

**Universidade Estadual de Campinas
Instituto de Física "Gleb Wataghin"**

**INTERFEROMETRIA COM
LASER DE CO₂
NO TC-1 DA UNICAMP**

por **Roosevelt Droppa Jr.** ✓

Orientador: Prof. Dr. Munemasa Machida

*Este exemplar corresponde à redação final
da tese de mestrado defendida pelo aluno
Roosevelt Droppa Junior e aprovada pela
comissão julgadora. Campinas, 12 de maio de 1998*

Trabalho apresentado ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da

Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos à obtenção

do título de Mestre em Ciências

Fevereiro / 1998

UNIDADE	IFGW
N.º CHAMADA:	
V.	34519
P.	395/98
PREÇO	R\$ 11,00
DATA	21/07/98
N.º CPD	0460113244-8

IF-1132

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA DO IFGW- UNICAMP

D837i

Droppa Jr., Roosevelt

**Interferometria com laser de CO₂ no TC-1 da UNICAMP /
Roosevelt Droppa Jr. – Campinas, SP:[s.n.], 1998.**

Orientador: Munemasa Machida.

**Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de
Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".**

**1. Interferometria. 2. Plasma. 3. Laser. I. Machida,
Munemasa. II. Universidade Estadual de Campinas.
Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.**

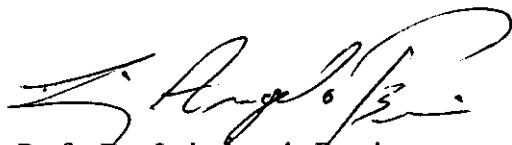
PARECER DE APROVAÇÃO
DEFESA DE TESE DE MESTRADO
ROOSEVELT DROPPA JÚNIOR

DATA : 18 / 02 / 98

BANCA EXAMINADORA:



- Prof. Dr. Munemasa Machida (Orientador do Candidato)



- Prof. Dr. Luiz Angelo Berti



- Prof. Dr. Carlos Alberto Ferrari

Dedicatória

Aos meus pais.

Agradecimentos

Ao meu professor, orientador e amigo prof. Munemasa Machida pela orientação, paciência e confiança em mim depositada. Pelas discussões, pelos momentos de descontração e pelo estímulo dado a mim desde a minha entrada no grupo de plasma como aluno de iniciação científica (1993).

Ao, agora também professor, Luiz Ângelo Berni e ao prof. Delton Campos de Oliveira pelas valiosas sugestões, pela ajuda nos momentos em que tudo parecia dar errado e, sobretudo, pela amizade.

Ao prof. Serguei V. Lebedev que tanto me ajudou na fase inicial deste trabalho com sua experiência e ao prof. Stanislav A. Moshkalyov por suas sugestões e pela amizade.

Ao prof. José Henrique Vuolo pelo empréstimo do laser de CO₂ do grupo de plasma da USP e pelo apoio no funcionamento do mesmo no nosso laboratório.

Ao prof. Paulo H. Sakanaka pela ajuda na parte computacional.

Ao pessoal da oficina do laboratório: Fernando, Anderson, Ivanildo, André e, em especial, ao Douglas pela cooperação, pelas gambiarras, pela conversa fiada e pelo companheirismo.

Aos amigos Marcelo, André, Givanildo, Ricardo e Alexandre.

Ao apoio técnico da oficina mecânica, vidraria, vácuo e eletrônica.

Ao pessoal da secretaria da pós-graduação: Márcia, Maria Ignez e Armando.

Aos meus pais, que durante todos esses anos têm me apoiado em minhas decisões, à minha avó Nair e ao meu irmão pelo apoio em todos os momentos.

Ao apoio financeiro do CNPq, sem o qual este trabalho provavelmente não teria sido realizado.

A todos, meu sincero

Muito Obrigado!

Resumo

Foram executadas, no toróide compacto TC-1 da UNICAMP, um theta-pinch que permite a geração e o confinamento magnético de plasmas, três técnicas de medição da densidade eletrônica integrada do plasma baseadas em interferometria, utilizando-se como fonte de radiação eletromagnética um laser de CO₂ ($\lambda=10,6\mu\text{m}$).

Na primeira delas, utiliza-se apenas um detector de infravermelho para contagem de franjas de interferência. O número de franjas deslocadas quando ocorre a implosão do plasma é diretamente proporcional à variação da densidade eletrônica integrada ao longo do caminho percorrido pelo feixe de laser no interior do plasma. Com isso, pode-se acompanhar a evolução da densidade do plasma formado no interior do toróide.

A segunda técnica faz uso de um único detector assim como a primeira, porém o sinal que se obtém é modulado por um espelho móvel colocado no caminho de um dos feixes de laser com o intuito de se adicionar um "ruído controlado" ao sinal e, com isso, facilitar a contagem das franjas de interferência.

O maior problema das técnicas em que se utilizam apenas um detector é a falta de informação sobre a direção de deslocamento das franjas quando o sinal do detector atinge um ponto de valor máximo ou mínimo. Para eliminar isso, emprega-se uma nova técnica em que são usados dois detectores posicionados de modo que os sinais fiquem defasados de 90 graus um em relação ao outro. Isso faz com que possamos obter a informação que nos faltava e, portanto, acompanhar no tempo a evolução da densidade do plasma de maneira mais confiável.

Foram feitas medidas com o laser atravessando o plasma ao longo de seu diâmetro e ao longo de seu eixo. Além disso, foi observada a evolução da

densidade para quatro pressões de trabalho diferentes de H_2 no caso em que se utilizam dois detectores.

Os resultados foram, então, comparados com aqueles obtidos pela técnica de espalhamento Thomson implantada simultaneamente no TC-1.

Abstract

Three techniques for line integrated electron density measurement based on CO₂ laser interferometry have been carried out on the compact toroid TC-1 UNICAMP, a theta-pinch that allows the generation and magnetic confinement of hydrogen plasma.

In the first technique, it is used only one infrared detector for the counting of the interference fringes. The number of fringes displaced, when occurs the plasma implosion, is directly proportional to the variation of the electron density integrated along the laser beam path travelling through the plasma.

The second technique makes use of one detector, like the first one, but the signal is now modulated by a moving mirror placed on the path of the reference laser beam, in order to add a "controlled noise" to this signal, thereby making the fringe counting easier.

The main difficulty of the techniques above is the lack of information about the direction of the fringe displacement, when the signal from the detector reaches one of its extreme values. In order to eliminate this difficulty, a new technique is employed. There, two detectors are placed in a way that their signals have a phase difference of 90 degrees. This allows us to obtain the lacking information and, therefore, to observe the evolution of the plasma density in a more reliable way.

It has been made measurements with the laser beam going through the plasma along its diameter and its axis. Using the third technique, it was also observed the density evolution for four work pressures.

Finally, the results have been compared with those obtained by Thomson scattering measurements.

Índice

1. Introdução.....	01
2. O Sistema TC-1.....	03
2.1. Características gerais do sistema.....	03
2.2. Diagnósticos do sistema TC-1.....	06
3. Teoria.....	10
3.1. Interferência de duas ondas eletromagnéticas monocromáticas.....	10
3.2. Caminho óptico e índice de refração.....	14
3.3. Ondas eletromagnéticas propagando-se no plasma.....	16
3.4. Discussão das condições de validade das aproximações.....	22
3.5. Detecção simples.....	24
3.5.1. Detecção com modulação de fase.....	25
3.6. Detecção dupla.....	25
3.7. Deflexão do feixe de laser pelo plasma.....	27
4. Descrição do Sistema de Interferometria.....	30
4.1. O laser de CO ₂	30
4.2. Acessórios ópticos e elétricos.....	34
4.2.1. Óptica.....	35
4.2.2. Elétrica.....	35
4.3. Detectores.....	37

5. Descrição do Experimento e Resultados.....	38
5.1. Injeção radial do feixe de laser.....	38
5.1.1. Detecção simples com modulação de fase.....	38
5.1.2. Detecção simples sem modulação de fase.....	42
5.1.3. Detecção dupla.....	46
5.1.3.1. Interferência à pressão de 0,6mTorr.....	49
5.1.3.2. Interferência a pressões acima de 0,6mTorr.....	51
5.2. Injeção axial do feixe de laser.....	55
6. Comentários e Conclusões.....	57
Apêndice.....	60
Referências.....	61

Capítulo 1

Introdução

Desde a primeira vez que foi utilizada para se fazer diagnósticos de plasmas magneticamente confinados, a interferometria se tornou uma das técnicas básicas para se medir a densidade eletrônica integrada desses plasmas. O seu princípio está no fato de uma onda eletromagnética, ao atravessar um plasma, sofrer uma mudança de fase relativamente ao seu estado inicial, quando ela se propagava num meio diferente (ar ou vácuo). Suas maiores vantagens sobre outros métodos de medida de densidade eletrônica são: (1) não perturba o plasma, (2) a evolução da densidade eletrônica pode ser acompanhada com uma alta resolução temporal, (3) não é necessária uma calibração absoluta dos instrumentos e (4) não é preciso informações adicionais obtidas por outros métodos de diagnóstico, como nos casos de medida da densidade com sondas de Langmuir, por espalhamento Thomson, etc. Já a desvantagem deste método é a falta de resolução espacial, uma vez que se mede a densidade integrada ao longo do caminho percorrido pelo laser no interior do plasma [1].

O presente trabalho é resultado da implantação do método de interferometria em que se utiliza um laser de CO_2 como fonte de radiação no toróide compacto TC-1 da UNICAMP. Este diagnóstico não tinha sido, até agora, implantado e utilizado em nenhum outro laboratório no Brasil, apesar de já estar consagrado há décadas no exterior como uma técnica básica de diagnóstico de plasmas. Com o interferômetro montado no laboratório, não se limitou apenas a obter sinais de interferência que nos dessem informações sobre a evolução temporal da densidade do plasma criado, mas foi testada também uma técnica nova de aquisição de dados que faz uso de dois detectores e que, por isso mesmo, proporciona informações complementares que torna este diagnóstico mais preciso. A interferometria com detecção dupla se baseia em uma propriedade das funções cossenóides. Através dela, podemos obter a derivada do sinal captado, simplesmente defasando-o de um ângulo de 90 graus. Assim, é possível conseguirmos, simultaneamente, o sinal que contém a informação sobre a densidade eletrônica do plasma e um outro que nos mostra como esse sinal está evoluindo no

tempo. Tal informação é de grande valia para se saber se a densidade do plasma está aumentando ou diminuindo nos momentos em que o sinal atinge seus pontos extremos, pois quando temos essa situação em um dos detectores, o sinal proveniente do outro detector estará num ponto intermediário onde a inversão da evolução da densidade é facilmente detectável. Utilizando essa técnica, foram feitas medidas da densidade eletrônica do plasma gerado e confinado magneticamente no TC-1 em duas direções perpendiculares: ao longo do eixo do toróide e através de seu diâmetro (ou raio) obtendo-se a evolução temporal da densidade nessas duas direções. Além disso, sempre que possível, foram comparados os resultados dos métodos de detecção simples, com um detector, e dupla, com dois, entre si e ambos com o resultado dessa mesma medida obtida por espalhamento Thomson. A comparação com esse último método serviu para dar respaldo à técnica recém-implantada.

Esta tese está dividida da seguinte forma: no capítulo 2 faz-se a descrição do toróide compacto TC-1 e de suas características de operação. A seguir, no capítulo 3, é apresentada a teoria básica de interferência de ondas eletromagnéticas e da interação dessas ondas com o plasma. A instrumentação utilizada na montagem do interferômetro, fontes de radiação, detectores e para aquisição de dados estão expostos logo em seguida. O capítulo 5 é dedicado à descrição da experiência assim como à apresentação dos resultados obtidos com cada uma das configurações do interferômetro. Finalmente, no sexto capítulo, temos as conclusões e os comentários finais.

Capítulo 2

O Sistema T.C.-1

2.1. Características Gerais do Sistema

O theta-pinch TC-1 do Laboratório de Plasmas da UNICAMP [2,3,4] é constituído por um tubo de pirex envolvido por um solenóide de latão, cujo perfil e dimensões são apresentados na figura 2.3 e na tabela 2.2. Esse solenóide faz parte de um circuito RLC [5], como podemos observar no esquema do circuito do TC-1 (fig. 2.1).

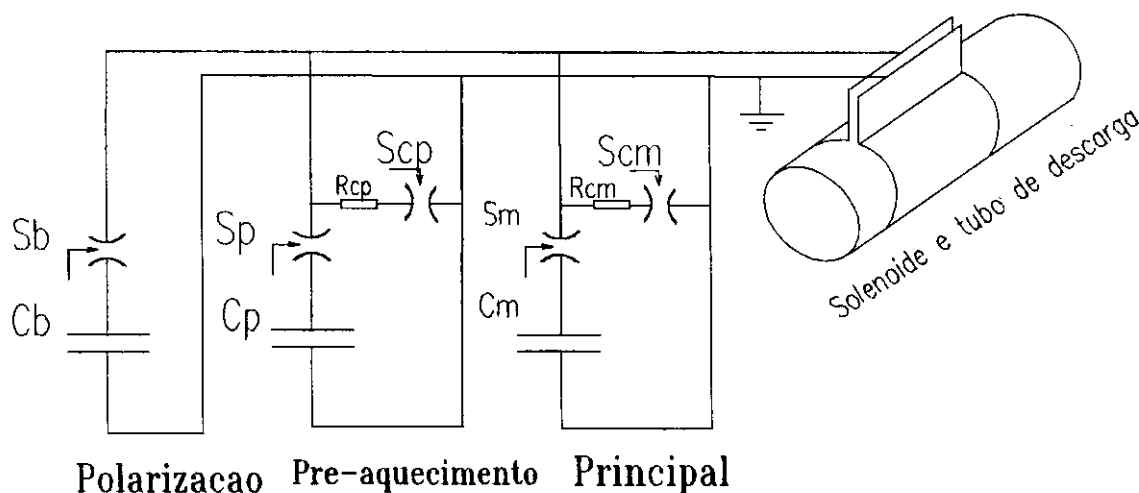


Fig. 2.1: Esquema do circuito elétrico do sistema TC-1. S - chaves de ignição, Sc - chaves de interrupção ou crowbar, C - bancos de capacitores: b. polarização, p. pré-aquecimento e m. principal.

