_0(\nu) = \Delta N \sigma_{SE}(\nu) \tag{2-11}$$

onde  $\Delta N = N_s - \frac{g_s}{g_r} N_r$  e  $\sigma_{SE}(\nu) = A_{sr} \frac{\lambda_0^2}{8\pi n^2} g(\nu_0)$ . Aqui  $\sigma_{SE}$  é conhecido como a seção de choque para a emissão estimulada.

A condição  $\Delta N > 0$  torna  $\gamma_0$  positivo e é necessária para que haja amplificação de luz. Esta condição é conhecida como **inversão de população**, uma vez que viola a condição de equilíbrio termodinâmico, no qual as populações dos átomos devem seguir a distribuição de Boltzman [9].

## 2.4. Cavidade Ressonante

Um oscilador laser é basicamente um interferômetro Fabry-Perot, que consiste em dois espelhos voltados um para o outro, entre os quais está colocado um meio com uma população invertida. A figura 2.1 mostra o esquema de um interferômetro de Fabry-Perot, no qual uma onda plana de amplitude  $E_i$  tem origem à esquerda da cavidade.

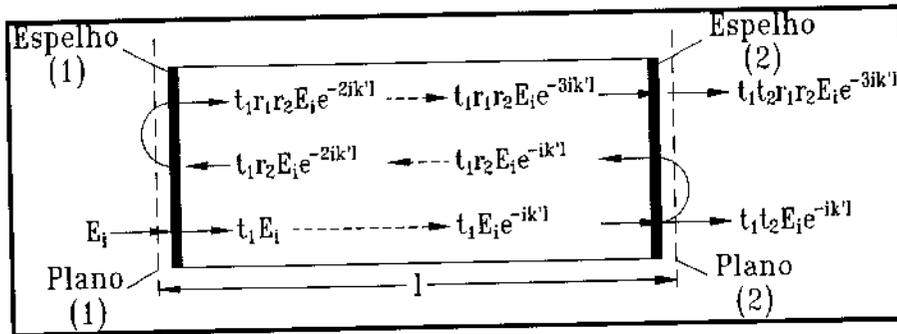


Figura 2.1 - Cavidade Fabry-Perot.

A taxa de transmissão para o campo incidente é dada por  $t_1$  e  $t_2$ , para o espelho da esquerda e da direita respectivamente. A taxa de reflexão para o campo incidente dentro da cavidade, nas bordas esquerda e direita, são  $r_1$  e  $r_2$ . O fator correspondente à uma única passada é  $e^{-iK'l}$ , sendo [10]  $k' = k + i(\gamma - \alpha)$  a constante de propagação do meio e  $l$  o comprimento da cavidade, onde  $k$ ,  $\gamma$  e  $\alpha$  são o fator de fase, o coeficiente de ganho e o coeficiente de perda da cavidade respectivamente. Se há inversão de população, ou seja

( $N_s > (g_s/g_r) N_r$ ), então  $\gamma > 0$  e a onda transmitida  $E_t$  pode desta forma tornar-se maior que a onda incidente  $E_i$ .

De fato, a cada "round-trip", a intensidade do campo varia conforme o ganho do meio ativo ( $\gamma$ ) e as perdas que a luz sofre na cavidade ( $\alpha$ ), além da taxa de reflexão dos espelhos ( $r_1$  e  $r_2$ ), que é menor que a unidade. Assim, caso

$$r_1 r_2 e^{(\gamma - \alpha)l} > 1 \quad , \quad (2-12)$$

(equação 6.1-6 [10]), haverá amplificação de luz.

Na oscilação laser do modo  $TEM_{00}$  (modo transversal eletromagnético fundamental) o feixe possui distribuição gaussiana. Modos de ordem superior também exibem distribuições de intensidade gaussiana, porém multiplicados pelos Polinômios de Hermite de ordem correspondente [11]. A maioria dos lasers emite feixes com distribuição gaussiana.

A distribuição do campo no modo  $TEM_{00}$  em qualquer cavidade de espelhos esféricos é caracterizada por uma cintura e pela divergência do feixe. No caso de espelhos côncavos com raios  $R_1$  e  $R_2$  quaisquer, o valor da cintura mínima do feixe é obtido ajustando-se a superfície de fase constante para os valores correspondentes aos raios dos espelhos. Para espelhos colocados nas posições  $z_1$  e  $z_2$ , os raios de curvatura podem ser obtidos a partir das expressões [10]:

$$R_1 = z_1 + \frac{z_0^2}{z_1} \quad (2-13a)$$

$$R_2 = z_2 + \frac{z_0^2}{z_2} \quad (2-13b)$$

A princípio o que conhecemos são os raios dos espelhos. A posição onde está localizado o ponto para o qual  $z = 0$ , e portanto os valores de  $z_1$  e  $z_2$ , deve ser calculada, sabendo-se que a distância entre os espelhos é dada por  $d = z_2 - z_1$ . Assim, podemos obter o parâmetro  $z_0$ :

$$z_0^2 = \frac{(R_2 - R_1 - d)(-R_1 - d)(R_2 - d)d}{(R_2 - R_1 - 2d)^2} \quad (2-14)$$

a partir do qual encontramos a cintura mínima do feixe  $\omega_0$  :

$$\omega_0 = \left( \frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{1/2} \quad (2-15)$$

e a divergência:

$$\theta = \frac{2\lambda}{\pi \omega_0} \quad (2-16)$$

A figura 2.2 ilustra os parâmetros  $\omega_0$  e  $\omega(z)$ .

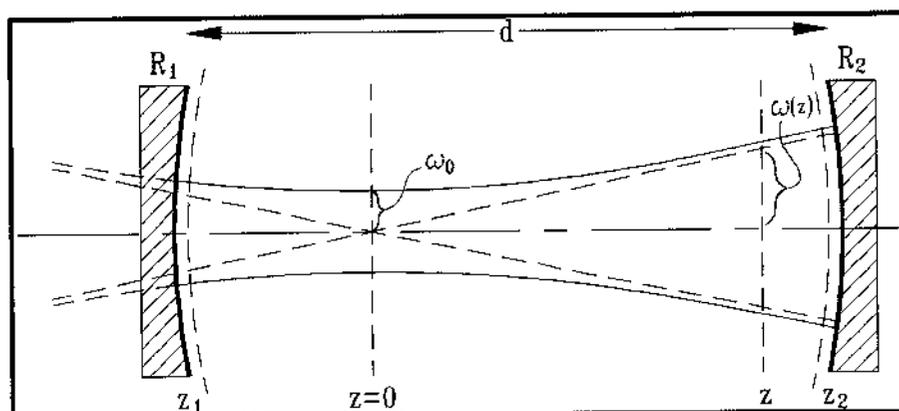


Figura 2.2 - Cavidade Ressonante.

### 2.4.1. Estabilidade da Cavidade Ressonante

Um par de espelhos esféricos pode formar uma cavidade ressonante estável se algumas condições forem satisfeitas. De maneira geral, é costume definir parâmetros de estabilidade  $g_1$  e  $g_2$  pelas equações:

$$g_1 = 1 - (d / R_1) \quad \text{e} \quad (2-17a)$$

$$g_2 = 1 - (d / R_2) \quad (2-17b)$$

A condição de estabilidade da cavidade pode ser escrita numa simples forma:

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1 \quad (2-18)$$

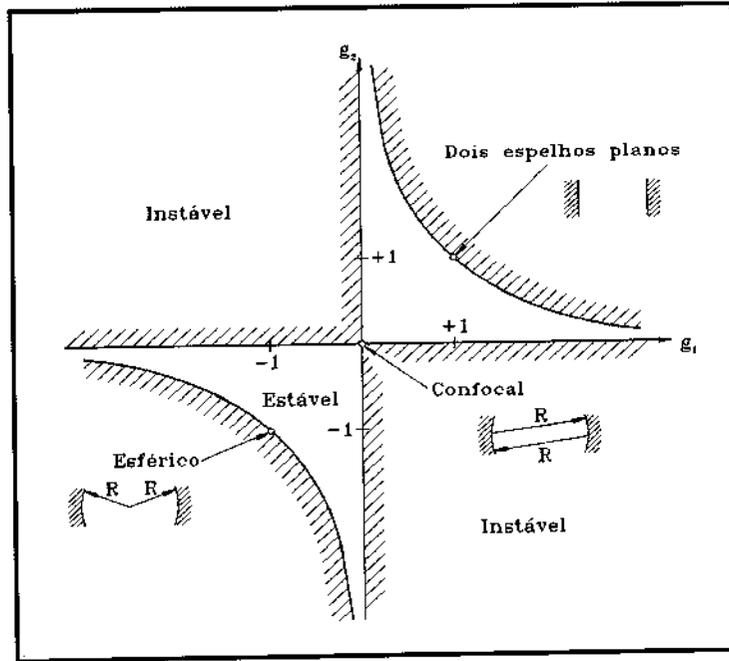


Figura 2.3 - Estabilidade da Cavidade Ressonante

Se as dimensões da cavidade são tais que o produto dos parâmetros  $g$  está dentro da região tracejada, a cavidade é estável, se está fora, é instável e se está nas fronteiras, ela está condicionalmente estável, necessitando de alinhamento perfeito [12].

## 2.5. Princípio de Funcionamento do Laser de Argônio

A emissão do laser de argônio ocorre com o átomo em seu primeiro estado ionizado,  $Ar^+$ , gerado na descarga. Este processo requer uma energia considerável, para que altas densidades de corrente sejam produzidas.

As principais linhas emitidas em regime contínuo estão na faixa do visível, sendo que as linhas em  $488,0$  e  $514,5$  nm representam aproximadamente 80% da potência total emitida pelo laser. A linha em  $476,5$  nm está entre as linhas de maior ganho, na operação pulsada. Com uma óptica de quartzo é possível observar radiação ultravioleta, na região dos  $350$  nm, com potências da ordem de  $3$  watts [13].

A literatura trata basicamente de quatro mecanismos de excitação para o laser de argônio, ilustrados nas figuras 2.4, 2.5, 2.6 e 2.7.

- **Mecanismo I**

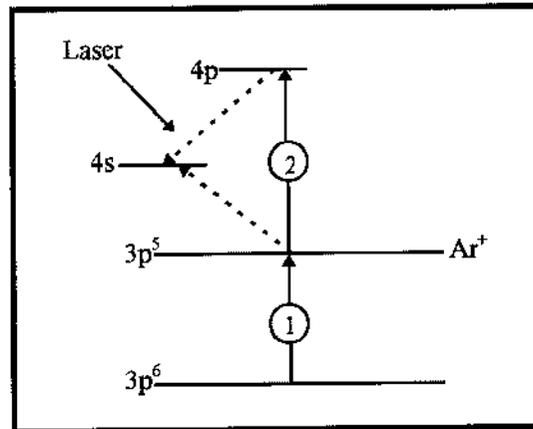


Figura 2.4 - Mecanismo I de excitação para o Laser de Argônio.

Este modelo proposto por Gordon *et al.*[13], envolve 2 colisões de elétrons (processo de dois passos). O nível superior laser é excitado por colisões entre um elétron e o estado fundamental do íon (processo 2 no gráfico - Excitação), após o íon ter sido produzido por colisão de um elétron com um átomo neutro (processo 1 no gráfico - Ionização). O nível inferior laser ( $4s$ ) é rapidamente depopulado por emissão de um fóton do ultravioleta de vácuo. Esta depopulação assume-se ser mais rápida que qualquer excitação colisional de elétron (flecha tracejada). Como a densidade da corrente eletrônica ( $J$ ) é diretamente proporcional aos dois processos, a população  $N_s$  (população do nível superior laser) varia como:

$$N_s \propto n_{\text{eletron}} n_{\text{ion}} \approx n_{\text{eletron}}^2 \propto J^2 \quad (2-19)$$

onde  $n_{\text{eletron}}$  e  $n_{\text{ion}}$  são a densidade do elétron e do íon, respectivamente.

- **Mecanismo II**

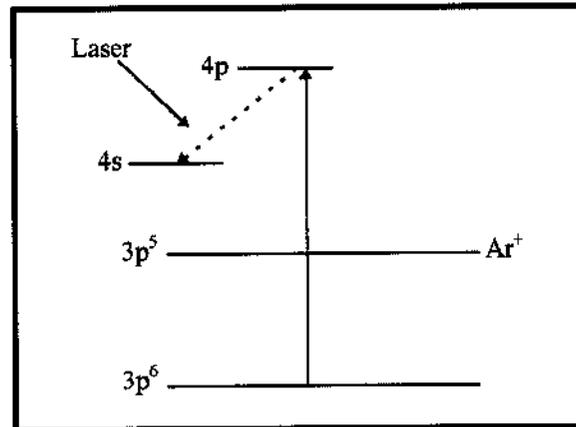


Figura 2.5 - Mecanismo II de excitação do Laser de Argônio.

O processo proposto por Bennett *et al.*[14], envolve a colisão de um único elétron (processo de único passo) e ocorre principalmente a baixa pressão e pulsos curtos. Uma descarga com alto  $E/p$  (energia em relação à pressão) é necessária para atingir excitação.

Este modo de operação tem como característica uma distribuição espectral de saída única. A linha mais forte no *ArII* pulsado é a de  $476,5 \text{ nm}$  e no modo contínuo as de  $488$  e  $514,5 \text{ nm}$ .

- **Mecanismo III (Níveis Metaestáveis)**

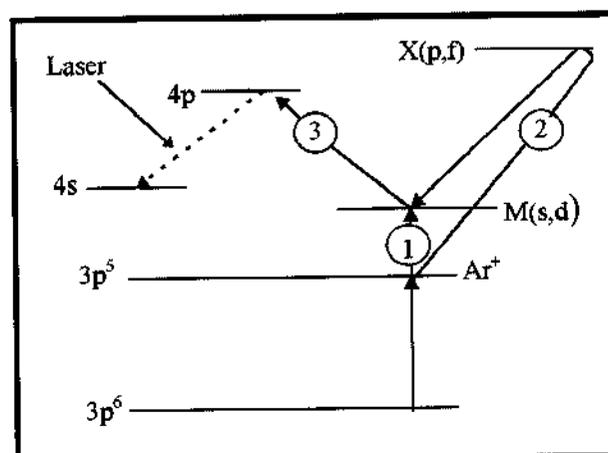


Figura 2.6 - Mecanismo III de excitação do Laser de Argônio.

Modelo proposto por Labuda *et al.*[15] em 1965, em que níveis metaestáveis servem de espécies intermediárias mais eficientes que o estado fundamental ionizado. Várias medidas comprovam que os níveis metaestáveis são altamente populados ou por colisão de



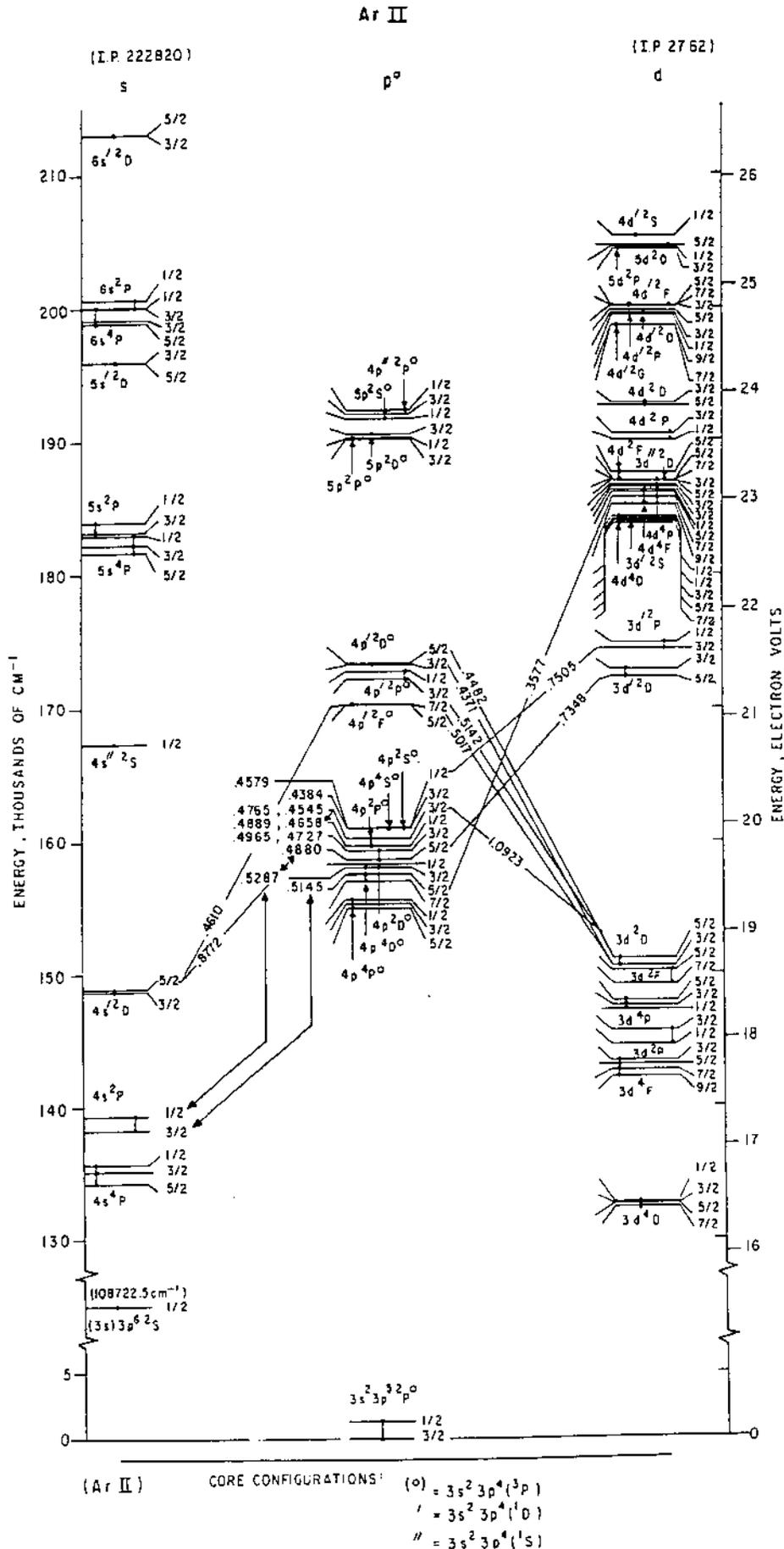


Tabela 2.1 - Níveis de Energia do Argônio.

*REFERÊNCIAS*

- [1] A. Einstein, *Phys. Z.*, **18**, 121 (1917).
- [2] R. Ladenberg, *Z. Phys.*, **48**, 15 (1928).
- [3] H. Kopfermann and R. Ladenburg, *Nature (Paris)*, **122**, 438 (1928).
- [4] H. Kopfermann and R. Ladenburg, *Z. Phys. Chem. Abt. A.*, **139**, 375 (1928).
- [5] C. Füchtbauer, G. Joos, and O. Dinkelacker, *Ann. Phys.*, **71**, 204 (1923).
- [6] C. Füchtbauer and H. Bartels, *Z. Phys.* **4**, 337 (1921).
- [7] R. D. Cowan, "The Theory of Atomic Structure and Spectra", University of California Press, Berkeley, USA (1981).
- [8] L. I. Schiff, "Quantum Mechanics", 3 ed., McGraw-Hill, N.Y. (1971).
- [9] H. C. Ohanian, "Modern Physics", Prentice Hall, N. Jersey, USA (1987).
- [10] A. Yariv, "Optical Electronics", California Institute of Technology, 4 ed., USA (1991).
- [11] J. D. Jackson, "Eletrodinâmica Clássica", 2. ed., Guanabara Dois, Rio de Janeiro (1983).
- [12] J. T. Verdeyen, "Laser Electronics", 2. ed., Prentice - Hall, Inc. (1989).
- [13] H. F. Ranea Sandoval e L. B. Scaffardi, "Algunos Tipos de Lasers", em *Laser y Optica en Ingenieria*, M. Garavaglia, Ed., CIOp, La Plata, Argentina (1990).
- [14] W. R. Bennett, Jr., J. W. Knutson, Jr., G. N. Mercer, and J. L. Detch, "Super-Radiance, Excitation Mechanisms, and Quasi-CW Oscillation in the Visible Ar<sup>+</sup> Laser", *Appl. Phys. Lett.*, **4**, 180 - 182 (1964).
- [15] E. F. Labuda, C. E. Webb, R. C. Miller, and E. I. Gordon, "A Study of Capillary Discharges in Noble Gases at High Current Densities", Presented at the 18th Gaseous Electronics Conference, Minnesota (1965).
- [16] R. F. Rudko, and C. L. Tang, "Excitation Mechanisms in the ArII Laser", *Appl. Phys. Lett.*, **9**, 41 - 44 (1966).

## **CAPÍTULO 3**

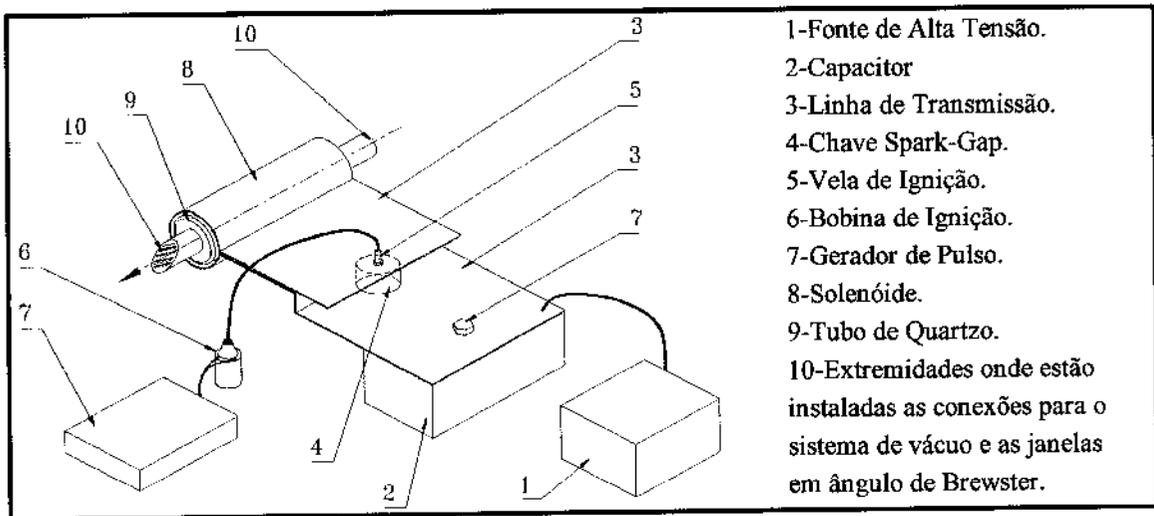
### **O THETA-PINCH**

Este capítulo é dedicado à descrição do theta-pinch utilizado para a obtenção de radiação laser. Theta-pinches são dispositivos tradicionalmente usados na Física de Plasma. Nas décadas de 60 e 70 foram muito usados como alternativa à fusão nuclear, mas atualmente, têm servido principalmente para estudo da Física de Plasma. Estas máquinas são constituídas basicamente de um capacitor, carregado a alta tensão, um solenóide de volta única que envolve o tubo de descarga e uma chave, acoplados em série por uma linha de transmissão de baixa indutância. O plasma é formado quando a chave é acionada e o capacitor descarrega, gerando correntes de dezenas de  $kA$  no solenóide e o conseqüente movimento de cargas em seu interior.

#### **3.1. Descrição do Theta-Pinch**

Em nosso sistema utilizamos a configuração mais simples de um theta-pinch, conforme esquematizado na figura 2.1. Um capacitor ( $0,429 \mu F$ ) de alta tensão (isolação de  $120kV$ ), baixa indutância (menor que  $30 nH$ ), de fabricação americana (Sangamd) foi acoplado à linha de transmissão. Numa segunda etapa do trabalho, o capacitor foi

substituído por outro de maior valor ( $1,88 \mu\text{F}/60\text{kV}$  máx.  $120 \text{ nH}$  máx.), mas com as mesmas dimensões físicas. O capacitor é carregado por um circuito constituído de um transformador de lâmpada neon de  $17 \text{ kV}$ -tap central ( $8,5 \text{ kV} + 8,5 \text{ kV}$ ), corrente máxima de  $30 \text{ mA}$  (fabricado pela Linsa) com retificação de onda completa (meia onda complementar). Foram utilizados dois resistores de carga, um para cada terminal do transformador, cada um com uma resistência de aproximadamente  $800 \text{ k}\Omega$ .



*Figura 3.1 - Esquema do Theta-Pinch.*

Para o controle da tensão na entrada do transformador utilizamos um auto-transformador variável (“Variac”,  $220\text{V}$ /monofásico), e a leitura final da tensão foi feita através de um divisor de tensão  $1:1000$ , conectado ao capacitor do theta-pinch.

A linha de transmissão que leva a corrente foi projetada para ter baixa indutância. Para sua confecção foram utilizadas placas de alumínio com  $7 \text{ mm}$  de espessura, cortadas com largura de  $19 \text{ cm}$  e dobradas de tal forma a acomodar a chave spark-gap entre o capacitor e o solenóide. As duas placas da linha de transmissão estão isoladas uma da outra por 2 camadas de filme de poliéster (Mylar, ® Du Pont) de  $0,40 \text{ mm}$  de espessura, isolamento de  $275 \text{ kV/mm}$  e  $23 \text{ cm}$  de largura, ou seja,  $2 \text{ cm}$  para fora das placas da linha de transmissão para evitar arco superficial.

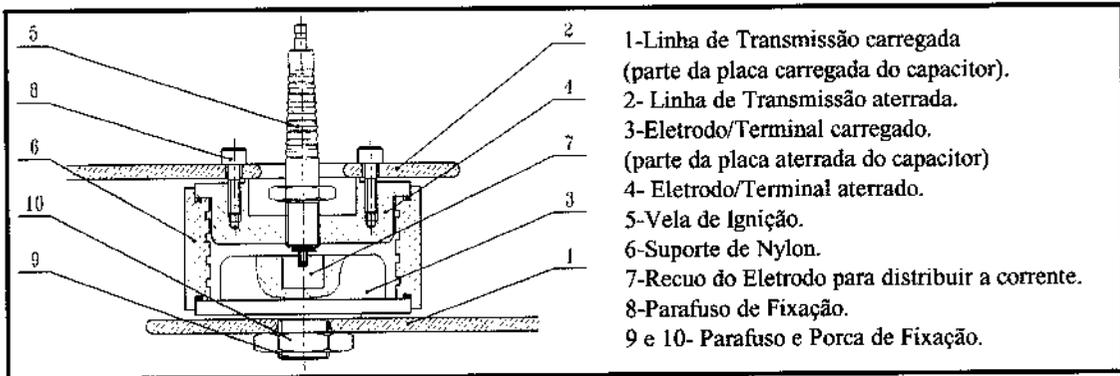


Figura 3.2 - Esquema da Chave Spark-Gap.

Devido às altas correntes e à diferença de tensão a que está submetida, a chave escolhida foi do tipo spark-gap. A configuração utilizada é mostrada na figura 3.2. Seu acionamento se dá quando a diferença de tensão entre os terminais atinge valores da ordem de 80-100% da tensão de ruptura da rigidez dielétrica do ar para o espaçamento escolhido (4 mm), que é de aproximadamente 10 kV para o ar. Neste momento um pulso de alta tensão deve ser enviado ao pino central da vela de ignição automotiva (Bosch W8DC) devidamente instalada no centro da chave. Este pulso, gerado por uma descarga capacitiva no primário de uma bobina de ignição (Bosch 12V/sem resistor), atinge -9,5 kV, causando o surgimento de um arco entre o terminal carregado da chave (ligado ao terminal carregado positivamente do capacitor) e o pino da vela de ignição. A ionização inicial do meio faz com que, num segundo momento se estabeleça uma corrente entre os terminais da chave spark-gap, fechando o circuito entre o capacitor e o solenóide. O circuito do gerador de pulso, cuja frequência pode ser ajustada entre 0,2-50 Hz, é mostrado na figura 3.3.