Dentro desse tubo, o plasma é formado e confinado por meio do campo magnético gerado pela corrente que percorre o solenóide e a corrente imagem induzida no plasma. A primeira é gerada pela descarga seqüencial dos bancos de capacitores

que compõem o circuito. A energia é armazenada nesses bancos (Cb - banco de polarização, Cp - banco de pré-aquecimento e Cm - banco principal), os quais são descarregados através de chaves especiais de altas correntes e tensões sobre o solenóide de latão, criando-se, no seu interior, um campo magnético intenso. Disso resulta a geração de um plasma altamente ionizado, de temperatura e densidade altas, no interior do tubo de pirex, o qual é previamente evacuado e preenchido com hidrogênio. A configuração espacial do plasma assim produzido dependerá dos intervalos de tempo entre as descargas de cada banco e, embora o TC-1 seja linear (solenóide reto), é possível produzir um plasma de configuração "toroidal", denominada Field Reversed Configuration (FRC)[6], ou configuração a campo reverso, escolhendo-se convenientemente a seqüência temporal das descargas dos bancos.

Sendo assim, uma vez atingida a pressão de base do sistema ($\sim 10^{-5}$ Torr) através de um sistema convencional de vácuo (bomba mecânica e bomba difusora com armadilha de nitrogênio líquido), introduz-se no tubo de pirex, por uma válvula agulha, o hidrogênio até a pressão de trabalho, que vai de 0,6 a 2 mTorr. Em seguida, esse gás é fracamente ionizado por um campo de rádio-freqüência (RF) produzido por um gerador (100W, 30MHz) acoplado indutivamente ao plasma por meio de uma bobina enrolada no tubo de pirex.

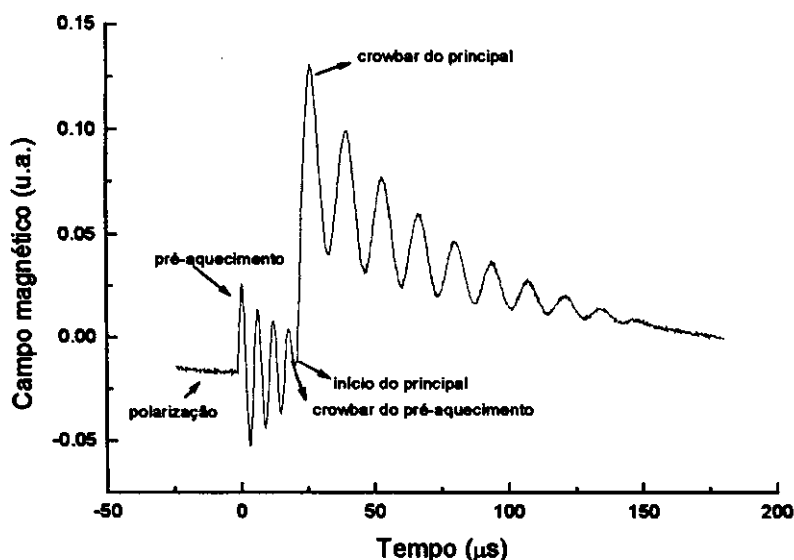


Fig. 2.2: Evolução temporal do campo magnético gerado no TC-1.

A sequência de descargas dos bancos (fig. 2.2), cujas características elétricas podem ser vistas na tabela 2.1, se inicia, então, com o disparo do banco de polarização. Esse produz um campo de variação lenta ($70\mu\text{s}$ de subida, ou seja, para se atingir o valor máximo) e polarizado reversamente em relação aos demais, que penetra no plasma, fazendo com que ele fique magnetizado. Em seguida, vem o banco de pré-aquecimento, mais rápido ($2\mu\text{s}$ de subida), que gera um forte campo elétrico induzido, capaz de levar o plasma a um grau de ionização bastante elevado por colisão entre elétrons e átomos neutros. Esse banco possui duas chaves do tipo distorção de campo [7,8,9] responsáveis pelo início da descarga, que ocorre $70\mu\text{s}$ após a do banco de polarização, e pela interrupção (crowbar) da corrente oscilatória que caracteriza o circuito RLC no qual se inclui o banco que está sendo descarregado. O crowbar é ativado $20\mu\text{s}$ depois do início da descarga do banco de pré-ionização e serve para excluí-lo do circuito sem, no entanto, deixar esse último aberto. Com isso, a corrente e, conseqüentemente, o campo magnético, que era uma oscilação amortecida, passa a ser, no caso ideal, uma exponencial decrescente após a ativação dessa chave (circuito RL). A eliminação dessa corrente evita perturbações do plasma posteriormente formado, daí sua importância.

Passados $4\mu\text{s}$ depois do acionamento do crowbar do banco de pré-ionização, o banco principal é disparado. O campo produzido pela descarga desse banco é o responsável pela compressão final do plasma, possuindo um tempo de subida de $5\mu\text{s}$ e intensidade máxima de $0,36\text{T}$. Assim como o banco de pré-ionização, ele também é dotado de duas chaves de distorção de campo: uma para descarga e outra como crowbar. Essa chave, no entanto, possui a vantagem adicional de ser pressurizada, tornando o controle do tempo de descarga mais eficaz e, portanto, as descargas mais reprodutivas.

O tempo de vida do plasma formado vai depender da eficiência do crowbar e do momento em que ele é ativado. Assim, para termos o maior tempo de vida possível, ele é ativado assim que o campo gerado pelo banco principal atinge seu máximo, ou seja, $5\mu\text{s}$ após o início da descarga. Temos, ao final, um campo que evolui de acordo com o gráfico da figura 2.2.

	Banco Polarização	Pré-Aquecimento	Banco principal
C (μ F)	440	1,6	27,8
U _{max} (kV)	9	30	22
E _{max} (kJ)	17,8	0,72	8,8
L (nH)	4500	1013	365
I _{max} (kA)	89	37,7	220
B _{max} (T)	0,15	0,062	0,36
T/4 (μ s)	70	2	5

Tabela 2.1: Parâmetros dos bancos de capacitores do TC-1.

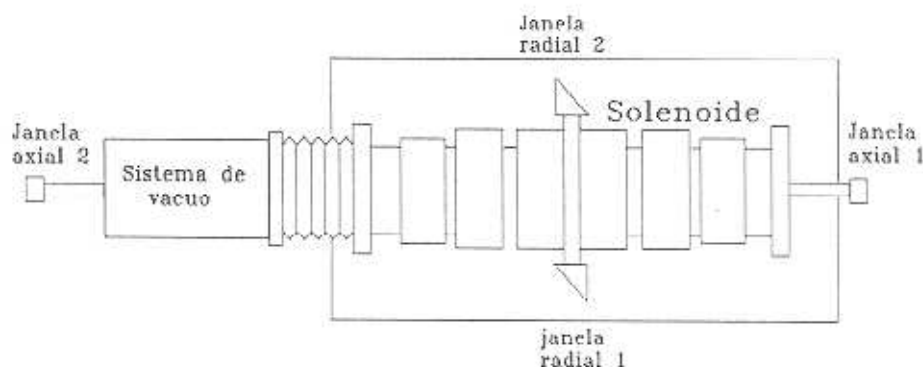


Fig. 2.3: Perfil horizontal (visto por cima) do sistema TC-1.

Solenóide - comprimento	65 cm
diâmetro interno	16 cm
diâm. do espelho	15 cm
Tubo pirex - diâmetro	14 cm
Indutância do solenóide	35 nH
Janelas - radiais (diâmetro)	2,2 cm
axiais	2,0 cm

Tabela 2.2: Dimensões do TC-1.

2.2. Diagnósticos do sistema T.C.-1

Durante o tempo em que o TC-1 esteve em operação, diversos sistemas de diagnósticos foram implantados para a caracterização do plasma aí formado. Nesse período foram realizados diversos trabalhos [4,10] nos quais tais técnicas foram

testadas e desenvolvidas. A seguir, temos uma descrição sucinta dos principais métodos de diagnóstico disponíveis no laboratório.

- **Medida de campo magnético** : através de uma sonda magnética simples ou de vários canais (multicanal) podemos obter a evolução temporal do campo gerado. Com um arranjo de duas sondas (local e de volta completa) podemos medir o diamagnetismo do plasma via método de fluxo excluído [11].
- **Medida de fuga de partículas** : o laboratório possui dois tipos de sondas para este fim : sonda copo de Faraday multicanal e sonda de pressão. O copo de Faraday [10], quando polarizado corretamente, pode medir o fluxo de íons ou elétrons que escapam da configuração de confinamento. A sonda de pressão [12] tem como elemento principal um cristal PZT que mede a pressão das partículas (neutras e carregadas) que escapam do plasma.
- **Sistema de Fotodiodos** : consiste basicamente de um conjunto de fotodiodos dispostos radialmente que captam a luz do plasma integrada ao longo de uma linha. Este sistema fornece a dinâmica de comportamento do plasma, assim como medidas de rotação [2].
- **Fotos ultra rápidas** : o laboratório dispõe de uma câmera especial ultra rápida (IMACON) capaz de registrar em um filme polaróide toda a fase de implosão do plasma. A IMACON pode operar em dois modos básicos : "Framing" e "Streak". No modo "framing" o evento é registrado numa série de quadros distanciados temporalmente. O número de quadros por chapa varia de 8 a 50 e o tempo de exposição de cada quadro e o intervalo entre eles dependem da velocidade escolhida. As velocidades podem ser escolhidas entre quatro "plug ins" e variam entre $5 \cdot 10^5$ quadros/s até $5 \cdot 10^6$ quadros/s. No modo "streak" o evento é registrado de forma contínua e o tempo correspondente pode ser variado através de um "plug in" de 1 a 10 μ s por centímetro [4].
- **Espectroscopia no visível** : do estudo do perfil de linhas espectrais podemos determinar a temperatura iônica do plasma. Este estudo pode ser realizado através de fotomultiplicadoras ou de um analisador óptico multicanal (OMA - série 1200 de

Princeton Applied Research) de 500 canais ($0,25\text{\AA}/\text{canal}$), acoplado a um espectrômetro [2].

Paralelamente à implantação do método de diagnóstico por interferometria com laser de CO_2 , dois outros métodos também foram instalados no TC-1: espectroscopia V.U.V. e espalhamento Thomson, este último dando origem a uma tese de doutorado [13].

- **Espectroscopia V.U.V.** : para plasmas quentes, as linhas espectrais e o contínuo são mais fortes na região do ultravioleta. Para plasmas com temperaturas acima de 10 eV as linhas de impurezas como CIV, CV, NIV, NV, OV e OVI estão com mais frequência nesta região do espectro. A dificuldade experimental nestas medidas reside na fácil absorção desta radiação pelo próprio ar. Por exemplo, as moléculas de oxigênio absorvem radiações com comprimentos de onda menores que $1850\text{\AA}$. O laboratório conta com um monocromador McPherson modelo 225 que trabalha sob vácuo acoplado a duas fotomultiplicadoras EMI 9653B com cintiladores de salicilato de sódio. A rede de difração é côncava com 1 m de curvatura, incidência normal e com uma dispersão linear recíproca de $16,6\text{\AA}/\text{mm}$. Na fig. 2.4 temos uma visão geral do sistema instalado no T.C.-1 para a espectroscopia V.U.V. [14]. O monocromador, que possui um sistema de vácuo independente (bomba mecânica e difusora), está acoplado ao T.C.-1 através de um tubo de aproximadamente 1 m de comprimento. Este tubo, em ângulo, permite a observação da região central da máquina. O desacoplamento dos dois sistemas (monocromador e T.C.-1) pode ser feito através de uma válvula manual instalada próximo ao T.C.-1.

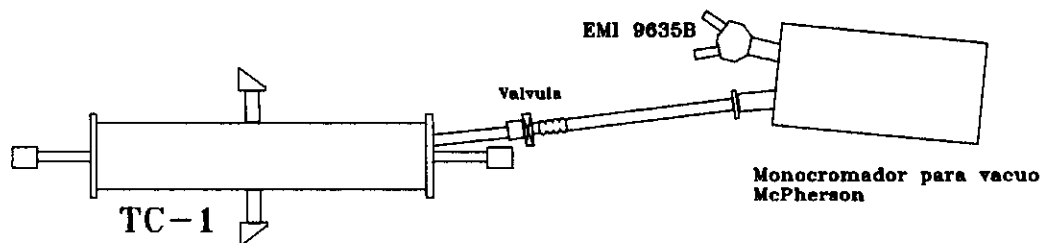


Fig. 2.4 : Sistema para espectroscopia V.U.V. .