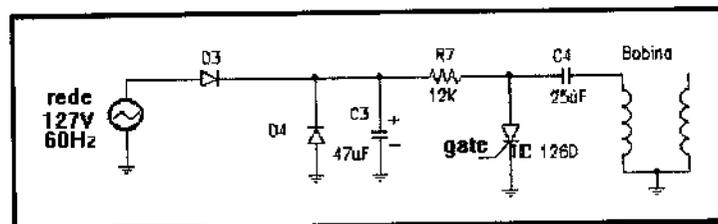


Figura 3.3 - Esquema Elétrico do Gerador de Pulso: O circuito é acionado quando um sinal externo é enviado ao SCR (TIC126 D), descarregando o capacitor (25µF/350V) através da bobina de ignição. A tensão do secundário da bobina (que é um auto-transformador) é então transmitida à chave spark-gap por meio de um cabo coaxial, fazendo com que a rigidez dielétrica de seu meio seja rompida.

O solenóide possui 5,4 cm de diâmetro interno por 19 cm de comprimento, em alumínio, envolvendo o tubo de quartzo no qual estará contido o plasma. O tubo de quartzo, com 27 cm de comprimento, tem um diâmetro maior nos 20 cm da parte central,

encaixando-se no interior do solenóide com 2 mm de folga no raio. Seu diâmetro externo é de 50 mm na parte central e de 20 mm nas extremidades.

Este estrangulamento é necessário para instalação das janelas em ângulo de Brewster<sup>1</sup>. Estas janelas foram confeccionadas em sílica fundida - grau ultravioleta (UV grade fused silica - fabricadas pela Esco), em formato elíptico (25 mm de eixo menor), 55°30' de ângulo de Brewster, precisão superficial de  $\lambda/20$ , paralelismo entre as superfícies de 1" de arco. Ambas foram coladas utilizando-se cola a base de epoxi. Para sua fixação e para a instalação das conexões do sistema de vácuo, foram construídas estruturas em aço inoxidável (liga 316-L), conforme se observa na figura 3.4 que mostra um esquema do sistema de vácuo. Cada peça possui uma conexão ISO-KF 10/16 e outra ISO-KF 20/25. De um lado foi instalada a entrada de gás e o sensor Penning (Balzers IKR-250, ISO-KF 40), e de outro lado, a saída para o sistema de vácuo e o sensor capacitivo (Balzers, ACR 263, ISO-KF 16 - faixa de medição entre  $10$  e  $10^3$  mbar).

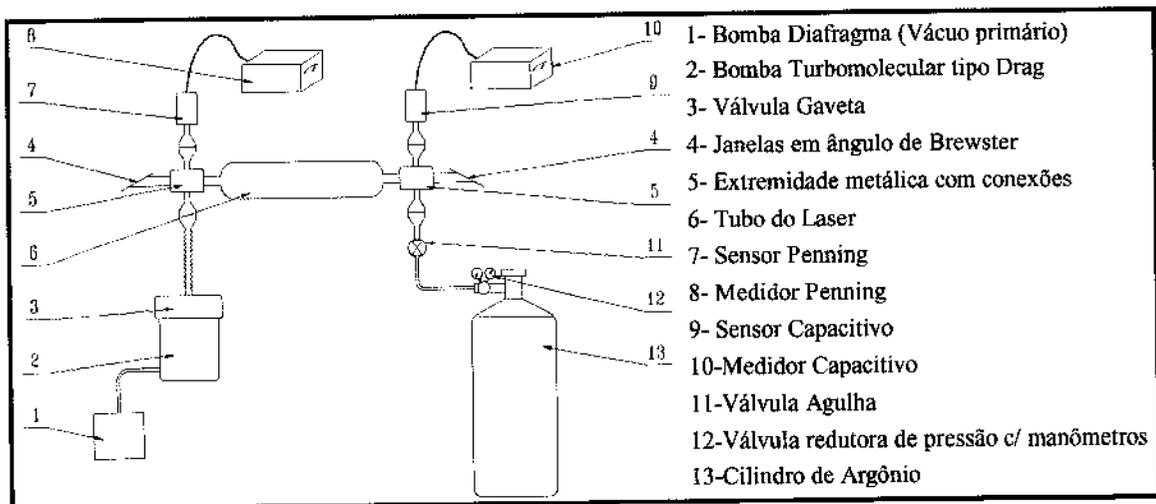


Figura 3.4 - Esquema do Sistema de Vácuo.

O sistema de vácuo utilizado é um conjunto turbomolecular DRAG (Balzers Pfeiffer, TSH 065D), velocidade de bombeamento de 56 l/s para  $N_2$ , pressão mínima menor que  $10^{-9}$  mbar, pressão máxima de funcionamento de 1000 mbar. O vácuo primário deste conjunto é feito por uma bomba de diafragma (Balzers MZ2T), livre de óleo, que produz um vácuo extremamente limpo. A pressão final do sistema é limitada a  $10^7$  mbar, devido à utilização de O-rings de viton.

<sup>1</sup> O ângulo de Brewster é dado pela expressão  $\theta_B = \arctg(n_2/n_1)$ , na qual, para o nosso caso,  $n_2$  é o índice de refração do quartzo fundido ( $n_2=1,464$ ) e  $n_1$  o índice de refração do ar ( $n_1 \approx 1$ ), resultando  $\theta_B = 55^\circ 40'$ .

O intervalo de pressão de interesse fica entre  $10^{-4}$  e  $10^{-1}$  mbar. Nestas condições de pressão, é necessária a pré-ionização do meio para que possa ocorrer o efeito pinch, razão pela qual utilizamos uma fonte de rádio-freqüência (PS-Digital, 28 Mhz, 25 watts), acoplada ao tubo por duas antenas na forma de solenóides de três voltas, de fio de cobre<sup>2</sup>.

Para o diagnóstico espectroscópico do plasma foi instalado um espectrógrafo monocromador (SPEX 500 M), ao longo do eixo de simetria do solenóide. Este espectrógrafo possui montagem Ebert, fendas de entrada e saída ajustáveis, rede de difração holográfica de 2.400 linhas/mm e  $11 \times 11$  cm<sup>2</sup> de área útil ( $f = n/4$ ), blazed em 400 nm. A detecção é feita por uma fotomultiplicadora (Hamamatsu, R955), cujo sinal pode ser analisado tanto pelo computador (análise em freqüência), quanto pelo osciloscópio (HP 54501A/100 Mhz - análise temporal rápida para uma única linha).

O Theta-pinch foi instalado sobre uma mesa óptica (Optron) de  $90 \times 100$  cm<sup>2</sup>, com tampo em ferro fundido e estrutura de colméia, suspensa por câmaras de ar para reduzir a vibração do ambiente. O argônio utilizado nos experimentos apresenta 99,999% de pureza (fornecido pela White Martins).

### 3.2. Medida dos Parâmetros Elétricos do Theta-Pinch

As medidas de corrente e período de oscilação do theta-pinch foram feitas utilizando-se uma sonda de Rogowski [1]. Este tipo de sonda é sensível à variação do fluxo magnético  $\left(\frac{d\phi}{dt}\right)$ , isto porque a diferença de potencial na sonda é dada pela Lei de Faraday-Lens [2]:

$$\varepsilon = -\frac{d\phi}{dt} \quad (3-1)$$

Se considerarmos o modelo [3] do solenóide infinito ( $l \gg R$ ) a densidade de fluxo magnético no centro do solenóide é:

<sup>2</sup> Embora tenhamos usado com sucesso fio de cobre, recomendamos que seja utilizado arame de aço inoxidável para uma melhor estabilidade mecânica da antena. A antena de cobre deforma-se facilmente ao toque, e conseqüentemente a ionização do plasma tende a não ser constante.

$$B = \frac{\mu NI}{l} \quad (3-2)$$

onde:  $B$  = densidade de fluxo,

$\mu$  = permeabilidade do meio,

$N$  = número de espiras do solenóide,

$I$  = corrente no solenóide e

$l$  = comprimento do solenóide.

Como o solenóide do theta-pinch é de volta única e o núcleo constituído de ar, a equação (3-2) torna-se

$$|\vec{B}| = \frac{\mu_0}{l} I \quad (3-3)$$

Assim como o campo  $\vec{B}$  é diretamente proporcional à corrente, podemos concluir que o sinal da sonda é diretamente proporcional à derivada de corrente.

O circuito RLC subamortecido é o modelo mais simples para explicar o theta-pinch. Vamos considerar um circuito constituído de um resistor (resistência da linha de transmissão do theta-pinch, mais a resistência da chave spark-gap), um capacitor (capacitor do theta-pinch) e um indutor (solenóide de volta única, acrescido da indutância da linha de transmissão, da chave spark-gap e do capacitor). Aplicando-se ao circuito RLC a lei de Kirchhoff para as tensões [4] temos:

$$Ri + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int i dt = 0 \quad (3-4)$$

Diferenciando-se no tempo e dividindo-se por  $L$  a equação (3-4), obtemos a equação característica dada por:

$$s^2 + \frac{R}{L} s + \omega_0^2 = 0 \quad (3-5)$$

As raízes da equação característica são:

$$s_1 = -\alpha + \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2}$$

$$s_2 = -\alpha - \sqrt{\alpha^2 - \omega_0^2},$$

onde

$$\alpha = \frac{R}{2L} \quad \text{e} \quad (3-6)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3-7a)$$

Uma vez que  $R$  é pequeno<sup>3</sup> e por isso  $\alpha \ll \omega_0$ , nosso circuito está na condição subamortecida ( $\alpha < \omega$ ) e as raízes são complexas podendo ser escritas na forma:

$$s_1 = -\alpha + j\omega_d$$

$$s_2 = -\alpha - j\omega_d$$

$$\omega_d = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2} \quad (3-7b)$$

é a frequência natural com amortecimento.

A solução para a equação de corrente no solenóide é do tipo [4]

$$i(t) = \left[ i(0) \cos(\omega_d t) - \frac{\alpha L i(0) + V(0)}{L \omega_d} \text{sen}(\omega_d t) \right] e^{-\alpha t} \quad (3-8)$$

na qual  $i(0)$  e  $V(0)$  são a corrente no circuito e a tensão no capacitor no instante inicial.

Como em nosso sistema para  $t = 0$  a corrente vale zero, então a equação (3-8) torna-se

$$i(t) = -\frac{V(0)}{L \omega_d} e^{-\alpha t} \text{sen}(\omega_d t) \quad (3-9)$$

<sup>3</sup>  $R$  depende da linha de transmissão e é da ordem de  $m\Omega$ , como veremos na seção.3.2.1.

Considerando  $\omega_d \approx \omega_0$  (pois a resistência  $R$  é pequena) temos:

$$\omega_d \approx \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Assim: 
$$i(t) = -V(0) \sqrt{\frac{C}{L}} e^{-\alpha t} \text{sen}(\omega_d t) \quad \text{ou}$$

$$i(t) = I_0 e^{-\alpha t} \text{sen}(\omega_d t) \quad (3-10a)$$

$$I_0 = -V(0) \sqrt{\frac{C}{L}} = -V(0) \omega_0 C \quad (3-10b)$$

### 3.2.1. Método Gráfico para a Obtenção da Corrente

Em nosso experimento, a sonda capta o sinal da derivada da corrente, portanto proporcional à:

$$\begin{aligned} \frac{di}{dt} &= I_0 (\omega_d \cos(\omega_d t) e^{-\alpha t} - \alpha \text{sen}(\omega_d t) e^{-\alpha t}) = \\ &= I_0 \sqrt{\omega_d^2 + \alpha^2} e^{-\alpha t} \text{sen}(\omega_d t - \text{tg}^{-1}(\omega_d / \alpha)). \end{aligned}$$

Embora o valor de  $I_0 \sqrt{\omega_d^2 + \alpha^2}$  seja sensível a geometria do experimento e da posição na qual a sonda de Rogowski foi instalada, os valores de  $\omega_0$  e  $\alpha$  podem facilmente ser obtidos em nossas medidas. A frequência angular  $\omega_0$  é diretamente obtida do período da função seno pela fórmula  $\omega_0 = 2\pi/T$  e o valor de  $\alpha$  pode ser obtido através do método gráfico. O método gráfico corresponde a calcular o módulo dos pontos extremos locais de  $di(t)/dt$ , rebatendo os pontos de mínimo do quarto para o primeiro quadrante, e extrair o logaritmo natural desses valores. Uma vez que  $\ln|i'(t)| = \ln(I_0 \sqrt{\omega_d^2 + \alpha^2}) - \alpha t_n$ , é uma função linear de  $t$ , o coeficiente da reta num gráfico mono-log corresponderá a  $(-\alpha)$ .