- **Espalhamento Thomson** : esse tipo de diagnóstico consiste basicamente na injeção de uma onda eletromagnética conhecida no plasma, de modo que ela interaja com as partículas que compõem esse último. Uma vez aceleradas por esse campo, essas partículas irradiam, e o espectro dessa radiação depende da densidade eletrônica, da temperatura dos elétrons e dos íons e do campo magnético presente. A intensidade da radiação espalhada nos dá informações sobre a distribuição espacial dos elétrons e o deslocamento no comprimento de onda espalhada relativamente à incidente fornece informações a respeito do movimento dos elétrons que compõem o meio. A maior dificuldade desse método é a baixíssima potência espalhada, o que torna esse diagnóstico delicado e de difícil execução. Para se aumentar a intensidade da radiação espalhada e, conseqüentemente, diminuir os efeitos de ruídos ópticos e elétricos, implantou-se, no laboratório, a técnica de multipassagem do feixe de laser através do plasma, conseguindo-se uma considerável melhora no processo de aquisição de dados [13].

Capítulo 3

Teoria

3.1. Interferência de duas ondas eletromagnéticas monocromáticas

Vamos considerar uma onda eletromagnética plana monocromática, viajando na direção $\mathbf{r}$ e representada pelo vetor campo elétrico $\mathbf{E}$ como a parte real de uma exponencial complexa [15]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{\mathbf{A}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t)\} = \frac{1}{2}[\mathbf{A}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + \mathbf{A}^*(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)]. \quad (3.1.1)$$

$\mathbf{A}$ é um vetor complexo cujas componentes são dadas por

$$A_x = a_1(\mathbf{r}) \exp(i g_1(\mathbf{r})), \quad A_y = a_2(\mathbf{r}) \exp(i g_2(\mathbf{r})), \quad A_z = a_3(\mathbf{r}) \exp(i g_3(\mathbf{r})),$$

onde a_i e g_i , $i = 1, 2, 3$, são funções reais. Para uma onda plana homogênea, as amplitudes a_i são constantes, enquanto as funções g_i são da forma $g_i(\mathbf{r}) = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \psi_i$, onde $\mathbf{k}$ é o vetor de propagação e os ψ_i 's, as fases que especificam o estado de polarização.

A intensidade de uma onda eletromagnética é definida como a média temporal da quantidade de energia que atravessa, numa unidade de tempo, uma unidade de área perpendicular à direção do fluxo de energia. Ela é proporcional à média temporal do quadrado do módulo do campo elétrico $\langle \mathbf{E}^2 \rangle$. Porém como estamos comparando intensidades, podemos tomar esta quantidade diretamente como medida de intensidade. Assim, de (3.1.1), temos que

$$\mathbf{E}^2 = \frac{1}{4}[\mathbf{A}^2 \exp(-2i\omega t) + \mathbf{A}^{*2} \exp(2i\omega t) + 2\mathbf{A} \cdot \mathbf{A}^*]. \quad (3.1.2)$$

Tomando-se a média temporal para um tempo longo relativamente ao período de oscilação $T=2\pi/\omega$,

$$I = \langle \mathbf{E}^2 \rangle = \frac{1}{2} \mathbf{A} \cdot \mathbf{A}^* = \frac{1}{2} (a_1^2 + a_2^2 + a_3^2). \quad (3.1.3)$$

Vamos supor, então, que duas ondas monocromáticas $\mathbf{E}_1$ e $\mathbf{E}_2$ de mesma frequência são superpostas num ponto P. O campo elétrico resultante neste ponto será;

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2, \quad (3.1.4)$$

de modo que

$$\mathbf{E}^2 = \mathbf{E}_1^2 + \mathbf{E}_2^2 + 2 \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2. \quad (3.1.5)$$

Conseqüentemente, a intensidade total em P será:

$$I = I_1 + I_2 + J_{12}, \quad (3.1.6)$$

onde

$$I_1 = \langle \mathbf{E}_1^2 \rangle \quad \text{e} \quad I_2 = \langle \mathbf{E}_2^2 \rangle \quad (3.1.7a)$$

são as intensidades das duas ondas e

$$J_{12} = 2\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle \quad (3.1.7b)$$

é o termo de interferência. Sejam $\mathbf{A}$ e $\mathbf{B}$ as amplitudes complexas das duas ondas, onde

$$A_x = a_1 \exp(ig_1), \dots, \quad B_x = b_1 \exp(ih_1), \dots, \quad (3.1.8)$$

temos

$$\begin{aligned} E_1 \cdot E_2 &= 1/4 [A \exp(-i\omega t) + A^* \exp(i\omega t)] \cdot [B \exp(-i\omega t) + B^* \exp(i\omega t)] = \\ &= 1/4 [A \cdot B \exp(-2i\omega t) + A^* \cdot B^* \exp(2i\omega t) + A \cdot B^* + A^* \cdot B] \end{aligned} \quad (3.1.9)$$

e aí

$$\begin{aligned} J_{12} &= 2 \langle E_1 \cdot E_2 \rangle = 1/2 [A \cdot B^* + A^* \cdot B] = \\ &= a_1 b_1 \cos(g_1 - h_1) + a_2 b_2 \cos(g_2 - h_2) + a_3 b_3 \cos(g_3 - h_3). \end{aligned} \quad (3.1.10)$$

As fases g_i e h_i de cada onda são, em geral, diferentes já que elas chegarão até P por caminhos diferentes, mas se as condições experimentais são tais que cada componente possua uma mesma diferença de fase δ , então teremos

$$g_1 - h_1 = g_2 - h_2 = g_3 - h_3 = \delta = (2\pi/\lambda_0) \Delta S, \quad (3.1.11)$$

onde ΔS é a diferença entre os caminhos ópticos das duas ondas da fonte comum ao ponto P e λ_0 , o comprimento de onda no vácuo.

Com isso, temos, de (3.1.10),

$$J_{12} = (a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3) \cos \delta. \quad (3.1.12)$$

Se considerarmos a distribuição de intensidade como resultado da superposição de duas ondas que se propagam na direção z e são linearmente polarizadas com seus vetores $\mathbf{E}$ na direção x, então

$$a_2 = a_3 = b_2 = b_3 = 0,$$

e aí

$$\mathbf{E}(z,t) = \mathbf{E}_0 \exp [i(kz - \omega t - \psi_1)], \quad (3.1.13)$$

onde $\mathbf{E}_0 = a_1 \mathbf{x}$.

Assim, de (3.1.3), (3.1.7a) e (3.1.12), chegamos a

$$I_1 = \frac{1}{2} a_1^2, \quad I_2 = \frac{1}{2} b_1^2 \quad (3.1.14)$$

$$\text{e} \quad J_{12} = a_1 b_1 \cos \delta = 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \delta.$$

A intensidade total é, então, dada por (3.1.6)

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \delta. \quad (3.1.15)$$

Os máximos ocorrendo em $|\delta| = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$ e mínimos em $|\delta| = \pi, 3\pi, \dots$

Note-se que I_1 e I_2 possuem frequências próprias da onda eletromagnética e que aparecem como uma componente DC (média temporal) no detector devido ao valor alto dessa frequência, enquanto que o terceiro termo está modulado pelo $\cos \delta$.

3.2. Caminho óptico e índice de refração

Sabemos que uma onda eletromagnética viaja a diferentes velocidades conforme o meio em que ela se propaga. Define-se índice de refração absoluto desse meio como a razão[15]:

$$\mu \equiv \frac{c}{v_{\phi}} \quad (3.2.1)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo e v_{ϕ} , a velocidade da onda no meio em questão. v_{ϕ} é a velocidade de fase da onda e pode ser obtida a partir da condição:

$$kz - \omega t = \text{const.} \quad (3.2.2)$$

Daí, temos

$$v_{\phi} \equiv \left[\frac{dz}{dt} \right]_{\text{faseconst.}} = \frac{\omega}{k}. \quad (3.2.3)$$

Ao fazermos a interferência de duas ondas planas representadas por (3.1.13), tomando-se o início do caminho óptico o mesmo para ambas as ondas, a diferença de fase que surgir entre as mesmas terá por origem o termo da exponencial dependente do espaço como podemos ver de (3.1.11) e, da definição de g e h ,

$$\delta = g - h = k_0 (z_1 - z_2) = (2\pi/\lambda_0)\Delta S. \quad (3.2.4)$$

Nesse caso, a diferença de caminho óptico é simplesmente a diferença entre as distâncias percorridas por cada onda $z_1 - z_2$.

Se, no entanto, tivermos uma distância fixa percorrida por cada onda e uma delas passe por uma região em que o índice de refração seja diferente (podendo até mesmo variar com o tempo), a fase δ poderá ser dada por

$$\delta = \int_L (k_0 - k_m) d\ell + k_0 \Delta S, \quad (3.2.5)$$

onde L é a distância percorrida pela onda no meio de índice μ e ΔS , a diferença entre as distâncias percorridas pelas duas ondas no meio de mesmo índice (no caso, o vácuo). k_m é o vetor de onda no meio de índice diferente e é dado por

$$k_m = \mu k_0, \quad (3.2.6)$$

de modo que podemos reescrever (3.2.5) como

$$\delta = k_0 \int_L (1 - \mu) d\ell + k_0 \Delta S. \quad (3.2.7)$$

Dividindo a expressão acima por 2π , teremos a relação entre μ e o número de franjas deslocadas em relação ao caso em que os caminhos ópticos de cada onda são idênticos.

Mantendo-se ΔS fixo, o número de franjas deslocadas devido exclusivamente à contribuição do índice de refração do meio (ou à sua variação) será igual a

$$N_\mu = \frac{1}{\lambda_0} \int_L (1 - \mu) d\ell. \quad (3.2.8)$$

3.3. Ondas eletromagnéticas propagando-se no plasma

Podemos obter uma relação funcional entre ω e k de uma onda que atravessa um meio material, ou uma *relação de dispersão*, através das equações de Maxwell e das equações de movimento das partículas carregadas desse meio que interagem com essa onda. No nosso caso, queremos achar essa relação para uma onda eletromagnética que passa por um plasma. Para tratarmos esse problema, vamos fazer algumas simplificações iniciais [16].

Vamos considerar um plasma infinito e homogêneo sendo atravessado por ondas de pequena amplitude, desprezando a atuação das forças magnéticas provenientes da onda sobre as partículas carregadas. Procuramos uma solução para o campo elétrico na forma (3.1.13), o que quer dizer que a onda, dentro do plasma, não terá suas características fundamentais modificadas (onda plana, monocromática, transversa, linearmente polarizada).

Partimos, então, das três equações de Maxwell seguintes:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho \quad (3.3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.3.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \left(4\pi\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right). \quad (3.3.3)$$

Tais equações estão escritas em unidades gaussianas, sendo ρ e $\mathbf{j}$, respectivamente, as densidades de carga total e de corrente (livre e induzida).

Fazendo-se o rotacional de ambos os lados de (3.3.2), substituindo (3.3.3) e aplicando a identidade vetorial

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) \equiv \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$$

com (3.3.1), obtemos a equação geral de onda

Sendo assim, a partir daqui vamos achar uma relação de dispersão envolvendo $k_{\pm}$ para as ondas $E_{\pm}$ para, através das definições desses campos, podermos achar essas mesmas relações para k_x e k_y .

Resolvemos a equação (3.3.7), assumindo (3.3.8), e obtemos

$$v_{\pm} = -i \frac{e}{m_e} \frac{E_{\pm}}{(\omega \pm \omega_e + i\eta)}. \quad (3.3.9)$$

A corrente j complexa devido aos elétrons é

$$j_{\pm} = -en_e v_{\pm},$$

o que faz com que o termo dependente da derivada de j_e da equação (3.3.5) se torne

$$-\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j_e}{\partial t} = -\frac{4\pi}{c^2} (-en_e) \left(-i \frac{e}{m_e} \frac{\partial E_{\pm} / \partial t}{(\omega \pm \omega_e + i\eta)} \right) = \quad (3.3.10)$$

$$= -\frac{\omega_p^2}{c^2} \left(\frac{\omega}{\omega \pm \omega_e + i\eta} \right) E_{\pm}$$

onde define-se a frequência de plasma

$$\omega_p \equiv \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}.$$

Fazendo a mesma derivação realizada até aqui, desta vez para os íons, mudando-se o sinal da carga e a massa, obtém-se

$$-\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial j_i}{\partial t} = -\frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{m_e}{m_i} \frac{\omega}{(\omega \mp \omega_i + i\nu)} E_{\pm}, \quad (3.3.11)$$

onde ν é a frequência de colisões dos íons (similarmente ao η dos elétrons) e $\omega_i \equiv eB_0/m_i c$.

Como vamos assumir que $\omega \gg \omega_i$, a condição de ressonância da equação acima ($\omega \approx \omega_i$) pode ser evitada. Além disso, como o fator m_e/m_i é muito pequeno, (3.3.11) poderá ser desprezada quando comparada a (3.3.10). Sendo assim, a equação de onda (3.3.5) tomará a forma

$$\nabla^2 E_{\pm} - \frac{\omega_p^2}{c^2} \left(\frac{\omega}{\omega \pm \omega_e + i\eta} \right) E_{\pm} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_{\pm}}{\partial t^2} = 0. \quad (3.3.12)$$

Ao substituirmos (3.3.8) na equação acima, obtemos finalmente a relação de dispersão procurada

$$-k_{\pm}^2 - \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\omega}{\omega \pm \omega_e + i\eta} + \frac{\omega^2}{c^2} = 0$$

ou

$$k_{\pm} = \frac{\omega}{c} \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \left(1 \pm \frac{\omega_e}{\omega} + i \frac{\eta}{\omega} \right)} \right]^{1/2}. \quad (3.3.13)$$

No caso em que temos todas as frequências pequenas quando comparadas com ω , ou $\omega_e \ll \omega$, $\eta \ll \omega$, a relação acima pode ser dada por

$$k = \frac{\omega}{c} \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right]^{1/2},$$

onde vemos que, agora, tem-se um vetor de onda único. Além disso, se $\omega_p \ll \omega$, podemos expandir a raiz e obtermos

$$k = \frac{\omega}{c} \left[1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \right]. \quad (3.3.14)$$

Finalmente, de (3.2.1) e (3.2.3), vemos que a expressão entre colchetes nada mais é que o índice de refração do plasma

$$\mu = 1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega^2}. \quad (3.3.15)$$

Substituindo a equação (3.3.15) em (3.2.8) e a definição de ω_p , obtemos a relação entre o número de franjas deslocadas devido à variação do índice de refração do plasma e sua densidade eletrônica:

$$N_\mu = \frac{e^2 \lambda_0}{2\pi m_e c^2} \int_L n_e dl. \quad (3.3.16)$$

Ou, em termos do ângulo em radianos, temos

$$\Delta\phi = \frac{e^2 \lambda_0}{m_e c^2} \int_L n_e dl. \quad (3.3.17)$$

3.4. Discussão das condições de validade das aproximações

Os limites impostos pelas condições sob as quais foi possível obter o índice de refração (3.3.15), ou seja, $\omega_p, \omega_e, \eta \ll \omega$, podem ser expressos em termos da densidade, do campo magnético e da temperatura da seguinte forma (em unidades cgs):

para o laser de CO₂ ($\lambda_0 = 10,6\mu\text{m}$),

$$\omega = 2\pi c/\lambda_0 = 1,78 \times 10^{14} \text{ rad.s}^{-1}.$$

A frequência de plasma do elétron vale:

$$\omega_p = (4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2} = 5,64 \times 10^4 n_e^{1/2} \text{ rad.s}^{-1}.$$

E a sua frequência de giro,

$$\omega_e = eB_0/m_e c = 1,75 \times 10^7 B_0 \text{ rad.s}^{-1}.$$

Para que $\omega_p \ll \omega$, devemos ter

$$n_e \ll 10^{19} \text{ cm}^{-3}. \quad (3.4.1)$$

Além disso, se quisermos que $\omega_e \ll \omega$, então o campo magnético deve satisfazer

$$B_0 \ll 10^7 \text{ G}. \quad (3.4.2)$$

Podemos estimar a frequência de colisão η tomando o tempo de relaxação t_e da deflexão total dos elétrons a um ângulo de 90° que resulta das colisões desses com íons de carga unitária a uma temperatura comum T [17].

$$\eta = \frac{1}{t_{ei}} = \frac{4\pi e^4 n_i \ln \Lambda}{(2m_e)^{1/2} (3kT/2)^{3/2}},$$

onde $\ln \Lambda$ é um parâmetro de ordem 10 que varia lentamente. Para um plasma de hidrogênio $n_i \approx n_e$ e

$$\eta \approx 4,2 \times 10^{-5} n_e (kT[\text{eV}])^{-3/2} \text{ rad.s}^{-1},$$

o que nos permite estimar que, para $\eta \ll \omega$,

$$kT \gg 4 \times 10^{-13} n_e^{2/3} [\text{eV}]$$

Se estimarmos uma densidade máxima de 10^{17} cm^{-3} , teremos

$$kT \gg 0,09 \text{ eV}. \quad (3.4.3)$$

Assumimos que a força proveniente do campo magnético da onda incidente que atua sobre os elétrons pode ser desprezada quando comparada com aquela devido ao campo elétrico dessa onda. Para que isso seja válido, $(v/c)B_{\text{onda}} \ll E_{\text{onda}}$. No entanto, as magnitudes dos campos estão relacionadas pela equação de Maxwell (3.3.2) que, no caso das nossas ondas transversas, se torna $kE = (\omega/c)B$. Assim, $(v/c)B$ será muito menor que E se $v \ll \omega/k$, ou seja, se a velocidade da partícula for menor que a velocidade de fase. Isso é sempre verdade para o caso de uma onda eletromagnética transversa, para a qual a velocidade de fase é maior que c num meio cujo índice de refração é menor que 1 como podemos notar da equação (3.3.15).

É possível estimarmos a velocidade térmica dos elétrons a uma temperatura T utilizando a expressão

$$v_{\text{term}} = (2kT/m_e)^{1/2} = 5,9 \times 10^7 (kT[\text{eV}])^{1/2} \text{ cm/s}.$$

Supondo que o nosso plasma tenha uma temperatura $T = 20\text{eV}$, a velocidade dos elétrons estará em torno de $2,6 \times 10^8 \text{ cm/s}$ ou $\sim 0.009c$. Isso satisfaz a condição para podermos desprezar a força do campo magnético da onda incidente sobre os elétrons.

Levando em consideração que temos um plasma cujo valor máximo do campo magnético de confinamento seja $\sim 5\text{kG}$, cuja densidade eletrônica seja da ordem de 10^{15} cm^{-3} e cuja temperatura alcance um valor de $kT_e \sim 20\text{eV}$, vemos que o modelo acima desenvolvido servirá bastante bem para tratarmos o plasma produzido em laboratório uma vez que esse satisfaz as condições de validade desse modelo.

3.5. Detecção simples

Uma vez delimitadas as condições de validade da teoria, vamos descrever como podemos obter as informações que nos interessa, ou seja, o ângulo de deslocamento de fase, de acordo com o método utilizado para detecção.

Como já vimos, o sinal de interferência com o qual lidamos aqui é caracterizado pela expressão (3.1.15), onde temos dois termos (I_1 e I_2) que, no caso em que a amplitude de cada feixe de laser não varia, são constantes, e um termo proporcional a uma função cosseno, cujo ângulo varia com o tempo. Por outro lado, temos também um detector que só registra sinais que variam no tempo (sinais AC). Sendo assim, o sinal que vamos captar através desse detector será descrito por

$$S(t) = A \cos \Delta\phi(t), \quad (3.5.1)$$

com A sendo a amplitude do sinal S .

O ângulo $\Delta\phi(t)$ é, então, facilmente obtido calculando-se a função arco cosseno do sinal normalizado:

$$\Delta\phi(t) = \arccos (S/A). \quad (3.5.2)$$

3.5.1. Detecção com modulação de fase

Quando a fase é modulada, um ângulo proporcional à frequência de modulação Ω é acrescentado à fase ϕ de modo a termos um sinal dado por:

$$S(t) = A \cos [\Omega t + \Delta\phi(t)] . \quad (3.5.1.1)$$

De modo similar ao caso anterior, obtemos a fase $\phi(t)$ a partir do sinal proveniente do detector.

$$\Delta\phi(t) = \arccos(S/A) - \Omega t . \quad (3.5.1.2)$$

3.6. Detecção Dupla

O uso de dois detectores nos permite variar o ângulo de fase inicial de um sinal em relação ao outro, tornando possível obtermos uma informação a mais a respeito do sinal que estamos captando, graças a uma característica inerente às funções senóides e cossenóides. Essa informação é a derivada do sinal.

Assim como nos casos anteriores, cada detector nos fornecerá um sinal representado por (3.5.1). O ângulo $\Delta\phi$ de cada detector pode ser dado por

$$\Delta\phi_i(t) = \phi_{0i} + \delta(t), \quad i = 1, 2.$$

Aqui ϕ_{0i} é a fase inicial do sinal de cada detector e que depende do caminho percorrido pelos feixes, sendo, portanto, fixo, e $\delta(t)$ é a parte do sinal que varia com o tempo e é igual para ambos os detectores.

Se impusermos que $\phi_{01} - \phi_{02} = (4N+1)\pi/2$, N sendo um inteiro não-negativo, então teremos

$$S_1 = A_1 \cos [\phi_{01} + \delta(t)] \quad (3.6.1a)$$

$$S_2 = A_2 \cos [\phi_{01} + \delta(t) - (4N+1) \pi/2]. \quad (3.6.1b)$$

Utilizando a identidade trigonométrica

$$\cos (a - b) = \cos a \cdot \cos b + \sin a \cdot \sin b ,$$

as duas expressões acima tomam a forma

$$S_1 = A_1 \cos \Delta\phi(t) \quad (3.6.2a)$$

$$S_2 = A_2 \sin \Delta\phi(t) . \quad (3.6.2b)$$

Podemos, então, obter o ângulo $\Delta\phi(t)$, dividindo um sinal pelo outro:

$$\frac{S_2}{S_1} = \frac{A_2}{A_1} \frac{\sin \Delta\phi}{\cos \Delta\phi} = \frac{A_2}{A_1} \operatorname{tg} \Delta\phi$$

$$\Delta\phi(t) = \operatorname{arctg} \left(\frac{A_1}{A_2} \frac{S_2}{S_1} \right) . \quad (3.6.3)$$

No caso em que os sinais têm mesma amplitude, tem-se a expressão mais simples

$$\Delta\phi(t) = \operatorname{arctg} \left(\frac{S_2}{S_1} \right) . \quad (3.6.4)$$

Finalmente, substituindo a expressão acima em (3.3.17), chegamos a

$$\int_L n_e d\ell = \frac{1}{2,98 \times 10^{-16}} \arctg \frac{S_2}{S_1}. \quad (3.6.5)$$

Essa é a relação que vincula os sinais que obtemos com o interferômetro à informação sobre a densidade eletrônica do plasma integrada ao longo do caminho percorrido pelo feixe do laser de CO₂ no interior do mesmo.

Deve-se notar que, quando utilizamos apenas um detector, não nos é permitido saber, nos instantes em que o sinal alcança valores extremos, se a direção de variação da fase está sendo invertida ou não (no caso em que isso ocorre entre os pontos de extremo do sinal, pode-se distinguir facilmente essa inversão). No entanto, se tivermos um segundo detector gerando sinais defasados de 90° em relação aos do primeiro, no momento em que um sinal desse último estiver num ponto de extremo, o segundo estará gerando um outro sinal num ponto intermediário entre seus valores máximo e mínimo e, nesse caso, sempre será possível saber se ocorre ou não uma inversão na direção da evolução da fase em qualquer instante.

3.7. Deflexão do feixe de laser pelo plasma

Podemos estimar até que ponto o desvio do feixe no momento de máxima compressão do plasma pode influir no processo de detecção e, conseqüentemente, nas medidas que fazemos. É o que faremos em seguida para o caso em que o laser atravessa o plasma ao longo de seu eixo [20].

Um raio, atravessando um plasma na direção ℓ , perpendicularmente a um gradiente do índice de refração do plasma dn/dx , sofre uma deflexão (fig. 3.1)

$$\frac{\partial \theta}{\partial \ell} = \frac{1}{\mu} \frac{d\mu}{dx},$$

onde θ é o ângulo de deflexão, ℓ , o comprimento do plasma perpendicular ao seu gradiente e μ , o índice de refração do plasma.

Usando a expressão (3.3.15) e assumindo que θ se mantenha pequeno (alguns mrad apenas), nós temos

$$\theta = \frac{\lambda_0^2 r_0}{2\pi} \int_{\ell} \frac{dn_e}{dx} d\ell,$$

onde r_0 é o raio clássico do elétron, sendo dado por $r_0 = e^2/m_e c^2$.

No nosso caso, em que $\ell_0 = 10,6 \mu\text{m}$, temos que

$$\theta = c_1 \int_{\ell} \frac{dn_e}{dx} d\ell,$$

com $c_1 = 5,04 \times 10^{-26} \text{ m}^3$.

Assim, a deflexão Δy na posição do detector, a uma distância L do centro do volume do plasma, pode ser obtida por

$$\Delta y = \theta \cdot L = c_1 L \int_{\ell} \frac{dn_e}{dx} d\ell.$$

Estimando-se um gradiente dado por

$$\frac{dn_e}{dx} \approx \frac{\Delta n_e}{\Delta x} \approx \frac{10^{21}}{0.015} \approx 6,7 \times 10^{22} \text{ m}^{-4}$$

(Δx sendo igual ao raio de máxima compressão do plasma), um comprimento $L \approx 2,5\text{m}$ e $\ell \approx 0,6\text{m}$, obtemos uma deflexão da ordem de

$$\Delta y = \theta \cdot L \approx c_1 \frac{\Delta n_e}{\Delta x} \Delta \ell = 5,04 \times 10^{-26} \cdot 6,7 \times 10^{22} \cdot 0,6 \cdot 2,5$$

$$\Delta y \approx 0,005 \text{ m} = 5 \text{ mm}.$$

Desse valor vemos que temos um desvio suficientemente forte para afetar a área sensível do detector, cuja dimensão é de $0,04 \text{ cm}^2$ ($2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$), com um feixe cujo raio da secção reta vale aproximadamente 3 mm .