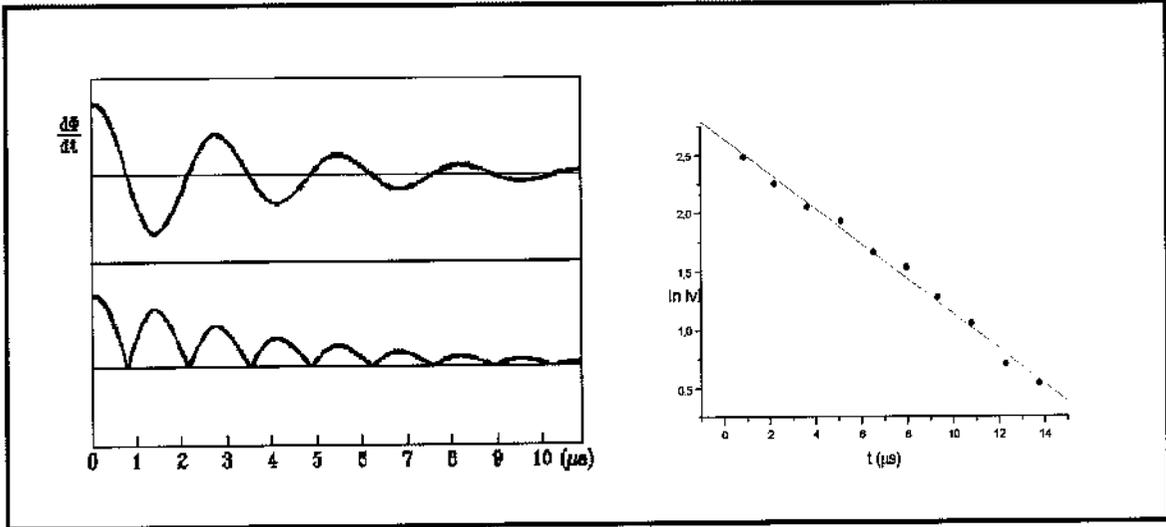


Figura 3.5 - Método gráfico para obtenção dos parâmetros da corrente.

Assim, através das medidas feitas pela sonda de Rogowski, obtivemos os valores de  $\alpha$  e  $\omega_d$  (com e sem pinch) para dois valores de capacitância distintos, conforme se observa na tabela 3.1.

Capacitor 1		Capacitor 2	
$C_1 = 0,4296 \mu F$ (Capacitância)		$C_2 = 1,88 \mu F$ (Capacitância)	
$L_{cm\acute{a}x} = 30 nH$ (Indut. máx. no capacitor)		$L_{cm\acute{a}x} = 20 nH$ (Indut. máx. no capacitor)	
Valores medidos com $V(0) = 10kV$			
Sem Pinch	Com Pinch	Sem Pinch	Com Pinch
$\alpha = 0,3767 (\mu s)^{-1}$	$\alpha' = 0,5900 (\mu s)^{-1}$	$\alpha = 0,1523 (\mu s)^{-1}$	$\alpha' = 0,1805 (\mu s)^{-1}$
$\omega_d = 5,416 (\mu s)^{-1}$	$\omega'_d = 5,463 (\mu s)^{-1}$	$\omega_d = 2,182 (\mu s)^{-1}$	$\omega'_d = 2,182 (\mu s)^{-1}$
$I_0 = 23,3 kA$	$I_0 = 23,5 kA$	$I_0 = 41,0 kA$	

Tabela 3.1 - Valores dos parâmetros  $\alpha$ ,  $\omega_d$  e  $I_0$  para a corrente  $I(t) = I_0 e^{-\alpha t} \text{sen}(\omega t)$  do theta-pinch. Para a situação com pinch,  $\alpha'$  e  $\omega'_d$  são aproximações.

Para o cálculo de  $L$  (indutância total) e  $R$  (resistência) do circuito, utilizamos os valores obtidos para  $\alpha$  e  $\omega_d \approx \omega_0$  sem pinch. Assim para calcular  $L$  temos:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{3-11}$$

portanto:

$$L = \frac{1}{C\omega_0^2}$$

Substituindo os valores de  $\omega_0$  e  $C$  para cada capacitor utilizado encontramos:

$$L_1 = 79,3 \text{ nH} \quad \text{e} \quad L_2 = 111,8 \text{ nH} \quad (3-12)$$

Podemos também encontrar o valor da resistência do circuito pela equação (3-6), fazendo  $R = 2L\alpha$ . Substituindo o valor de  $L$  e  $\alpha$ , sem pinch, obtemos o valor aproximado de  $R$  equivalente do circuito (inclui solenóide, linha de transmissão, chave e capacitor):

$$R_1 = 59,8 \text{ m}\Omega \quad \text{e} \quad R_2 = 34,05 \text{ m}\Omega \quad (3-14)$$

O valor de  $R$  varia conforme as características elétricas do capacitor e da corrente que passa pela chave spark-gap.

Observamos que a descarga RLC muda suas características quando ocorre o efeito pinch. A envoltória, que é uma exponencial decrescente, evidencia uma perda de energia mais acentuada, enquanto a frequência de oscilação permanece quase inalterada. De fato, os valores da frequência angular e da constante de amortecimento deixam de corresponder às definições (3-6) e (3-7b), podendo ser obtidos quando se inclui a presença do plasma como parte do circuito de descarga, como veremos na próxima seção.

### 3.2.2. Circuito Elétrico com Plasma

Embora a solução exata para o circuito RLC subamortecido leve à expressão (3-8), quando há plasma no interior do solenóide este modelo não funciona tão bem.

Ao considerarmos que o circuito real deve conter o plasma, acoplado indutivamente, nosso modelo passa a ter uma nova malha:

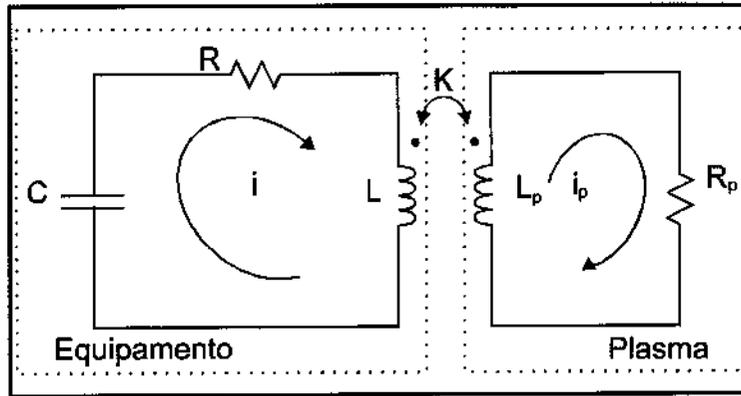


Figura 3.6 - Esquema Elétrico do Circuito RLC com Plasma.

O plasma se comporta como um indutor de indutância  $L_p$ , acoplado ao solenóide de indutância  $L$ , através da indutância mútua, que vale

$$M = K\sqrt{L L_p} \quad (3-15)$$

A resistência  $R_p$  corresponde à perda de energia devido à absorção pelos átomos e pelas colisões com as paredes. Neste caso, as novas equações do circuito serão:

Malha da Linha de Transmissão:

$$\frac{Q}{C} + Ri + L \frac{di}{dt} - M \frac{di_p}{dt} = 0 \quad (3-16)$$

Malha do Plasma:

$$L_p \frac{di_p}{dt} - M \frac{di}{dt} + R_p i_p = 0 \quad (3-17)$$

onde  $i_p$  é a corrente do plasma.

A solução correta para este modelo deveria levar em conta a variação de  $R_p$ ,  $L_p$  e  $M$  no tempo, já que este é um sistema pulsado. Entretanto, para nossos objetivos é suficiente a aproximação na qual estes parâmetros são mantidos constantes. Nesta caso, a solução do sistema formado pelas equações (3-16) e (3-17) leva à equação:

$$\frac{l}{RC}Q + \left[1 + \frac{L_p}{R_p} \frac{l}{RC}\right] \dot{Q} + \left[\left(\frac{L}{R}\right) + \left(\frac{L_p}{R_p}\right)\right] \ddot{Q} + \frac{L}{R} \frac{L_p}{R_p} [1 - K^2] \dddot{Q} = 0,$$

ou usando a nomenclatura usual

$$\frac{1}{RC} = \frac{1}{\tau}$$

$$\frac{L}{R} = \frac{1}{2\alpha}$$

$$\frac{L_p}{R_p} = \frac{1}{2\alpha_p}$$

Temos:

$$\frac{l}{\tau}Q + \left[1 + \frac{l}{2\alpha_p} \frac{1}{\tau}\right] \dot{Q} + \left[\frac{1}{2\alpha_p} + \frac{1}{2\alpha}\right] \ddot{Q} + \frac{l}{2\alpha_p} \frac{1}{2\alpha} [1 - K^2] \dddot{Q} = 0 \quad (3-18)$$

Uma solução direta para esta equação pode ser obtida fazendo  $Q = Q_0 e^{zt}$ , de onde resulta a equação característica. Mas se supormos  $z = x + jy$  e considerarmos os valores obtidos experimentalmente, podemos determinar  $x$  e  $y$  e então encontrar os valores de  $\alpha_p$  e  $K$  da equação (3-10). Assim, substituindo  $Q = Q_0 e^{zt}$  em (3-18):

$$\frac{l}{\tau} + \left[1 + \frac{l}{2\alpha_p} \frac{1}{\tau}\right] [x + jy] + \left[\frac{1}{2\alpha_p} + \frac{1}{2\alpha}\right] [x^2 + 2jxy - y^2] + \frac{l}{2\alpha_p} \frac{1}{2\alpha} [1 - K^2] [x^3 + 3jx^2y - 3xy^2 - jy^3] = 0 \quad (3-19)$$

As soluções da equação (3-19) podem ser obtidas igualando-se a parte real e a parte imaginária a zero.

Parte real:

$$\frac{1}{\tau} + \left(1 + \frac{1}{2\alpha_p} \frac{1}{\tau}\right)x + \left(\frac{1}{2\alpha_p} + \frac{1}{2\alpha}\right)(x^2 - y^2) + \frac{1}{2\alpha_p} \frac{1}{2\alpha}(1 - K^2)(x^3 - 3xy^2) = 0 \quad (3-19a)$$

Parte imaginária:

$$\left(1 + \frac{1}{2\alpha_p} \frac{1}{\tau}\right)y + \left(\frac{1}{2\alpha_p} + \frac{1}{2\alpha}\right)2xy + \frac{1}{2\alpha_p} \frac{1}{2\alpha}(1 - K^2)(3x^2y - y^3) = 0 \quad (3-19b)$$

Que se reduzem a:

$$\left(\frac{1}{2\tau}x + \frac{1}{2}fx' - y' + \frac{1}{4\alpha}x' - \frac{1}{4\alpha}3xy'\right)\frac{1}{\alpha_p} - \left(\frac{1}{4\alpha}x' - \frac{1}{4\alpha}3xy'\right)\frac{K^2}{\alpha_p} = \left(-\frac{1}{2\alpha}x^2 + \frac{1}{2\alpha}y^2 - x - \frac{1}{\tau}\right) \quad (3-20a)$$

$$\left[\frac{1}{2\tau}y + xy + \frac{1}{4\alpha}(3yx^2 - y^3)\right]\frac{1}{\alpha_p} - \left[\frac{1}{4\alpha}(3x^2y - y^3)\right]\frac{K^2}{\alpha_p} = -y - \frac{xy}{\alpha} \quad (3-20b)$$

correspondendo a um sistema linear com incógnitas  $\left(\frac{1}{\alpha_p}\right)$  e  $\left(\frac{K^2}{\alpha_p}\right)$ .

O sistema composto pelas equações (3-20) deve possuir 3 soluções  $z_n = x_n + jy_n$ . Note entretanto, que estas equações são invariantes frente a substituição de  $y_n$  por  $-y_n$  de onde concluímos que, se  $z$  é solução do sistema, então necessariamente seu complexo conjugado  $z^*$  também o é. Feitas estas considerações, podemos concluir que uma das 3 soluções possíveis deve ser real, e assim a solução geral para a corrente  $i(t)$  é do tipo:

$$i(t) = a_1 \exp((x_1 + jy_1)t) + a_2 \exp((x_1 - jy_1)t) + a_3 \exp(x_3t)$$

Considerando que a solução deve ser real, devemos ter  $a_1 = (a_2)^*$ . Assim, temos:

$$i(t) = \exp(x_1t)(A \operatorname{sen}(y_1t) + B \operatorname{cos}(y_1t)) + C \exp(x_3t)$$

Além disso, como a condição de contorno de corrente inicial nula deve ser satisfeita, temos:

$$i(t=0) = B + C = 0,$$

e portanto:

$$i(t) = \exp(x_1 t)(A \operatorname{sen}(y_1 t) + B \operatorname{cos}(y_1 t)) - B \exp(x_3 t).$$

Esta equação pode ser reescrita como

$$i(t) = \exp(x_1 t)(\sqrt{A^2 + B^2}) \operatorname{sen}(y_1 t + \operatorname{tg}^{-1}(B/A)) - B \exp(x_3 t) \quad (3-21)$$

e ainda, como o sinal é proporcional à derivada da corrente temos  $di/dt$ :

$$\frac{di}{dt} = \exp(x_1 t) \sqrt{(A^2 + B^2)(x_1^2 + y_1^2)} \operatorname{sen}(y_1 t + \operatorname{tg}^{-1}(B/A) + \operatorname{tg}^{-1}(y_1/x_1)) - x_3 B \exp(x_3 t) \quad (3-22)$$

O gráfico abaixo mostra o sinal de  $di/dt$  para o experimento com pinch cujos valores de  $\alpha'$  e  $\omega_d'$  foram apresentados na tabela 3.1.

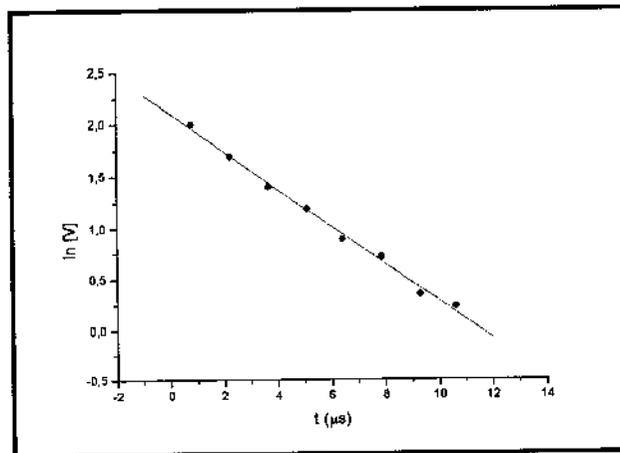


Figura 3.7 - Método gráfico aplicado ao caso de descarga com pinch.