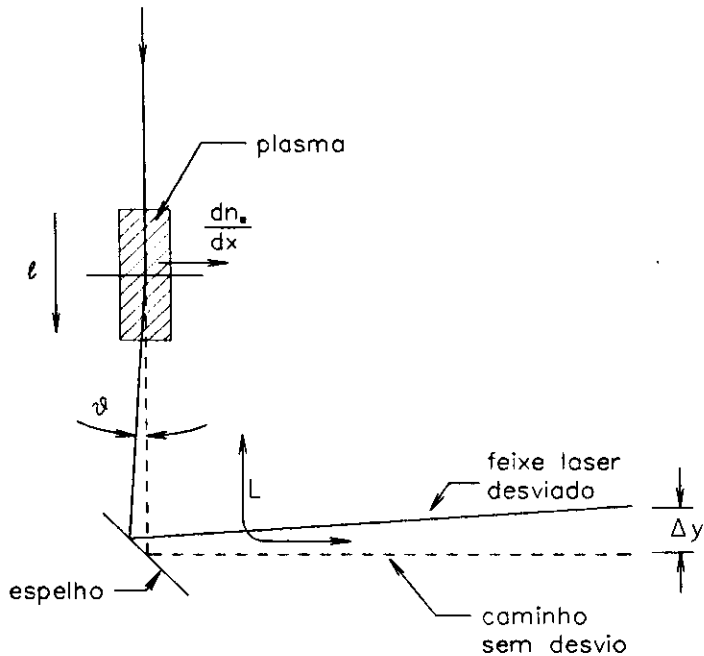


Fig. 3.1: Deflexão do feixe de laser devido a um gradiente de densidade do plasma.

Capítulo 4

Descrição do Sistema de Interferometria

Neste capítulo é feita a exposição do aparato utilizado para se montar o interferômetro. São descritos o princípio de funcionamento e as características da fonte de onda eletromagnética, no caso, o laser de CO_2 , assim como dos detectores.

Relativamente à óptica e aos meios de transporte e armazenamento de dados, são apresentados os cuidados tomados para se evitar distorções desses últimos.

4.1. O laser de CO_2

O laser de CO_2 foi escolhido pelo comprimento de onda em que ele emite ($\lambda_0 = 10,6\mu\text{m}$), que satisfaz as condições impostas pela teoria para o caso do plasma produzido no laboratório e, além disso, gera uma diferença de fase $\Delta\phi$ grande o suficiente para poder ser detectada.

O meio ativo do laser de CO_2 é uma mistura de dióxido de carbono, nitrogênio e hélio, cada um desses gases desempenhando uma função definida no processo de emissão [18].

O dióxido de carbono é o responsável pela emissão da onda propriamente dita. Primeiramente as moléculas de CO_2 são excitadas de maneira que vibrem num modo de estiramento assimétrico (fig. 4.1). Essas moléculas, então, perdem parte da energia de excitação “pulando” de um estado vibracional de maior energia para outros dois de menor energia (fig. 4.2). Essas duas possibilidades de decaimento correspondem às duas transições laser principais: uma marcada pela passagem da molécula para um modo vibracional de estiramento simétrico, acompanhada da emissão de um fóton de $10,6\mu\text{m}$, e outra caracterizada pela transição para um modo de vibração flexional, seguida da emissão de um fóton de $9,6\mu\text{m}$. A superposição de variações dos estados rotacionais das moléculas durante as transições vibracionais originam famílias de

linhas de emissão laser nas vizinhanças das linhas principais. Depois de emitir seus fótons, cada molécula continua perdendo energia, passando pelos níveis vibracionais inferiores até atingir o estado fundamental.

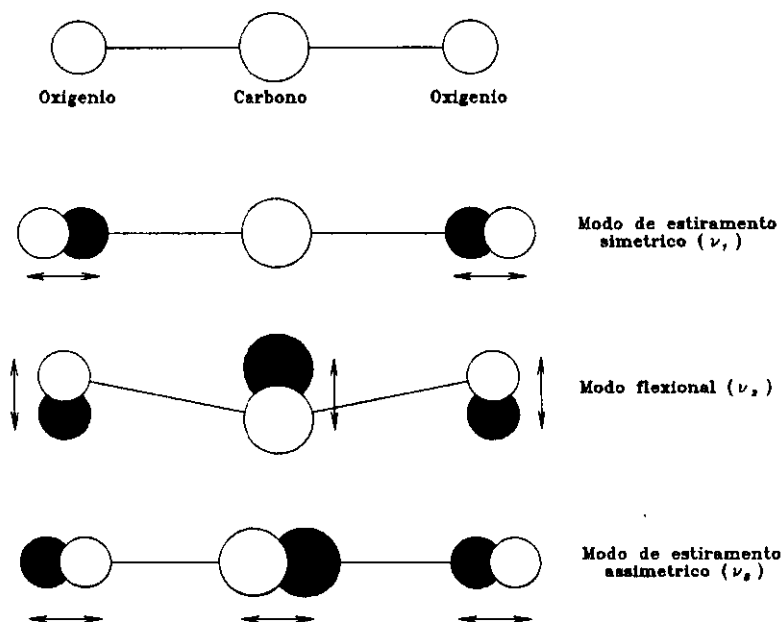


Fig. 4.1: Modos de vibração de uma molécula de CO₂.

As moléculas de nitrogênio auxiliam na excitação do CO₂. O estado excitado de menor energia do N₂ é apenas 18cm⁻¹ menor em energia que o modo vibracional de estiramento assimétrico do CO₂ (nível laser superior), uma diferença menor que um décimo da energia térmica média das moléculas à temperatura ambiente e que, de um ponto de vista prático, é considerada insignificante. Isso permite que as moléculas de nitrogênio absorvam energia e transfiram-na às moléculas de CO₂ por um processo quase ressonante, levando-as ao nível superior de excitação laser. Além desse processo, essas moléculas também podem absorver energia diretamente dos elétrons que atravessam o gás em uma descarga elétrica.

O hélio tem um duplo papel. Ele serve para ajudar na transferência de calor e acelerar a desocupação dos níveis laser inferiores levando as moléculas de dióxido de carbono desses níveis para o nível fundamental, mantendo, com isso, a inversão de população necessária para o funcionamento do laser.

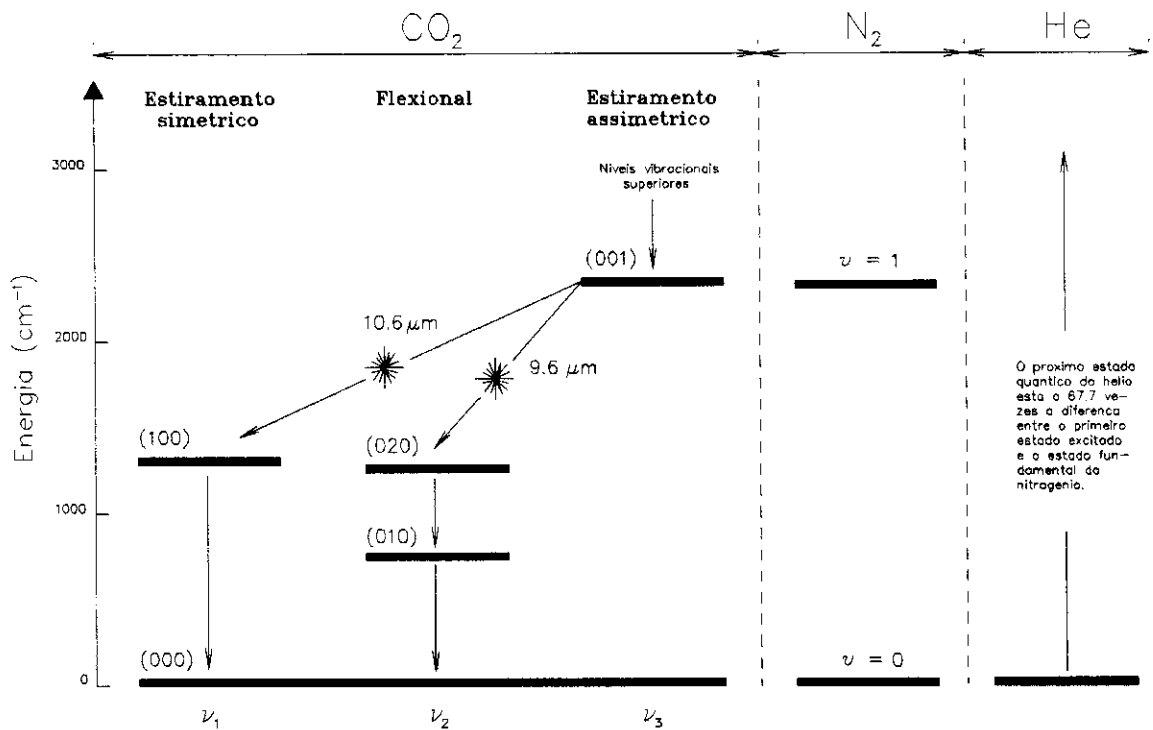


Fig. 4.2: Diagrama dos níveis de energia de vibração das moléculas de CO_2 e N_2 . As setas indicam os processos de excitação, decaimento e emissão.

Em uma primeira etapa, foi utilizado um laser de CO_2 contínuo de 1m de comprimento e potência em torno de 5W. Uma fonte de 30kV e 100mA gera a descarga no interior do tubo de pirex por onde passa a mistura de gases que serve de meio ativo do laser (fig. 4.3). Essa mistura é feita manualmente através de válvulas-agulhas. Os gases são inseridos em uma pequena câmara onde eles são misturados e, então, conduzidos ao tubo de descarga. Forma-se, então, um fluxo dessa mistura ao longo do eixo da cavidade, aumentando a eficiência do laser. Em torno da cavidade onde o gás flui e é excitado há outra por onde circula água para refrigeração. Os componentes que compõem a cavidade óptica ficam no interior do tubo. Na verdade, as extremidades do tubo são vedadas, do lado pelo qual o feixe sai, por um espelho semi-refletor, e do outro por uma grade de difração móvel, que faz o papel de espelho total e sintonizador de frequência. Por isso, tais componentes sofrem danos ao entrar em contato com o plasma aí produzido, tendo diminuído, assim, seu tempo de vida útil.

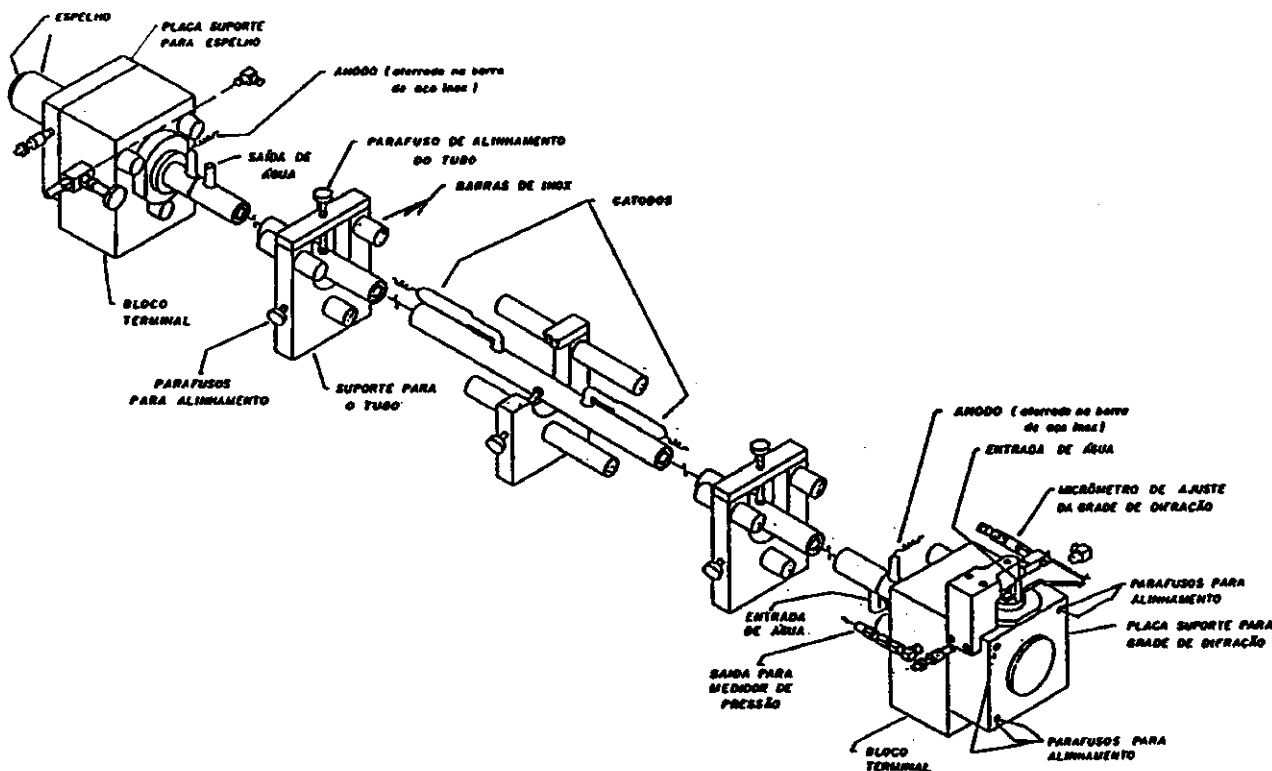


Fig. 4.3: Vista esquemática do laser de CO₂ de um metro de comprimento.

Em vista dos problemas apresentados por esse laser, tais como: falta de estabilidade do modo fundamental, dificuldade de ignição, dificuldade de controle da voltagem e da corrente no tubo de descarga, além de uma alta divergência do feixe, passou-se a utilizar um outro laser contínuo com uma cavidade óptica de dois metros de comprimento sob empréstimo do grupo de plasmas da USP.

O novo laser é dotado de um tubo de pirex, semelhante ao do laser anterior, de 1,70m de comprimento que fica no interior da cavidade óptica. Sua óptica é externa ao tubo, sendo esse último vedado nas extremidades por duas janelas transparentes à radiação de 10 μ m (janelas de ZnSe) em ângulo de Brewster. Esse sistema tem a vantagem de isolar componentes móveis que deverão ser ajustados com o tubo em operação (sob alta tensão e baixa pressão). Além disso, a radiação selecionada é polarizada verticalmente.