Observando a equação acima, percebemos que o termo exponencial ora é somado, ora é subtraído da parte oscilante do lado direito da equação, de tal forma que, se  $x_3$  tivesse valor comparável à raiz presente no primeiro termo, deveríamos ter duas retas distintas definidas uma pela soma (quando o seno for negativo) e outra pela diferença (quando o seno for positivo). Como se observa no gráfico, dentro da precisão de nossas medidas - a qual é suficiente para nossos objetivos - o sinal obtido desvia muito pouco da reta obtida pelo método dos mínimos quadrados. Por isto podemos supor que para a situação com pinch, o valor de  $B$  em (3-22) é desprezível frente ao valor de  $A$  e assim podemos supor que  $i(t)$  vale:

$$i(t) = A \exp(x_1 t) \operatorname{sen}(y_1 t) = I_0 \exp(x_1 t) \operatorname{sen}(y_1 t) \quad (3-23)$$

De fato, os valores de  $x_I$  e  $y_I$  são conhecidos experimentalmente, correspondendo a  $-\alpha'$  e  $\omega'_d$  na situação onde há pinch, descrita na tabela 3.1. Assim, para

$$x_I = -0,1805 (\mu s)^{-1}$$

$$y_I = 2,182 (\mu s)^{-1}$$

$$\tau = RC = (34,05 \cdot 10^{-3}) (1,88 \cdot 10^{-6}) = 64,01 \cdot 10^{-3} (\mu s)$$

$$\alpha = 0,1523 (\mu s)^{-1}$$

teremos o seguinte sistema derivado das equações (3-20):

$$\begin{bmatrix} 0,448 & -4,222 \\ -0,053 & 16,703 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1/\alpha_p \\ K^2/\alpha_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0,079 \\ 0,404 \end{bmatrix}$$

de onde resulta:

$$\alpha_p = 2,3651 (\mu s)^{-1} \text{ e}$$

$$K = 0,24569$$

Como o plasma é interno ao solenóide é razoável que  $M$  seja aproximadamente igual à indutância do próprio plasma (R. Feymann et al.,[5] vol 2, sec. 17-6), logo

$$K^2 L L_p = L_p^2 \Rightarrow L_p = L K^2$$

$$L_p = 6,75 \text{ nH} \quad (3-24a)$$

A resistência equivalente do plasma por sua vez também pode ser calculada:

$$\alpha_p = \frac{R_p}{2 L_p} \Rightarrow$$

$$R_p = 2 L_p \alpha_p$$

$$R_p = 31,92 \text{ m}\Omega \quad (3-24b)$$

Para calcular a energia transferida ao plasma partimos da equação (3-17), substituindo a expressão para  $di/dt$  em (3-23), com  $B=0$  e  $A=I_0$ , para encontrar  $i_p(t)$ :

$$L_p \frac{di_p}{dt} + R_p i_p = M I_0 e^{x t} \sqrt{x^2 + y^2} \text{sen}(y t + \theta), \quad (3-25)$$

para a qual

$$\theta = \text{tg}^{-1}(y/x), \quad (3-26)$$

pode ser resolvida supondo-se  $i_p(t) = f(t)e^{x t}$ , e substituindo em (3-25):

$$L_p e^{x t} \left[ x f + \frac{df}{dt} \right] + R_p e^{x t} f = M I_0 e^{x t} \sqrt{x^2 + y^2} \text{sen}(y t + \theta)$$

e portanto

$$L_p \left[ x f + \frac{df}{dt} \right] + R_p f = M I_0 \sqrt{x^2 + y^2} \text{sen}(y t + \theta)$$

A solução desta equação é a soma de uma solução particular ( $f_i$ ) mais a solução da equação homogênea ( $f_H$ ), tal que  $f_p = f_i + f_H$ . A solução particular pode ser resolvida facilmente usando fasores: Fazemos  $f_i = \text{Im}\{F\}$ ,  $F = F_0 e^{j y t}$ , e  $df_i/dt = \text{Im}\{dF/dt\}$ ,  $dF/dt = j y F_0 e^{j y t}$ , e além disso,  $\text{sen}(y t + \theta) = \text{Im}\{e^{j(y t + \theta)}\}$ , para obter:

$$L_p [x F + j y F] + R_p F = M I_0 \sqrt{x^2 + y^2} \angle \theta$$

cuja solução é:

$$F = \frac{M I_0 \sqrt{x^2 + y^2} \angle \theta}{L_p [x + j y] + R_p} = \frac{M I_0 \sqrt{x^2 + y^2} \angle (\theta - \delta)}{\sqrt{[L_p x + R_p]^2 + [L_p y]^2}}$$

$$\text{tg}(\delta) = \frac{L_p y}{x L_p + R_p}. \quad (3-27)$$

Reescrevendo  $F$  no domínio do tempo, encontramos  $f_i(t)$ :

$$f_i(t) = M I_0 \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\sqrt{(L_p y)^2 + (x L_p + R_p)^2}} \text{sen}(y t + \theta - \delta) \quad (3-28)$$

A solução da equação homogênea também é trivial, e corresponde a

$$f_H(t) = C e^{-\left[\frac{R_p + xL_p}{L_p}\right]t} \quad (3-29)$$

Somando (3-28) e (3-29), recompondo  $i(t)$ , e observando a condição inicial de corrente nula, temos:

$$i_p(t) = MI_0 \sqrt{\frac{x^2 + y^2}{(L_p y)^2 + (xL_p + R_p)^2}} e^{xt} \operatorname{sen}(yt + \theta - \delta) + C e^{-\left[\frac{R_p + xL_p}{L_p}\right]t}$$

$$i_p(0) = 0 = MI_0 \sqrt{\frac{x^2 + y^2}{(L_p y)^2 + (xL_p + R_p)^2}} \operatorname{sen}(\theta - \delta) + C$$

$$i_p(t) = MI_0 \sqrt{\frac{x^2 + y^2}{(L_p y)^2 + (xL_p + R_p)^2}} \left[ e^{xt} \operatorname{sen}(yt + \theta - \delta) - e^{-\frac{R_p}{L_p}t} \operatorname{sen}(\theta - \delta) \right] \quad (3-30)$$

Comparando-se as constantes de amortecimento da equação (3-30), observamos que o valor de  $-R_p/L_p$  ( $5,93 (\mu s)^{-1}$ ) é aproximadamente 33 vezes maior que o valor de  $x$  ( $-0,18 (\mu s)^{-1}$ ), razão pela qual desprezamos o segundo termo de (3-30) no restante deste cálculo. A energia total dissipada no plasma é assim, o resultado da integral

$$E_p = \int_0^{\infty} R_p i_p^2 dt$$

$$E_p = R_p M^2 I_0^2 \frac{x^2 + y^2}{(L_p y)^2 + (xL_p + R_p)^2} \int_0^{\infty} e^{2xt} \operatorname{sen}^2(yt + \theta - \delta) dt$$

$$E_p = R_p M^2 I_0^2 \frac{x^2 + y^2}{(L_p y)^2 + (xL_p + R_p)^2} \frac{1}{4} \left[ \frac{\operatorname{sen}(2(\theta - \delta) + tg^{-1}(x/y))}{\sqrt{x^2 + y^2}} - \frac{1}{x} \right]$$

considerando que  $tg^{-1}(x/y) + tg^{-1}(y/x) = \pi/2$  e que  $L_p \approx M$ , temos:

$$E_p = R_p I_0^2 \frac{x^2 + y^2}{y^2 + \left(x + \frac{R_p}{L_p}\right)^2} \frac{1}{4} \left[ \frac{\cos(\theta - 2\delta)}{\sqrt{x^2 + y^2}} - \frac{1}{x} \right] \quad (3-31)$$

Substituindo os valores de  $R_p$ ,  $L_p$ ,  $x$ ,  $y$ ,  $I_0$ ,  $\theta$  e  $\delta$

$I_0$	41 kA
$R_p$	31,92 mΩ
$L_p$	6,75 nH
$x$	-0,1805 (μs) <sup>-1</sup>
$y$	2,182 (μs) <sup>-1</sup>
$\theta = \text{tg}^{-1}(y/x)$	-85,271°
$\delta = \text{tg}^{-1}\left(\frac{L_p y}{x L_p + R_p}\right)$	25,682°

encontramos o valor da energia total transferida para o plasma:

$$E_p = 13,19 \text{ Joule}$$

ou  $E_p(\%) \approx 14\%$  da energia total armazenada no capacitor, antes de iniciar-se o pulso.

### 3.3. Medidas Espectroscópicas

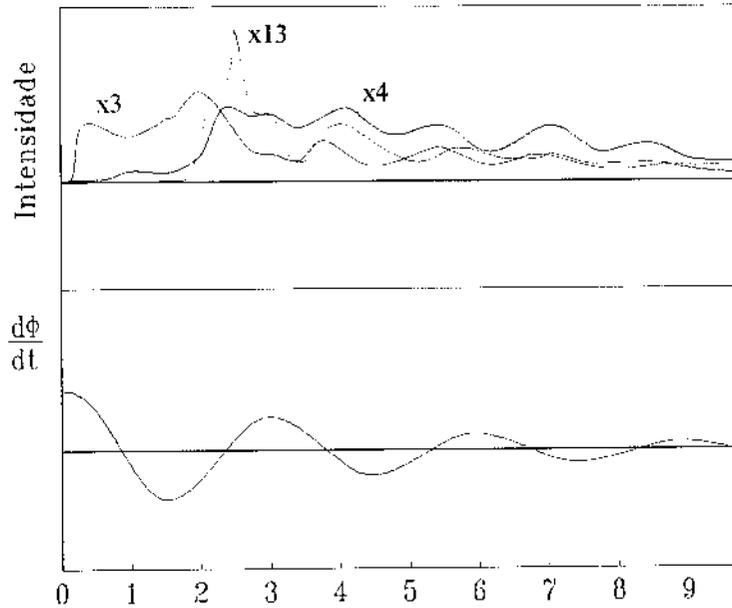
A espectroscopia possibilita conhecer as espécies ionizadas presentes no plasma, bem como fazer uma estimativa das energias dessas partículas e dos elétrons (os elétrons são os principais responsáveis pelos processos de excitação e ionização atômica devido à sua relação carga/massa alta, portanto favorável).

Foram medidas as intensidades das emissões de  $Ar^+$  ( $\lambda=434,8063\text{ nm}$ ,  $\lambda=476,4862\text{ nm}$  e  $\lambda=487,9860\text{ nm}$ ),  $Ar^{++}$  ( $\lambda=379,537\text{ nm}$ ) e  $Ar^{+++}$  ( $\lambda=292,633\text{ nm}$ ), cujas linhas pertencem respectivamente ao segundo ( $Ar\ II$ ), terceiro ( $Ar\ III$ ) e quarto ( $Ar\ IV$ ) espectro do argônio. As linhas do argônio neutro ( $Ar\ I$ ,  $\lambda=565,07054\text{ nm}$ ,  $\lambda=549,5876\text{ nm}$ ,  $470,23155\text{ nm}$  e  $451,07335\text{ nm}$ ) foram pesquisadas, mas possuíam sinal da mesma ordem de grandeza do ruído - relação sinal/ruído baixa -, mesmo com a fenda bem aberta ( $100\ \mu\text{m}$ ).

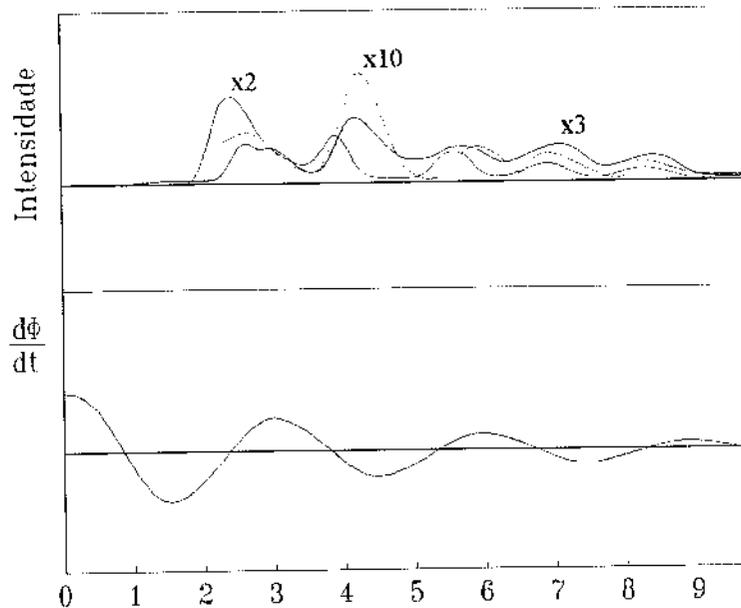
Os gráficos mostram o sinal da fotomultiplicadora registrado no osciloscópio para as linhas do  $Ar\ II-IV$ , comparadas com  $d\phi/dt$  (variação do fluxo magnético em relação ao tempo), que é proporcional à derivada da corrente  $di/dt$ . Algumas conclusões podem ser tiradas a respeito da dinâmica do plasma.

Os gráficos apresentados (figuras 3.8-3.11) correspondem à tensão inicial de 9,5 kV no capacitor do theta-pinch, para pressões de  $10\ \mu\text{bar}$  (figura. 3.8),  $5\ \mu\text{bar}$  (figura. 3.9),  $1,6\ \mu\text{bar}$  (figura.3.10) e  $0,8\ \mu\text{bar}$  (figura 3.11).

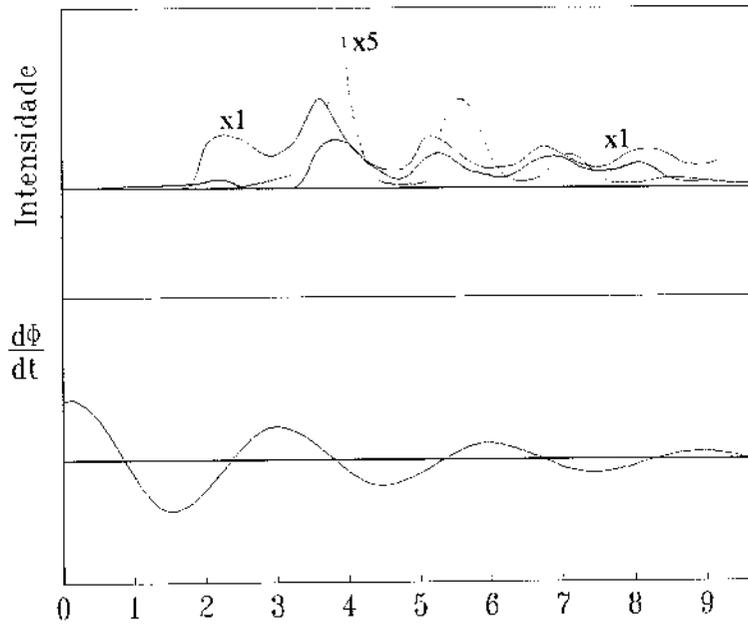
Comparando-se estes gráficos, observa-se claramente o processo de ionização do plasma. Invariavelmente, é sempre a emissão do  $Ar^+$  que aparece primeiro. As linhas de argônio mais ionizado aparecem com atraso, ou no mesmo semi-ciclo, ou com atraso de pelo menos um semi-ciclo. Este é um processo de “aquecimento” do plasma, no qual os elétrons cedidos pelo  $Ar^+$  colaboram no processo de ionização dos estágios seguintes.



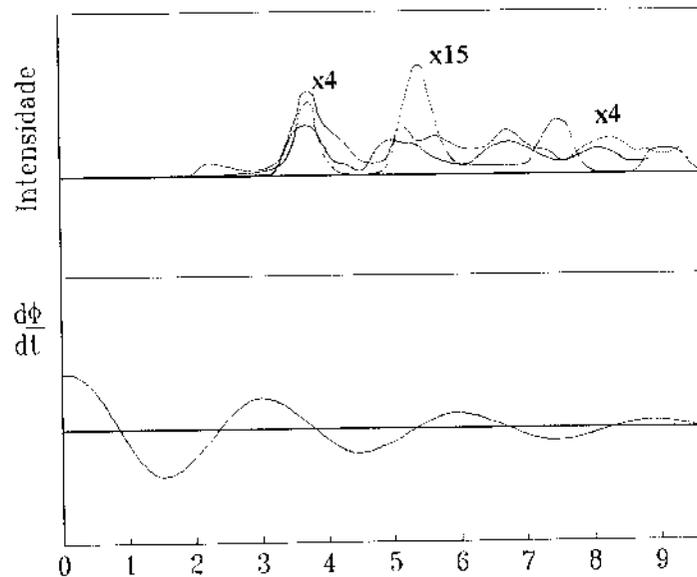
**Figura 3.8** - Emissão espectral do plasma do theta-pinch. Pressão no tubo:  $10\mu\text{bar}$ . Tensão inicial no capacitor:  $9,5\text{ kV}$ . O sinal da fotomultiplicadora é para as linhas de Ar II@  $476,5\text{ nm}$ (●), Ar III@  $379,5\text{ nm}$ (●) e Ar IV@  $292,6\text{ nm}$  (●). O sinal na parte de baixo da figura (●), captado com sonda de Rogowski, corresponde à variação do fluxo magnético e é proporcional à variação da corrente no solenóide durante a descarga .



**Figura 3.9**.- Emissão espectral do plasma do theta-pinch. Pressão no tubo:  $5\mu\text{bar}$ . Tensão inicial no capacitor:  $9,5\text{ kV}$ . O sinal da fotomultiplicadora é para as linhas de Ar II@  $476,5\text{ nm}$ (●), Ar III@  $379,5\text{ nm}$ (●) e Ar IV@  $292,6\text{ nm}$  (●). O sinal na parte de baixo da figura (●) é proporcional à variação da corrente (ver figura 3.8).



**Figura 3.10** - Emissão espectral do plasma do theta-pinch. Pressão no tubo:  $1,6 \mu\text{bar}$ . Tensão inicial no capacitor:  $9,5 \text{ kV}$ . O sinal da fotomultiplicadora é para as linhas de Ar II@  $476,5 \text{ nm}$ (●), Ar III@  $379,5 \text{ nm}$ (●) e Ar IV@  $292,6 \text{ nm}$  (●).



**Figura 3.11** - Emissão espectral do plasma do theta-pinch. Pressão no tubo:  $0,8 \mu\text{bar}$ . Tensão inicial no capacitor:  $9,5 \text{ kV}$ . O sinal da fotomultiplicadora é para as linhas de Ar II@  $476,5 \text{ nm}$ (●), Ar III@  $379,5 \text{ nm}$ (●) e Ar IV@  $292,6 \text{ nm}$  (●).

A observação de diferentes íons é indicativa da presença de elétrons livres com energias da mesma ordem de grandeza das energias de ionização correspondentes. Linhas de *Ar II* garantem a existência de elétrons com energia cinética da mesma ordem de grandeza da energia de ionização do argônio neutro, ou seja  $15,76 \text{ eV}$ . Linhas de *Ar III* por sua vez, correspondem a elétrons com energias da ordem de  $27,63 \text{ eV}$ , e o *Ar IV* necessita de elétrons com energia da ordem de  $40,098 \text{ eV}$  para surgir [6].

A qualidade da ionização inicial depende da densidade do gás. Densidades muito baixas dificultam o processo, chegando a impossibilitar o surgimento do efeito pinch abaixo de um certo limite. Em nossos experimentos, este fenômeno pode ser observado ao se comparar o atraso no início do pinch para pressões entre  $0,8$  e  $10 \mu\text{bar}$ .

Observando a descarga a  $10 \mu\text{bar}$ , percebemos que este é o único caso dentre os estudados que o sinal luminoso - no caso de  $\text{Ar}^+$  - aparece forte já no primeiro semi-ciclo, causado por uma ionização mais eficiente. Entretanto, para esta pressão o aquecimento é mais "lento", porque as partículas são mais lentas, devido a um livre caminho médio relativamente menor. A energia média das partículas é menor neste caso. Assim, observamos o surgimento de  $\text{Ar}^{++}$  no segundo semi-ciclo e somente no terceiro é que o espectro do  $\text{Ar}^{+++}$  surge com intensidade considerável.

Uma menor eficiência no processo de ionização leva a um atraso de 1 semi-ciclo (aproximadamente  $1,8 \mu\text{s}$ ) para o início da emissão a pressões de  $5 \mu\text{bar}$  e  $1,6 \mu\text{bar}$ , e com maior atraso (aproximadamente  $3,5 \mu\text{s}$ ) para a pressão de  $0,8 \mu\text{bar}$ .

Os picos nas populações de argônio ionizado não são simultâneos para as diferentes espécies. Para nossas condições experimentais, os picos de  $\text{Ar}^+$  ocorrem antes dos picos de  $\text{Ar}^{++}$  e  $\text{Ar}^{+++}$ , retratando o processo de aquecimento da descarga. Estes máximos ocorrem com o dobro da frequência do sinal da corrente, uma vez que a transferência de energia para o plasma varia com o quadrado da corrente.

A presença de radiação laser depende da ocorrência de inversão de população, a qual poderia ser confirmada experimentalmente.

Para fazê-lo, devemos considerar que a intensidade de uma linha, quando observada na tela do osciloscópio é função de uma série de fatores: Pela terceira linha da

equação (2-9) - que trata da emissão espontânea - sabemos que a intensidade de uma linha é proporcional à densidade de átomos no estado inicial ( $N_s$ ), à degenerescência do nível inicial ( $g_s$ ), à taxa de transição ( $A_{sr}$ ) e à energia de cada fóton ( $h\nu_{sr}$ ). A intensidade é proporcional também a fatores externos como óptica utilizada e à tensão no osciloscópio, de maneira que podemos representar o que estamos afirmando através da expressão (ver alternativamente, V. Vujnovic and W. L. Wiese, ref. [7]):

$$N_s = (cte.) I_{sr} / h\nu_{sr} g_s A_{sr} \quad (3-30)$$

Comparando-se a intensidade de uma linha, emitida por um átomo inicialmente no estado superior laser (*sup*), com outra emitida por um átomo inicialmente no estado inferior laser (*inf*), independente de quais sejam os estados finais (*a* ou *b*) destes átomos, obtemos a expressão

$$N_{sup}/N_{inf} = (I_{sup-a} h\nu_{inf-b} g_{inf} A_{inf-b}) / (I_{inf-b} h\nu_{sup-a} g_{sup} A_{sup-a}) \quad (3-31)$$

que representa a proporção entre populações. Assim, quando a razão do lado esquerdo da expressão (3-31) é maior que a unidade, significa que está havendo inversão entre as populações dos níveis *sup* e *inf*. Infelizmente, não foi possível fazer esta medida com o equipamento disponível em nosso laboratório. A razão disto é que as linhas de interesse emitidas pelos estados inferior laser estão na região do ultravioleta de vácuo. Para o caso da linha laser em 476,5 nm, a emissão do estado inferior  $4s^2P_{1/2}$  ocorre em 71,80898 nm para a transição  $3p^4(^3P)4s^2P_{1/2} \rightarrow 3p^5^2P_{3/2}$  e em 72,55485 nm para a transição  $3p^4(^3P)4s^2P_{1/2} \rightarrow 3p^5^2P_{1/2}$  (standard NIST [8]). Necessitamos portanto de um espectrógrafo a vácuo para realizar estas medidas.

*REFERÊNCIAS*

---

- [1] I.H. Hutchinson, "Lectures in Plasma Diagnostics", IV Latin American Workshop on Plasma Physics -Courses-, 143-206, Buenos Aires, Ar. (1990).
- [2] J. D. Jackson, "Eletrodinâmica Clássica", 2 ed., Guanabara Dois, Rio de Janeiro (1983).
- [3] J. D Kraus, "Eletromagnetismo", 2 ed. (1978). J. D. Jackson, "Eletrodinâmica Clássica", 2 ed., Guanabara Dois, Rio de Janeiro (1983).
- [4] Y. Burian Jr., "Circuitos Elétricos", 5.6, UNICAMP-Campinas (1991).
- [5] R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, "The Feynman Lectures on Physics", 6th. ed., California Institute of Technology, USA (1977).
- [6] R. D. Cowan, "The Theory of Atomic Structure and Spectra", Univ. California Press, USA (1981).
- [7] V. Vujnovic and W. L. Wiese, J. Phys. Chem. Ref. Data, **21**(5), 919-939 (1992).
- [8] R. L. Kelly and L. J. Palumbo, "Atomic and Ionic Emission Lines below 2000 Angstroms", NRL Report 7599 (USA).

## **CAPÍTULO 4**

### **TRANSFORMANDO UM THETA-PINCH NUM LASER**

A partir das observações do capítulo anterior, pudemos notar que nosso sistema está fora do equilíbrio termodinâmico. Nos experimentos com theta-pinches, é fato conhecido [1] que as populações dos átomos neutros (ou mesmo fracamente ionizados) chegam a praticamente desaparecer durante a descarga. Esta situação, embora seja indicadora de que está havendo inversão de população, traz consigo a dificuldade de realização de cálculos teóricos e simulações que pudessem prever as populações dos níveis de interesse para emissão laser.

Nossa conclusão sobre a viabilidade de se produzir laser a partir de um theta-pinch, baseou-se portanto, apenas nas evidências experimentais da situação de um sistema fora do equilíbrio termodinâmico e na presença de argônio uma vez ionizado em abundância, conforme observado no capítulo anterior. Como veremos, nossa hipótese pôde ser confirmada na prática, e este capítulo é dedicado a descrever como foi possível transformar um theta-pinch num laser de argônio.

## 4.1. A Cavidade Ressonante

A construção da cavidade ressonante passa pela determinação de seus parâmetros, ou seja, da distância entre os espelhos, seus raios de curvatura, refletividades e a região espectral de interesse.

### 4.1.1. Refletividade dos Espelhos

Em nosso laser escolhemos a configuração na qual um dos espelhos é 100% refletor, restando portanto, a determinação do coeficiente de reflexão do espelho de saída, responsável pela transmissão do feixe. Esta escolha é importante, uma vez que, se este coeficiente de transmissão ( $T_s$ ) for muito grande, as perdas excedem o ganho por “round-trip” no interior da cavidade, e a emissão laser não é possível. Se por outro lado  $T_s$  for muito pequeno, o laser pode estar oscilando com muito brilho dentro da cavidade, mas fora da cavidade o feixe é fraco. Evidentemente há um acoplamento ótimo, e para uma saída máxima o valor da refletividade é dado pela equação (6.5-11 [2]):

$$1 - R(\text{ideal}) = -L + (g_0 L)^{1/2} \quad (4-1)$$

onde  $R(\text{ideal})$  é refletividade do espelho de saída,

$g_0 = \gamma_0 l_g$  ganho não saturado por “round trip”;

$\gamma_0$  é o ganho de pequeno sinal,

$l_g$  é o comprimento do meio onde há ganho na cavidade e

$L$  é a fração perdida internamente por “round trip”, causada por exemplo por alinhamento imperfeito, componentes ópticos de qualidade ruim e absorção residual.

Em nosso experimento reutilizamos como substrato os espelhos de um laser de HeNe, fabricado pela Zeiss-Jena, desativado. Seus espelhos possuem raios de curvatura 2,5 m e diâmetro de 1 polegada. A camada refletora desses espelhos foi retirada e uma nova deposição de dielétrico foi feita nos laboratórios do Instituto de Física de São Carlos.

Para uma descarga tipo theta-pinch não conhecemos o valor de ( $\gamma_0$ ), e assim não podemos utilizar a equação (4-1). Nossa decisão baseou-se em artigos [3] e [4] que tratam da construção de lasers de argônio pulsado, de onde concluímos que a nova camada depositada deveria possuir 96% de refletividade na faixa de 400-530 nm. Esta faixa de comprimento de onda é rica em transições do laser de  $Ar^+$ , conforme se vê na tabela 4.1. As linhas laser de 476,5 nm, 488 nm, 496,5 nm e 514,5 nm, são as de maior ganho e foram as primeiras a serem investigadas.