A fonte desse laser é similar àquela do laser anterior, assim como os componentes ópticos (espelho semi-refletor e grade). O sistema de refrigeração é

independente, sendo um circuito fechado por onde circula água cuja temperatura é mantida praticamente constante por meio de um termostato.

Nesse laser, placas móveis suportam toda a óptica de saída, estando elas em contato entre si através de três barras de quartzo paralelas ao eixo do tubo. Por sua boa estabilidade térmica, o quartzo minimiza as variações do comprimento da cavidade com a temperatura. Além disso, o espelho semi-refletor da saída está sobre um transdutor piezoelétrico (PZT) que permite o controle manual do comprimento da cavidade. Com isso, temos um laser muito mais estável.

Por possuir uma cavidade mais longa esse laser produz um feixe com menor divergência e a óptica externa faz com que a grade de difração não seja danificada.

4.2. Acessórios ópticos e elétricos

Uma vez que o laser de CO_2 emite num comprimento de onda invisível, para se monitorar o seu feixe, foram necessários um medidor de potência da radiação emitida e um conjunto de placas termossensíveis que permitem observar a localização e o perfil do feixe de laser.

O medidor de potência é capaz de medir diretamente a potência irradiada por um laser contínuo em uma faixa de comprimentos de onda entre 0,3 e $30\mu\text{m}$. O sensor consiste de um disco de metal com revestimento que absorve uniformemente a radiação incidente. Como a periferia do disco está em contato térmico com a carcaça, que funciona como um dissipador de calor, surge um fluxo radial de calor que é detectado por um sistema concêntrico de termopares localizado atrás do disco. A tensão assim gerada pelos termopares é amplificada e registrada pelo medidor.

As placas termossensíveis são de fósforo e por meio delas podemos ver diretamente o perfil e a localização do feixe de laser. Para isso, temos que iluminá-las com uma lâmpada de ultravioleta. Ao fazê-lo, elas tornam-se fosforescentes em toda sua extensão, exceto na região atingida pela radiação, a qual permanece escura.

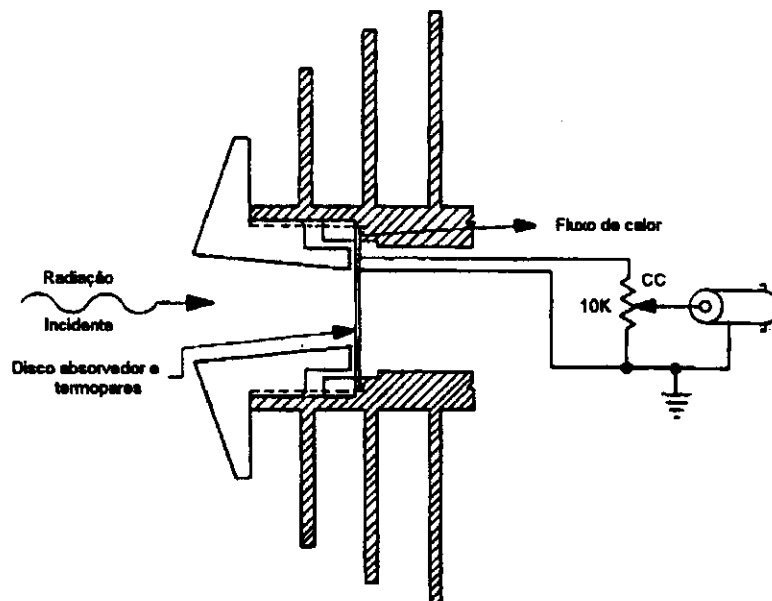


Fig. 4.4: Diagrama esquemático do medidor de potência do laser.

4.2.1. Óptica

Para evitar reflexões e atenuações do feixe de laser que penetra o plasma, foram usadas janelas de ZnSe revestidas com filme anti-refletor para o comprimento de onda de $10,6\mu\text{m}$ nos orifícios por onde o feixe passa. Assim como as janelas, os divisores de feixe também são de ZnSe. Tais divisores possuem uma refletividade de 50% para esse mesmo comprimento de onda e feixe incidente polarizado.

Janelas de IRTRAN foram inseridas nos orifícios da gaiola de Faraday, que blinda os detectores, para atenuar a intensidade com que os feixes de laser chegam. Sendo a potência do laser alta relativamente à sensibilidade dos detectores, a incidência direta da radiação sobre a área ativa dos detectores poderia causar a saturação do sinal amplificado, ou ainda, danos aos próprios dispositivos de detecção.

4.2.2. Elétrica

Ao se trabalhar com pulsos de altas tensões, os ruídos elétricos e eletromagnéticos se tornam bastante intensos, influenciando fortemente o sistema de aquisição e envio de dados. Para evitar, ou pelo menos atenuar, esse efeito indesejável, os detectores e os cabos que conduzem os sinais aos osciloscópios são

blindados. Os primeiros são colocados em uma caixa de alumínio (gaiola de Faraday) com apenas dois orifícios destinados à entrada dos feixes de laser. A blindagem dos cabos é feita inserindo-os em tubos metálicos e/ou revestindo-os com malhas de cobre. Com isso, atenuamos bastante os ruídos das descargas elétricas, assim como aqueles provenientes do gerador de rádio-freqüência (RF) utilizado na pré pré-ionização do plasma. Além desses cuidados, utilizamos apenas um ponto para o aterramento dos detectores, fontes e osciloscópios, uma vez que, a tensões muito altas, podem surgir diferenças de potencial (e correntes) entre pontos distantes de um mesmo terra e, conseqüentemente, ruídos elétricos.

A figura abaixo nos mostra o efeito da blindagem da parte elétrica do sistema de aquisição de dados durante a descarga dos bancos de capacitores do TC-1.

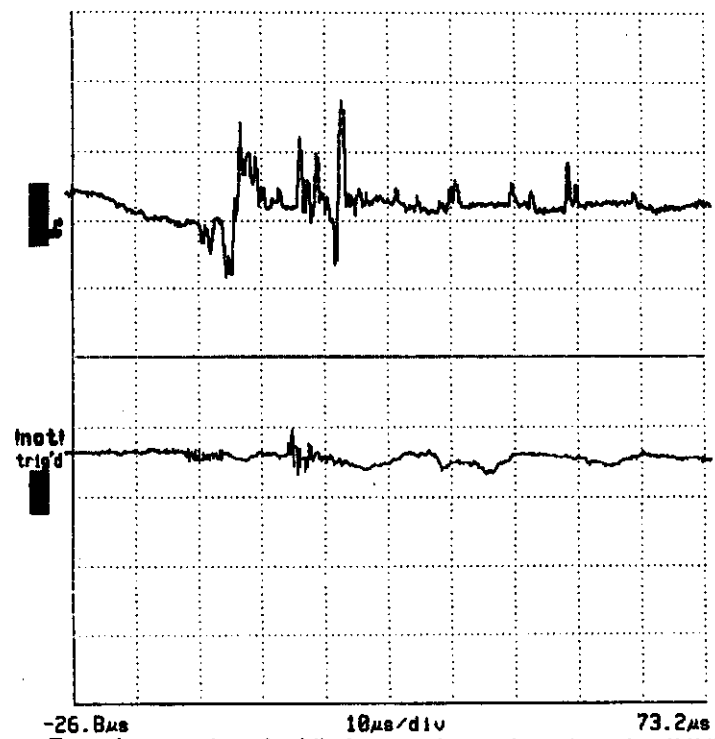


Fig. 4.5: Ruídos elétricos. Em cima: antes da blindagem dos cabos (escala 1V/div). Embaixo: depois da

4.3. Detectores

Os detectores usados neste experimento são os do tipo HCT-12.5-2.0 da Graseby Infrared de HgCdTe refrigerados a nitrogênio líquido. Sua sensibilidade espectral máxima fica em torno de 12μm (fig. 4.6), sendo, portanto, bastante adequado para o comprimento de onda do laser de CO₂.

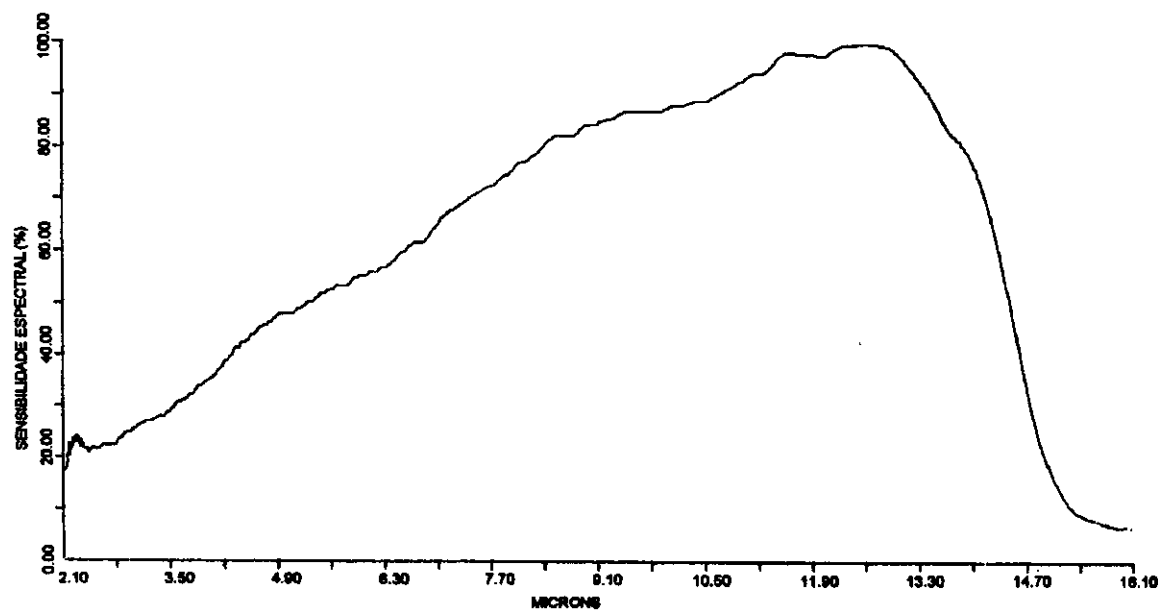


Fig. 4.6: Sensibilidade espectral do detector de HgCdTe.

O dispositivo de HgCdTe opera no modo fotocondutivo, isto é, ele é um elemento resistivo, cuja condutância aumenta quando se incide radiação infravermelha sobre a área ativa do detector. A mudança na condutância do material se manifesta como uma variação na tensão sobre o detector quando esse é atravessado por uma corrente constante. Para se facilitar a amplificação do sinal gerado, modula-se a radiação incidente, obtendo-se um sinal AC.

Capítulo 5

Descrição do experimento e Resultados

Nesta parte serão descritas as duas configurações (injeção radial e axial do laser pelo plasma) do aparato experimental utilizado para se fazer as medidas de densidade eletrônica do plasma do TC-1. Para cada uma delas, apresentaremos os resultados obtidos, assim como as alterações e cuidados que se fizeram necessários ao longo do experimento.

5.1. Injeção radial do feixe de laser

5.1.1. Detecção simples com modulação de fase

O esquema do arranjo experimental para medida da densidade do plasma integrada diametralmente pode ser acompanhado pela figura 5.1.

Nessa etapa, utilizou-se como fonte de radiação o laser de CO_2 de 1m de comprimento. O seu alinhamento, assim como em todas as outras etapas do experimento, foi feito com o auxílio de um laser de He-Ne, cuja emissão se dá num comprimento de onda visível (632,8nm). Os feixes de cada laser são superpostos no primeiro divisor de feixe BS-1. A posição do feixe do laser de CO_2 em cada ramo é monitorada através das placas termossensíveis, que permitem localizá-lo a diferentes distâncias e, conseqüentemente, alinhá-lo com o He-Ne. Após BS-1, temos, então, um ramo que passa pelo plasma e outro que segue pelo lado externo, o qual chamamos de oscilador local (O.L.), que servirá de referência. A união dos dois é feita no segundo divisor de feixe BS-2 e, então, o feixe resultante é direcionado para o detector D1.

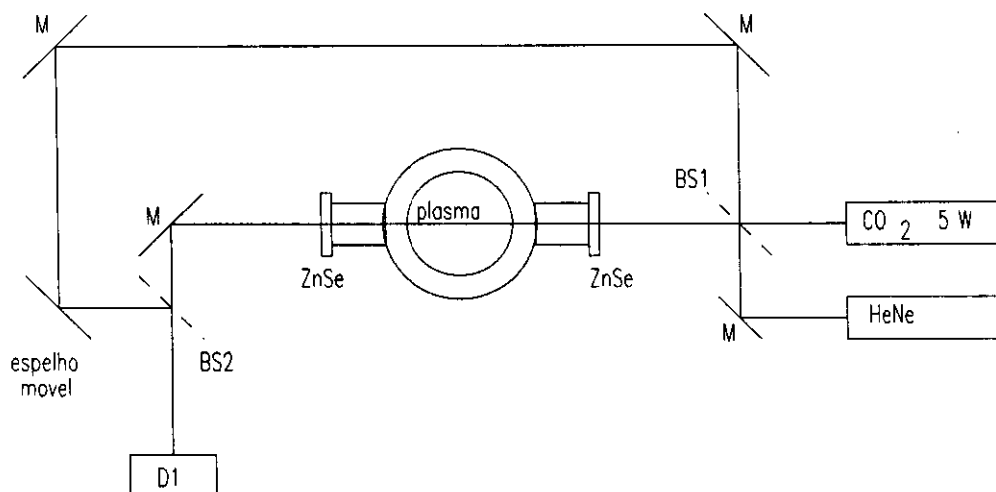


Fig. 5.1: Esquema da montagem experimental com passagem radial do feixe de laser.