$\lambda$ (nm)	Ganho pulsado (dB/m) (experimental.)	Transição
457,9	0,6	$4p^2S_{1/2}^0 - 4s^2P_{1/2}$
465,8	0,7	$4p^2P_{1/2}^0 - 4s^2P_{3/2}$
476,5	>3,7	$4p^2P_{3/2}^0 - 4s^2P_{1/2}$
488,0	3,0	$4p^2D_{5/2}^0 - 4s^2P_{3/2}$
496,5	2,8	$4p^2D_{3/2}^0 - 4s^2P_{1/2}$
501,7	1,0	$4p^2F_{5/2}^0 - 4s^2D_{3/2}$
514,5	2,1	$4p^2F_{7/2}^0 - 4s^2D_{5/2}$

*Tabela 4.1- Ganho observado experimentalmente para várias transições laser em regime pulsado. Os valores de ganho foram obtidos da ref. [5], enquanto as designações foram obtidas da ref. [6].*

#### 4.1.2. Especificações Geométricas da Cavidade Ressonante

Nossa cavidade ressonante utilizou a carcaça do mesmo laser da Zeiss-Jena que cedeu os espelhos. Sua estrutura em aço é bastante estável, mas sua principal vantagem é o sistema de ajuste  $xy\theta\phi$  dos espelhos. Este sistema facilita muito o alinhamento da cavidade.

Como visto no capítulo 2, as equações (2-17) e (2-18) mostram os parâmetros de estabilidade da cavidade ( $g_1$  e  $g_2$ ) e a condição de estabilidade da cavidade. Calculando o produto de  $g_1$  e  $g_2$ , para nosso caso (cavidade simétrica,  $R_1 = R_2 = 2,5$  m e  $d = 0,49$  m), encontramos  $g_1 = g_2 = 0,8$  e portanto a equação (2-18) mostra que nossa cavidade é estável, isto é,

$$0 \leq g_1.g_2 = 0,64 \leq 1.$$

As equações (2-15) e (2-16) relacionam os parâmetros do feixe gaussiano com a geometria da cavidade. Para os parâmetros de nossa cavidade, a cintura mínima do feixe (usando  $-R_1 = R_2 = 2,5 m$  para ajustar ao significado de (2-15)), é de  $2\omega_0 = 0,674 mm$ , enquanto que a divergência do feixe é de  $\theta = 0,89 mrad$ .

As janelas do tubo do laser foram instaladas em ângulo de Brewster. Nestas condições a onda incidente não sofre reflexão para sua fração polarizada linearmente na direção do plano definido, pelo eixo óptico do sistema e a direção perpendicular à superfície da janela (polarização no plano p). A polarização horizontal (polarização no plano s) sofre reflexão da ordem de 15%, perda esta que garante que o feixe produzido será linearmente polarizado na direção do plano p.

As janelas compradas da Esco Products foram confeccionadas em quartzo fundido e possuem uma precisão superficial da ordem de  $\lambda / 20$ . O paralelismo da superfície destas janelas é menor que 1" de arco, importante para minimizar o desvio do feixe.

Parâmetros da Cavidade Ressonante		
Tipo		<i>Simétrica</i>
Raios dos Espelhos		<i>2,5 m</i>
Refletividade	Esp. Traseiro	<i>100%</i>
	Esp. de Saída	<i>96%</i>
Região Espectral		<i>400-530 nm</i>
$g_1 \cdot g_2$		<i>0,64 (Estável)</i>
Cintura Mínima do Feixe ( $TEM_{00}$ )		<i>0,674 mm</i>
Divergência do feixe ( $TEM_{00}$ )		<i>0,89 mrad</i>
Ângulo de Brewster		<i>34,4°</i>

*Tabela 4.2 - Parâmetros da cavidade ressonante.*

#### 4.1.3. Procedimento para Alinhamento do Sistema

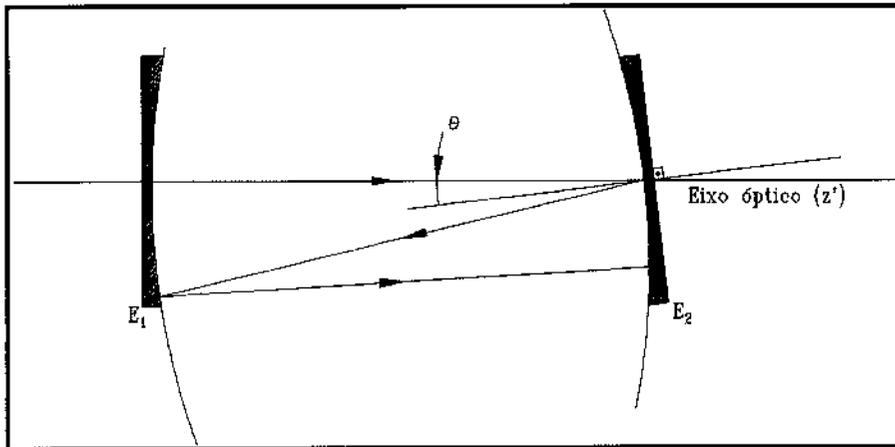
O alinhamento de uma cavidade é o processo mais delicado da montagem de um laser. Consiste basicamente em fazer com que os espelhos sejam colocados com seus centros alinhados e com suas superfícies perpendiculares ao eixo óptico, que por sua vez deve atravessar o meio ativo, numa dada trajetória, previamente escolhida. Há diferentes técnicas de alinhamento.

No quadro abaixo reproduzimos os passos seguidos para se obter o alinhamento de nossa cavidade, com os elementos de que dispúnhamos no laboratório.

<b>PROCEDIMENTO PARA ALINHAMENTO DA CAVIDADE</b>	
Passo	Descrição

- 1 *Alinhe o laser de HeNe com o eixo de simetria do theta-pinch. Sem o tubo de quartzo, use gabaritos de papelão para alinhar o feixe com o centro do solenóide. Instale o laser a uma distância suficientemente grande (5 metros por exemplo). Isto aumentará a sensibilidade dos ajustes, uma vez que a reflexão do feixe sobre seu próprio caminho é um dos critérios de alinhamento que utilizamos.*
- 2 *Instale o tubo de quartzo. Instale a armação da cavidade ressonante (sem os espelhos).*
- 3 *Tampe as extremidades com as janelas em ângulo de Brewster (não toque em sua superfície) e faça vácuo. Deixe o sistema acomodar-se e verifique se as janelas e o tubo do laser não se movem ao ligar e desligar o sistema de vácuo. Em caso de movimento, fixe estas partes da melhor maneira possível.*
- 4 *Instale o espelho traseiro. Faça com que o feixe do laser de HeNe, incidindo pela dianteira, seja refletido pelo espelho traseiro de maneira que retorne à sua origem. Instale um fotodiodo alinhado com o feixe, atrás do espelho traseiro. O sinal ficará mais intenso quando o feixe, tendo sido refletido pelo espelho traseiro alinhar-se com os espelhos de sua própria cavidade (do laser de HeNe).*
- 5 *Instale o espelho de saída usando o mesmo procedimento do item 4.*

Ao alinhar os espelhos, qualquer variação do ângulo ( $\theta$ ) que espelho faça com o eixo óptico  $z'$  é crítica. A figura 4.1 mostra o que ocorre com um feixe que atravessa uma cavidade não alinhada.



*Figura 4.1 - Traçado de raios para uma cavidade desalinhada. Na situação próxima ao alinhamento ideal o raio incide sobre os espelhos  $E_1$  e  $E_2$  mais de uma vez.*

O feixe entra pela esquerda, atravessa o espelho  $E_1$  e é refletido pelo espelho  $E_2$ . Como  $E_2$  está desalinhado, mesmo um feixe incidindo sobre o eixo óptico, não volta sobre o mesmo caminho, como seria esperado.

De fato, o feixe pode perder-se pelas extremidades da cavidade depois de algumas reflexões entre  $E_1$  e  $E_2$ . Ao iniciarmos o alinhamento da cavidade utilizamos um laser de HeNe, incidindo sobre o eixo óptico. Nas situações próximas à condição na qual os espelhos estão paralelos, observa-se dois ou mais pontos luminosos sobre a superfície do espelho de saída ( $E_2$ ). Esta situação começa a ocorrer quando o raio, após ser refletido pela primeira vez por  $E_1$ , atinge a borda do espelho  $E_2$ .

#### 4.1.4. Desvio do Feixe em Função do Ângulo de Desalinhamento

O percurso do raio luminoso pode ser calculado com o auxílio das matrizes de traçado de raio. Para facilitar nossos cálculos devemos levar em consideração que uma cavidade não alinhada corresponde a um reposicionamento do eixo óptico, conforme se nota na figura 4.2.

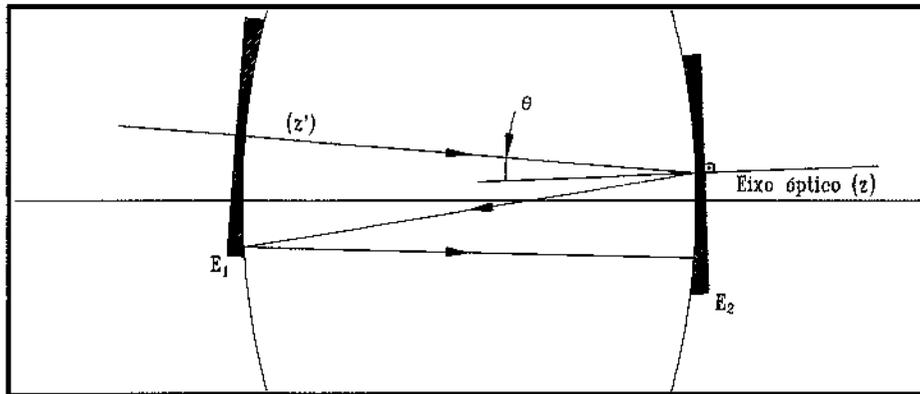


Figura 4.2 - Cavidade desalinhada com reposicionamento do eixo óptico.

A escolha do eixo  $z$  é feita de tal forma que este esteja perpendicular a  $E_1$  e  $E_2$  simultaneamente, correspondendo à situação na qual o novo eixo passa pelos centros de curvatura dos dois espelhos. O desenho na figura 4.2 reproduz o traçado da figura 4.1, apenas reposicionando os espelhos adequadamente. Note que os espelhos estão deslocados transversalmente, uma vez que o raio incidente, correspondente ao eixo antigo ( $z'$ ), está alinhado com o centro dos mesmos.

Considerando que o raio incide pela esquerda, passa pelo centro de  $E_1$  e atinge  $E_2$  no centro, e que a distância entre os espelhos é  $d$ , podemos escrever o vetor óptico (p. 35 [7]) para o raio que emerge da superfície de  $E_1$  como:

$$\begin{bmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R \\ -1 \end{bmatrix} \frac{R}{2R-d} \theta \quad (\theta \text{ pequeno}),$$

onde  $\frac{R}{2R-d} \theta$  é o ângulo entre  $z$  e  $z'$ . Considerando os valores de  $R_1$ ,  $R_2$  e  $d$ , podemos calcular o valor numérico do vetor óptico sobre a superfície do espelho  $E_1$  (em metros):

$$\begin{bmatrix} r_i \\ r'_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2,5 \\ -1 \end{bmatrix} 0,554 \cdot \theta$$

Usando o formalismo de matrizes de traçado de raio, a matriz que corresponde à uma transmissão e uma reflexão pela cavidade é

$$T_{trans} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ -1/f & 1-d/f \end{bmatrix},$$

ou numericamente (em metros),

$$T_{trans} = \begin{bmatrix} 1 & 0,49 \\ -0,8 & 0,6 \end{bmatrix},$$

que pode ser usada para calcular o vetor óptico sendo refletido pela primeira vez pelo espelho  $E_2$ :

$$\begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0,49 \\ -0,8 & 0,6 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 2,5 \\ -1 \end{bmatrix} 0,554 \theta$$

$$\begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 2,01 \\ -2,6 \end{bmatrix} 0,554 \theta$$

A primeira reflexão sobre o espelho  $E_1$  é realizada fazendo  $(T_{trans})^2$ :

$$\begin{bmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0,49 \\ -0,8 & 0,6 \end{bmatrix}^2 \begin{bmatrix} 2,5 \\ -1 \end{bmatrix} 0,554 \theta$$

$$\begin{bmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0,73 \\ -3,19 \end{bmatrix} 0,554 \theta .$$

Neste ponto convém lembrar que, embora os raios dos espelhos sejam conhecidos ( $1$  polegada  $\approx 25,4$  mm para ambos espelhos), quando passamos do sistema com eixo  $z'$  para o sistema com eixo  $z$ , as bordas dos espelhos se deslocaram. Assim, o valor de  $r_k$  para a  $k$ -ésima reflexão, não deve estar fora dos seguintes intervalos:

$$-12,5 \text{ mm} + r_0 \leq r_k \leq 12,5 \text{ mm} + r_0, \text{ para reflexões no espelho } E_1 \text{ e}$$

$$-12,5 \text{ mm} + r_l \leq r_k \leq 12,5 \text{ mm} + r_l, \text{ para reflexões no espelho } E_2$$

desta forma, o limite para  $\theta$ , para a primeira reflexão sobre  $E_1$  é de  $12,8 \text{ mrad}$ .

Fazendo  $[T_{trans}]^3$  obtemos o vetor óptico em sua segunda reflexão sobre  $E_2$ :

$$\begin{bmatrix} r_3 \\ r'_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0,49 \\ -0,8 & 0,6 \end{bmatrix}^3 \begin{bmatrix} 2,5 \\ -1 \end{bmatrix} 0,554 \theta$$

$$\begin{bmatrix} r_3 \\ r'_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -0,83 \\ -2,53 \end{bmatrix} 0,554 \theta$$

Comparando o valor de  $\theta$  com a posição das bordas de  $E_2$ , concluímos que  $\theta$  não deve ultrapassar  $7,95 \text{ mrad}$ , para que o raio incidente possa atingir  $E_2$  pela segunda vez.