O laser, ao passar pelo plasma, fica sujeito a efeitos de absorção e refração devido ao gradiente de densidade que aparece aí. Para contornar esse tipo de problema, utilizou-se um método de modulação de fase. Esse método consiste em modularmos o sinal de interferência a uma frequência relativamente baixa e amplitude fixas de modo a podermos contar com uma referência confiável no momento da leitura dos dados. A modulação é feita com um espelho móvel posicionado em um ponto ao longo do caminho percorrido pelo O.L.. Para movimentá-lo, fixamos o espelho sobre o cone de um alto-falante pequeno que recebia um pulso elétrico microssegundos antes de se fazer a descarga dos bancos de capacitores. O tempo era escolhido de forma a obtermos as franjas de interferência dentro de um período em que a velocidade de deslocamento do espelho fosse praticamente constante, gerando, com isso, uma modulação de frequência fixa de aproximadamente 0,3MHz.

O sinal interferométrico assim obtido pode ser visto na figura 5.2 juntamente com a evolução da corrente que passa pelo solenóide que gera o

campo magnético de confinamento do plasma. Vemos que, nesse caso, a descarga é feita sem o crowbar do banco principal.

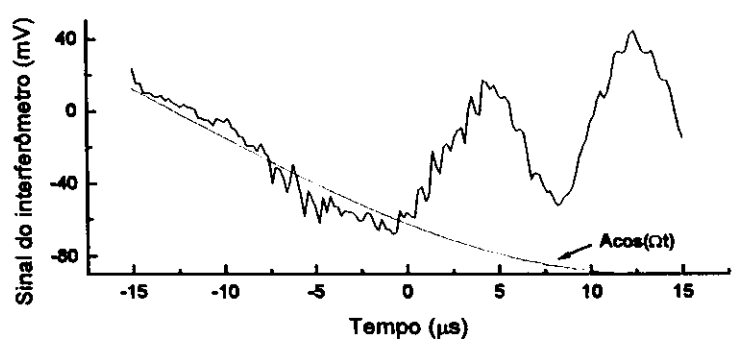


Fig. 5.2A: sinal interferométrico modulado.

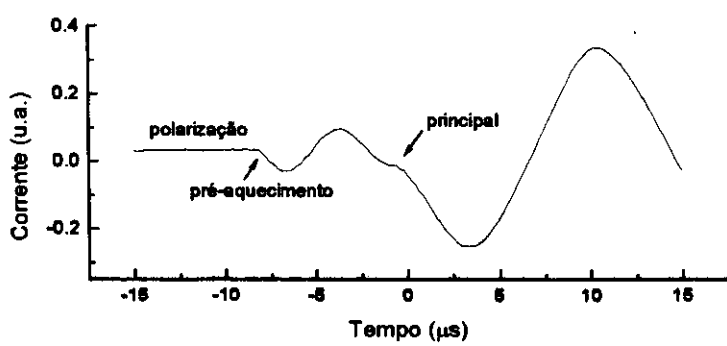


Fig. 5.2B: corrente que gera o campo magnético de confinamento.

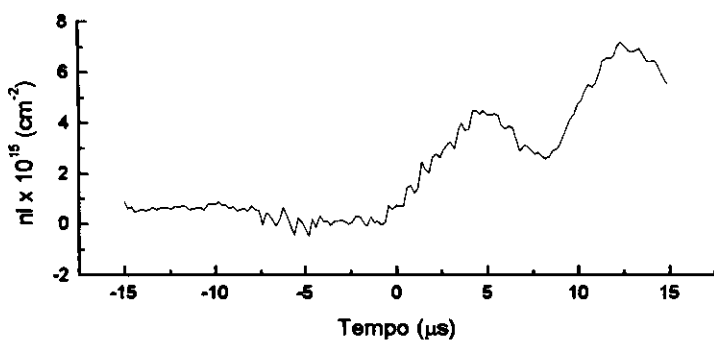


Fig. 5.2C: densidade integrada radialmente.

Pela figura 5.2A, podemos identificar a modulação no início do sinal registrado pelo osciloscópio, onde ainda não temos interferência proveniente da implosão do plasma. Nesse período é possível conhecermos a amplitude A_0 e a frequência Ω de modulação.

O deslocamento de fase $\Delta\phi$ devido à presença do plasma é dado, então, por (3.5.1.2). Tendo obtido, dessa forma, o ângulo de fase, a densidade eletrônica de plasma integrada ao longo do caminho percorrido pelo laser no seu interior é facilmente calculada pela expressão (3.3.17).

A evolução temporal da densidade integrada assim obtida pode ser vista ainda na figura 5.2C. Aí, vemos que essa aumenta com o tempo e alcança um valor em torno de $n_e \sim 5 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ no momento de maior compressão magnética (5 μ s). A pressão de H_2 , nesse caso, é de 0,7mTorr.

Assumindo que o diâmetro do plasma no momento de máxima compressão é de 3cm, como já foi determinado em outros experimentos no TC-1 [19], então teremos que a sua densidade eletrônica é da ordem de $2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$.

Podemos notar também que a densidade é maior no segundo ciclo da corrente no solenóide. Isso acontece porque, não havendo crowbar durante a descarga do banco principal, o campo magnético de confinamento do plasma oscila de modo que, após o primeiro semi-ciclo, o plasma é arremessado contra as paredes do tubo de vidro. Logo após, o plasma, agora mais ionizado e "contaminado" por moléculas provenientes da parede, sofre uma nova implosão (segundo semi-ciclo) que é mais eficiente, gerando um plasma mais denso, porém impuro.

5.1.2. Detecção simples sem modulação de fase

Aqui utilizamos a mesma montagem óptica do caso com modulação, porém sem o espelho móvel (agora fixo). O laser foi substituído pelo outro de 2m de comprimento. Mesmo assim, o problema da divergência do feixe não foi completamente sanado. Isso foi conseguido apenas com a inserção de uma íris na frente da janela de entrada do feixe no toróide que impede que parte do feixe toque as paredes da janela.

Nesse momento foi feita também a mudança das chaves de descarga e crowbar do banco de capacitores principal, as quais foram substituídas por outra pressurizada que proporciona maior precisão temporal nos disparos e uma manutenção mais simples.

Os dados obtidos com essa configuração foram analisados manualmente (contagem das franjas) e com o auxílio de um programa do Mathematica que calcula o arco cosseno dos pontos obtidos.

O método manual consiste em estabelecer os valores das fases correspondentes de cada ponto da curva com o auxílio de uma circunferência. Traçam-se retas sobre a curva nas alturas dos valores máximo e mínimo e desenha-se uma circunferência entre elas de forma que o seu diâmetro seja a distância entre as mesmas. Através dessa circunferência, determina-se a fase a que o ponto sobre a curva corresponde. Admitindo-se que o ponto inicial seja aquele correspondente ao final da descarga do banco principal e que está sobre uma das linhas de extremo, tomamos tal ponto como em $\phi = 0$. À medida que percorremos a curva de trás para frente, percorremos, paralelamente, a circunferência no sentido horário, anotando-se o ângulo descrito durante esse processo: a fase de um ponto da curva será aquela correspondente ao ângulo percorrido na circunferência até o ponto de mesma altura no gráfico. Porém, note-se que, à medida que percorremos a curva, esta muda de direção várias vezes (oscila). Quando isto ocorre e ainda não chegamos a completar uma volta na circunferência, devemos, para acompanhar a trajetória da curva, inverter o

sentido de rotação sobre a primeira. Procedendo desta maneira, conseguimos os valores de ϕ para diversos pontos das curvas das figuras 5.3, os quais, quando substituídos na fórmula (3.3.17), nos dão os valores da densidade integrada do plasma.

Seguindo o mesmo princípio, ou seja, normalizando o sinal relativamente ao raio da circunferência e calculando o arco cosseno dos pontos da curva com o auxílio do programa Mathematica, obtivemos um outro gráfico da densidade com os dados da mesma curva utilizada no processo manual. As curvas assim obtidas podem ser vistas nas figuras 5.4 e 5.5.

O maior problema deste método é a incerteza existente nos pontos em que a curva atinge valores extremos. Aí não podemos saber com certeza se devemos seguir o sentido de contagem do ângulo de fase ϕ , ou invertê-lo, caso seja, por coincidência, um ponto em que a evolução da densidade mude de sentido (crescimento / decrescimento).

Para uma pressão de hidrogênio de 0,6mTorr obtivemos uma densidade integrada máxima de $n\ell \approx 17 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. A 1,0mTorr essa mesma densidade vai para $n\ell \approx 11 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$.

Os diferentes tempos de atraso relativo entre os máximos do campo magnético e da densidade nos gráficos das figuras 5.4 e 5.5 podem ter como origem a eficiência do processo de pré-ionização. Como podemos notar ao observarmos esses gráficos, a pré-ionização do plasma foi mais eficiente na primeira descarga, o que fez com que mais átomos de hidrogênio tenham sido ionizados e, conseqüentemente, tenha sido obtida uma densidade maior do que aquela esperada para o segundo caso em que temos uma pressão mais alta (mais átomos), porém uma pré-ionização bem menos eficiente. No primeiro caso, vamos ter uma resistência maior por parte dos átomos ionizados de serem comprimidos pelo campo de confinamento, daí termos um tempo de resposta maior na implosão dos mesmos.

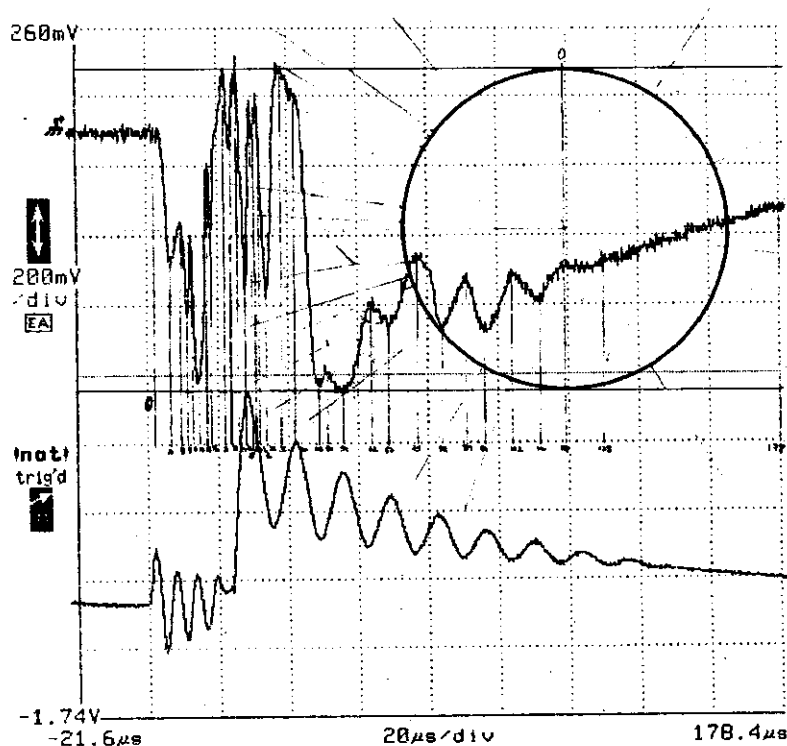
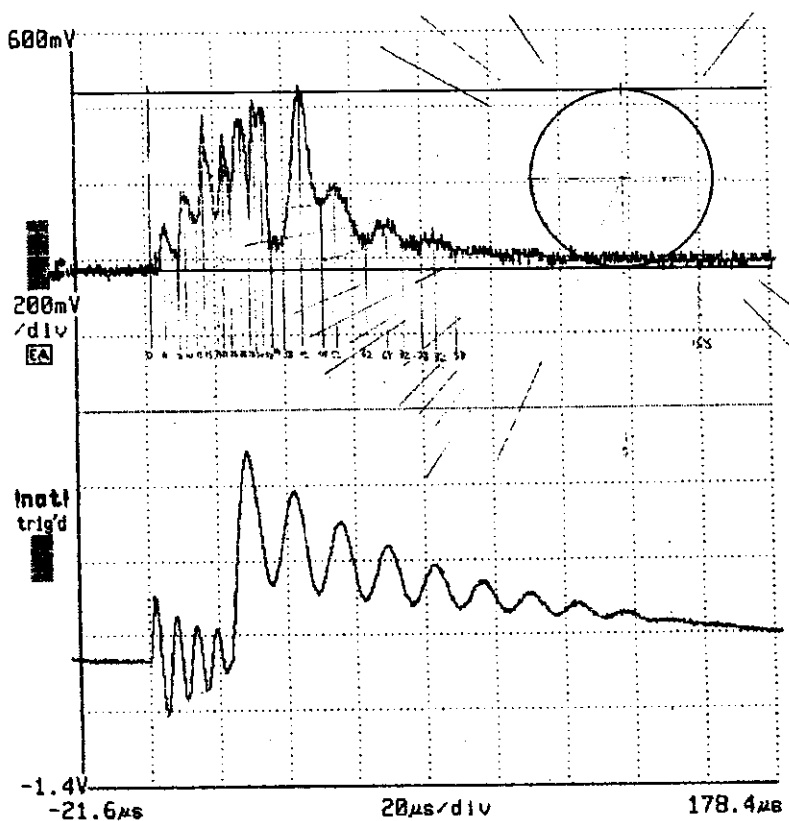


Fig. 5.3: sinais interferométricos sobre os quais estão as circunferências que auxiliam na contagem manual das franjas. Em cima: pressão de H_2 de 0,6mTorr. Embaixo: pressão de H_2 de 1,0mTorr. O sinal inferior de cada figura é a evolução do campo magnético de confinamento.