## 4.2. A Emissão Laser

Em outubro de 1995 nosso sistema já estava montado e alinhado, dependendo da instalação dos equipamentos em processo de importação (sistema de bombeamento turbomolecular e espectrógrafo monocromador) para entrar em operação. Decidimos então realizar alguns experimentos utilizando uma bomba mecânica de duplo estágio (Edwards E2M18) disponível em nosso laboratório. Foi nesta primeira série de experimentos, realizada em condições precárias, que observamos pela primeira vez a radiação azul causada pela ação laser do argônio.

Esta situação ocorreu apenas no primeiro dia de experimentos. Naquela época, as condições que levaram a esta observação não se repetiram, de onde concluímos que a contaminação do interior do tubo do laser, causada pelo "backstream" da bomba mecânica, deveria ser a causa da inconstância do laser. De fato, a observação do primeiro pulso de luz ocorreu nos primeiros instantes de operação da bomba. Nesta situação o óleo não tinha migrado para o interior do sistema, pois ainda estava frio. Comparando-se a pressão de operação do laser com a pressão mínima obtida pela bomba mecânica ( $\approx 1 \mu\text{bar}$ ) é fácil constatar que a quantidade de impurezas era comparável à quantidade de argônio no sistema.

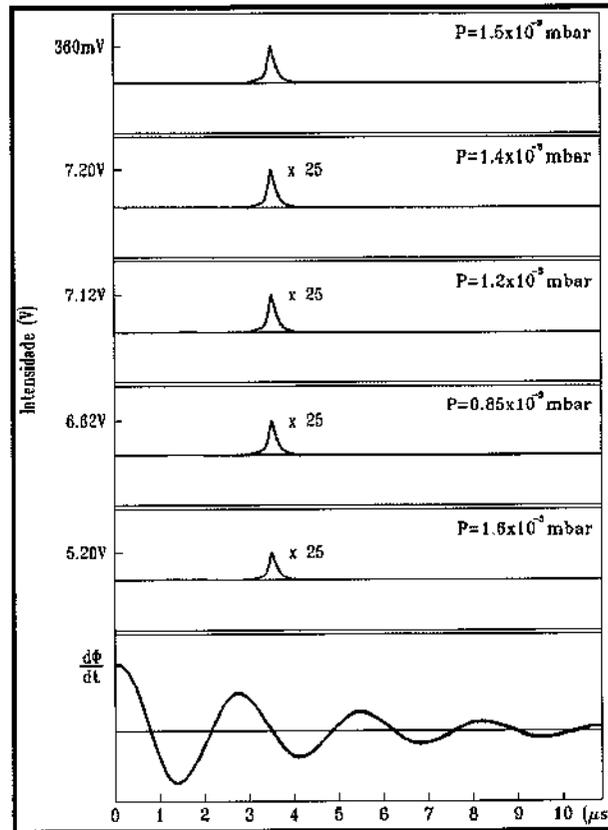
### 4.2.1. O Experimento

Com a chegada dos novos equipamentos, foi possível montar o sistema definitivo, conforme descrito no capítulo 2. Para garantir a ausência de resíduos de óleo no interior da câmara, a montagem experimental foi aberta e limpa. Novo alinhamento foi realizado. A bomba turbomolecular foi instalada e o vácuo final do sistema alcançou pressão final da ordem de  $10^7$  mbar. O espectrógrafo foi alinhado com o eixo óptico do theta-pinch, de tal forma que um feixe laser alinhado com este eixo incidisse no centro dos espelhos e da rede de difração do espectrógrafo.

Uma série de experimentos foi realizada variando-se a tensão de 6 a 10 kV e a pressão a valores abaixo de 10  $\mu$ bar. A ação laser foi observada então, numa faixa entre 0,5 e 2,5  $\mu$ bar, para uma tensão de 10 kV no capacitor. Embora um intenso pulso azul pudesse ser percebido, sua distribuição espacial era difusa, tendendo a modos transversais de ordem alta, razão pela qual uma lente de quartzo (0,5 m de distância focal) foi utilizada para focalizar o feixe na entrada do espectrógrafo. A distribuição do meio ativo por um volume muito maior que aquele compreendido pelo  $TEM_{00}$  é a causa desta dispersão.

Os resultados das observações espectroscópicas podem ser observados na figura 4.3, que mostra o sinal de saída da fotomultiplicadora para a linha  $ArII@476,5$  nm para emissão laser a pressões de 0.85, 1.2, 1.4 e 1.6  $\mu$ bar e para a emissão espontânea a 1.5  $\mu$ bar da mesma transição. A emissão gerada quando os espelhos estão colocados é aproximadamente 25 vezes mais intensa que a emissão espontânea (sem cavidade).

A presença de outras linhas na faixa de refletividade dos espelhos foi investigada. Não foi observada ação laser para as linhas 457.9, 465.8, 488, 496.5 e 514.5 nm.



*Figura 4.3 - Emissão espontânea e emissão laser para a linha de 476,5 nm. A intensidade medida em volts é referente à tensão observada no osciloscópio depois que a corrente vinda da fotomultiplicadora foi aplicada ao resistor de  $50\Omega$  (casador de impedância). Os valores marcados correspondem à intensidade máxima observada.*

A duração do pulso laser (largura a meia altura) medida é de aproximadamente 270 ns, aumentando para 400 ns quando se trata de emissão espontânea, sendo estes tempos bem menores do que a duração total da descarga do theta-pinch, da ordem de  $10\mu\text{s}$ . A emissão mostrou-se mais intensa e melhor definida para pressões próximas a  $1,4\mu\text{bar}$ .

O principal problema observado, para o qual muito esforço deve ser dedicado para sua solução, diz respeito à reprodutibilidade dos experimentos. Embora pequenas variações sejam observadas quando se registra o sinal originado da ação laser, freqüentemente o sistema não responde ao pulso do theta-pinch e a ação laser simplesmente não é observada. Este tipo de instabilidade pode ocorrer durante uma série de experimentos, quando alguns falham, mas pode também acontecer do laser demorar semanas para voltar funcionar. Podemos observar que o sinal da linha 476,5 nm mostrado no capítulo 3, não coincide com o perfil apresentado nos gráficos da figura 4.3. O sinal de emissão espontânea

correspondente a figura 4.3, possui apenas um pico e duração menor que o sinal das figuras 3.8 a 3.11, registradas quando o sistema não estava emitindo laser. É possível, entretanto, lançar algumas hipóteses bem fundamentadas e que muito provavelmente indicam as ações a serem feitas para corrigir o problema.

#### 4.2.2. Análise

Da análise dos dados da figura 4.3, podemos concluir que houve ação laser em nosso experimento, uma vez que a presença da cavidade ressonante foi capaz de amplificar a intensidade da emissão por um fator de aproximadamente 25. A diminuição da duração do pulso, de 400 ns para 270 ns conforme observado em nosso experimento, ocorre porque quando há emissão laser, a depopulação do estado superior é mais rápida, uma vez que é precipitada pela emissão estimulada. Este é um teste clássico para a detecção de emissão estimulada [7].

A presença de modos transversais de ordem superior deve-se ao fato do plasma ativo possuir um diâmetro da ordem de 10 mm. Comparando-se com a cintura do feixe no modo  $TEM_{00}$ , que é de 0,674 mm, percebemos que apenas 0,6 % do volume total do meio ativo contribui para oscilação do laser neste modo. O restante da energia fica disponível para modos de ordem mais elevada, cujo sinal observamos. A presença de modos de oscilação de ordem superior causa a emissão em comprimentos de onda um pouco deslocados daqueles emitidos pelo modo fundamental, alargando a distribuição de intensidades. Indica também que o sistema não atinge a saturação durante a operação pulsada [8].

Para se explicar a diferença entre os sinais obtidos na figura 4.3 e 3.8-3.11, precisamos encontrar os fatores que mudaram de um experimento para outro, já que as condições de pressão e tensão foram mantidas.

Num primeiro momento, concluímos que a impureza do meio ativo foi a razão pela qual não observamos ação laser. Isto de fato ocorreu antes da instalação do sistema de vácuo definitivo, mas depois da instalação do novo sistema, totalmente seco e capaz de produzir pressões 4 ordens de grandeza abaixo da pressão de operação do laser, este problema deixou de interferir em nossos resultados.

A hipótese mais provável é que o sinal da fonte de rádio-freqüência (RF), responsável pela pré-ionização do plasma, esteja prejudicando nossos resultados. Uma transferência de energia eficiente da fonte de RF para o plasma melhora a condição de pré-ionização, importante para um efeito pinch intenso no momento da descarga. Nossas observações indicam que o pulso laser ocorre exatamente no primeiro pico de emissão espontânea, mesmo quando consideramos a situação dos experimentos descritos nas figuras 3.8-3.11, ou seja, cerca de  $3,4 \mu s$  após o início da descarga. Nesta etapa, a pré-ionização é especialmente importante, já que é nos primeiros semi-ciclos que se estabelece a ionização do plasma.

De fato, pudemos observar em nossos experimentos, que o plasma causado pela fonte de RF oscila conforme as condições do local (presença ou contato com objetos próximos), e variações mínimas no formato da antena, feita de fio de cobre. Esta oscilação se evidenciou pela alteração do brilho e da distribuição espacial do volume excitado, conforme se alteravam as condições acima. Não é de se duvidar que as condições da descarga, e portanto da emissão laser, também variassem.

Considerando que a natureza dinâmica do plasma dificulta a realização de um bom casamento de impedâncias, recomendamos a instalação de uma fonte de RF de maior potência, que garanta uma pré-ionização eficiente, bem como a confecção de uma nova antena, em aço inoxidável (portanto mais rígida), instalada em um suporte firme, de maneira a evitar oscilações na transferência de energia da antena para o plasma na pré-ionização do meio ativo.

*REFERÊNCIAS*

---

- [1] C. J. B. Pagan, “Estudo Espectroscópico de Gases Nobres Medianamente Ionizados”, Tese de Doutorado, IFGW, UNICAMP (1991).
- [2] A. Yariv, “Optical Electronics”, California Institute of Technology, 4a. Ed., USA (1991).
- [3] A.L.S. Smith, and M.H. Dunn, “L-12 - Time-Resolved Spectra of High-Current Pulsed Argon Lasers”, IEEE J. Quant. Electr., **QE-4N**, 838-842 (1968).
- [4] S. Hattori, and T. Goto, “Properties of Inductively Excited Ar<sup>+</sup> Ion Laser in High-Current Regions”, J. Appl. Phys., **39**, 5998-6003 (1968).
- [5] W. R. Bennet, Jr., J. W. Knutson, Jr., G. N. Mercer, and J. L. Detch, “Super-Radiance, Excitation Mechanisms, and Quasi-cw Oscillation in the Visible Ar<sup>+</sup> Laser”, Appl. Phys. Lett., **4 (10)**, 180-182 (1964).
- [6] V. Vujnovic and W. L. Wiese, “A Critical Compilation of Atomic Transition Probabilities for Single Ionized Argon”, J. Phys. Chem. Ref. Data, **21(5)**, 919-939 (1992).
- [7] J. T. Verdeyen, “Laser Electronics”, Sec. Ed., Prentice-Hall Int., p.191, USA (1989)
- [8] M. Garavaglia, “El Laser”, em Laser y Optica en Ingenieria, p. 1-90, CIOp, La Plata (1989).

## CAPÍTULO 5

### CONCLUSÃO

O principal objetivo deste trabalho foi demonstrar, pela primeira vez, que é possível obter emissão laser através da excitação do meio ativo por meio de uma descarga tipo theta-pinch. Nossa montagem foi projetada e construída para este fim, partindo de uma infra-estrutura básica mínima, existente no laboratório de pesquisa do DMCSI, na época de sua instalação.

O theta-pinch foi caracterizado através das medidas elétricas obtidas através de uma sonda de Rogowski. A partir destas medidas, calculamos a corrente de pico e demais parâmetros elétricos, e principalmente pudemos prever a energia total transferida para o plasma, dado importante para se ter uma idéia da eficiência do laser que estávamos construindo. As observações espectroscópicas mostraram que a descarga é rica em espécies ionizadas, sendo possível observar a emissão do *Ar II-IV*. É bastante provável que estejam presentes espécies ainda mais fortemente ionizadas, correspondentes à ionização da última sub-camada do argônio, apenas visível por espectroscopia do ultravioleta de vácuo. Ao final de nosso trabalho havíamos conseguido obter a radiação laser esperada e ter um bom

Depois do sucesso inicial, propomos que a próxima meta para melhorar nosso experimento seja no sentido de aumentar a reprodutibilidade da descarga. As ações a serem consideradas incluem a instalação de um amplificador de RF para melhorar a pré-ionização e a modificação do suporte da antena aumentando sua estabilidade mecânica. Outras ações possíveis são a instalação de uma gaiola de metálica, que evite a perda de energia para o ambiente externo e o projeto e instalação de um circuito casador de impedâncias.

Nosso trabalho abre novas perspectivas para projetos futuros. A presença de íons superiores ao  $Ar^+$ , sugere a pesquisa de ação laser no ultravioleta, em transições pertencentes tanto ao  $Ar^+$ , como em espécies mais ionizadas, como é o caso do laser de Xe, que emite a partir de transições do  $Xe IV$ . A oscilação no modo transversal fundamental  $TEM_{00}$ , deve ser buscada. Soluções possíveis podem ser obtidas pela introdução de um “pin-hole”, para limitar a ação laser em um diâmetro menor, bem como a escolha de novos espelhos com raios de curvatura maiores ( $R_1 = 20m$  e  $R_2 = \infty$ ), que aumentarão consideravelmente o volume do modo fundamental.

Este laser pode ainda operar em modo quase-contínuo, com a instalação de uma fonte capaz de fornecer energia para operação em *50 pulsos por segundo*. Esta iniciativa já está em andamento em nosso laboratório.

A realização deste trabalho só foi possível graças ao auxílio do PADCT, que desde o início acreditou no sucesso deste projeto.