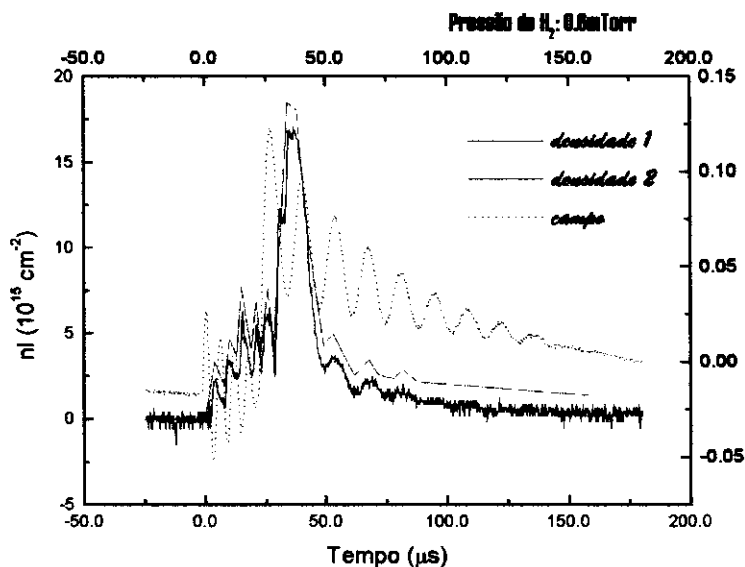


Fig. 5.4: Evolução temporal da densidade eletrônica integrada ao longo do diâmetro do toróide para uma pressão de H_2 de 0,6mTorr. As cores 1 (azul) e 2 (vermelho) representam, respectivamente, as densidades obtidas manualmente e por computador.

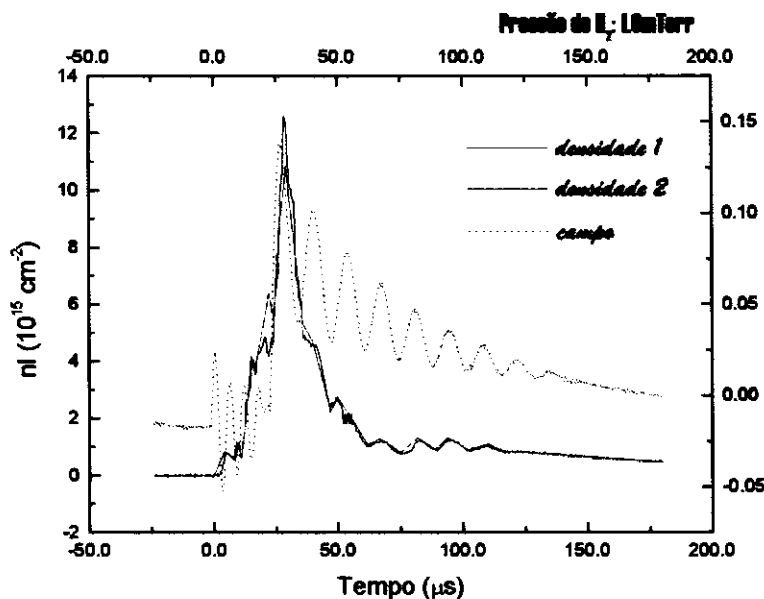


Fig. 5.5: Evolução temporal da densidade eletrônica integrada ao longo do diâmetro do toróide para uma pressão de H_2 de 1,0mTorr. As cores 1 (azul) e 2 (vermelho) representam, respectivamente, as densidades obtidas manualmente e por computador.

Como visto acima, a determinação da densidade eletrônica via um detector é, em geral, difícil e produz incertezas nas suas medidas.

5.1.3. Detecção dupla

A montagem básica permanece a mesma, porém agora utilizamos os dois ramos que saem de BS-2, direcionando-os para cada um dos dois detectores localizados na gaiola de Faraday. Vemos o esquema desta configuração na figura 5.6.

O princípio do método de detecção dupla é o de se obterem sinais com uma defasagem de 90° entre os mesmos. Sendo os sinais proporcionais a funções senóides, essa diferença de fase resultará em termos um sinal em um detector e sua derivada em outro. Para se conseguir isso, cruzamos os sinais provenientes de cada detector em um osciloscópio, gerando, com isso, uma figura de Lissajoux (fig. 5.7). A inclinação da elipse assim formada em relação aos eixos de coordenadas do osciloscópio nos dá o ângulo de defasagem entre os sinais. No nosso caso, queremos uma elipse com inclinação zero ou uma circunferência. O ajuste da fase, então, é feito por pequenos toques no espelho M8, M9 ou M10, ou ainda nos próprios detectores, ou seja, apenas variando a extensão de um dos ramos.

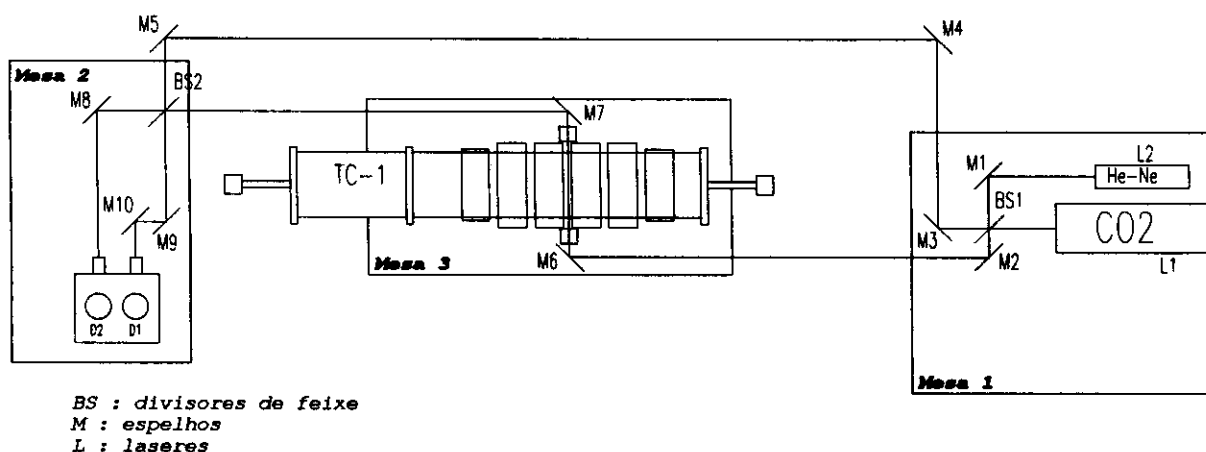


Fig. 5.6: esquema da montagem experimental para detecção dupla.

Uma vez que os detectores utilizados registram apenas a componente AC do sinal, foi necessário lançarmos mão de um artifício que fizesse com que as franjas de interferência sobre a área de cada detector corressem e produzissem um sinal alternado. Assim, foi colocado sobre a mesa 1 um alto-falante grande conectado a um gerador de frequência ajustável. Quando esse era ligado, a mesa óptica e seus espelhos vibravam a uma amplitude pequena o suficiente para alterar o caminho de propagação de cada feixe. Com isso, as franjas de interferência oscilavam, gerando um sinal detectável. Esse sinal era, então, enviado ao osciloscópio e a figura de Lissajoux, obtida. O posicionamento do alto-falante sobre a mesa 1, e não sobre a 2, é um cuidado necessário para que as posições dos espelhos dessa última não fossem alteradas pela vibração, uma vez que é através desses que o ajuste da fase entre os sinais é feito.

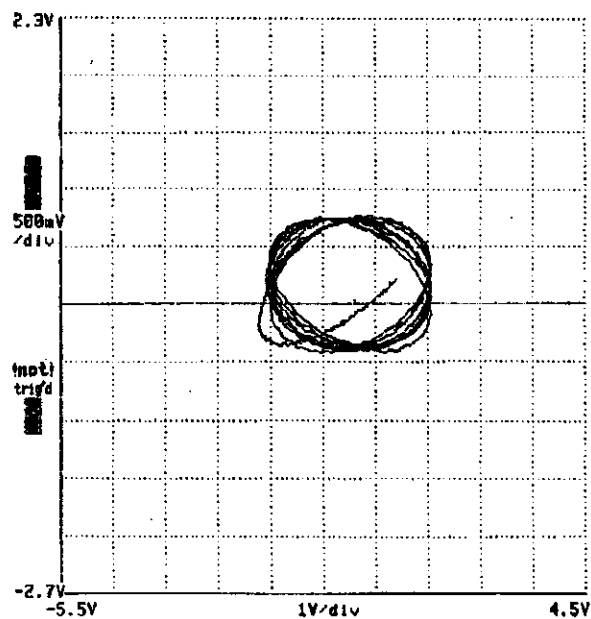


Fig. 5.7: Figura de Lissajoux formada pelo cruzamento dos sinais provenientes de cada detector quando estão defasados de 90° .

Outro cuidado que se revelou importante e que se refere ao problema do desvio dos feixes durante a implosão do plasma, é o paralelismo entre os mesmos depois de reunidos em BS-2. A inclinação entre os vetores de propagação dos feixes sobrepostos provoca o aparecimento de franjas de interferência de largura menor do que a área sensível de cada detector. Assim,

o sinal gerado possui uma componente que não está relacionada com a variação de densidade do plasma, mas sim com o desvio de um dos feixes, mascarando as informações ali contidas. Quando temos interferência entre dois feixes de radiação e eles não estão paralelos, o detector "vê" algo como a figura 5.8(c). Quanto maior o ângulo entre eles, mais estreitas as franjas. No entanto, caso eles estejam propagando-se paralelamente, esse mesmo detector "verá" a figura 5.8(a). Se o detector estiver posicionado no centro de cada figura, quando um dos feixes for ligeiramente desviado, o ângulo entre os mesmos mudará por uns instantes. No caso da figura 5.8(a), como temos uma área maior de mesma fase no centro da figura, se o seu deslocamento não for muito grande, a área sensível permanecerá no seu interior, não gerando nenhum sinal. Porém, se o caso for o da figura 5.8(c), um deslocamento de um dos feixes, ainda que pequeno, fará com que a área detectável atravessasse regiões de claro/escuro, gerando, assim, um sinal que nada tem a ver com variação de densidade.

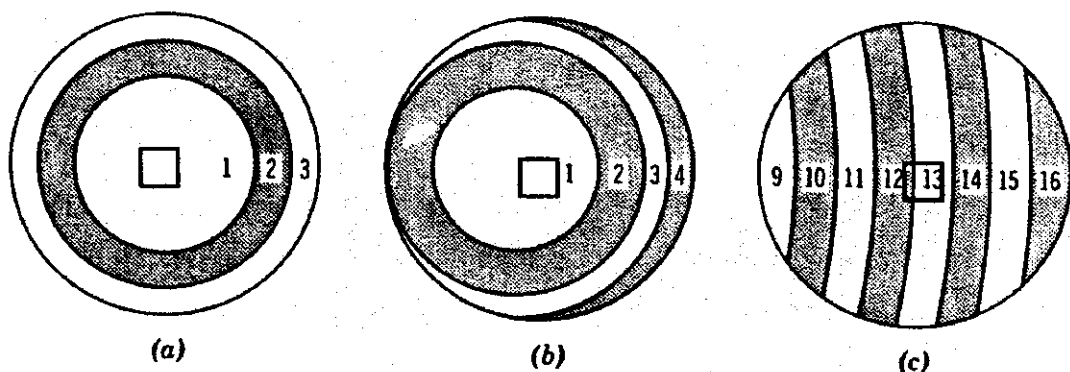


Fig. 5.8: figura de interferência formada sobre o plano do detetor quando reunimos dois feixes de laser (a) com seus eixos de propagação paralelos, (b) com seus eixos formando um pequeno ângulo e (c) formando ângulo grande entre si. O quadrado central representa a área sensível do detetor.

O ajuste dos feixes foram feitos usando as placas térmicas de detecção de infravermelho. Os padrões das figuras 5.8 eram formados sobre as placas quando incidíamos os feixes sobrepostos sobre as mesmas. Desse modo, olhando diretamente as figuras de interferência, pôde-se fazer com que os

feixes ficassem paralelos através de pequenos ajustes nos espelhos e no divisor de feixe BS-2.

5.1.3.1. Interferência à pressão de 0,6mTorr

Os sinais obtidos com gás hidrogênio a uma pressão de trabalho de 0.6mTorr estão representados na figura 5.9. Cada curva corresponde ao sinal enviado por um detector. A diferença de fase entre eles é verificada pela figura de Lissajoux formada pelos mesmos (fig. 5.10). Podemos ver que, neste caso, temos uma variação de densidade correspondente a menos de uma franja de interferência. Pode-se estimar o valor máximo alcançado pela densidade medindo-se diretamente com um transferidor o ângulo do arco formado pela figura de Lissajoux. O arco da figura 5.10 tem um ângulo de $\Delta\phi \approx 255^\circ = 4,45\text{rad}$. Ao substituírmos esse valor na expressão (3.3.17) obtemos

$$\int_L n \, d\ell \approx \frac{4.45}{2.98 \times 10^{-16}} \cong 15 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}.$$

Esse valor é confirmado pelo gráfico da evolução da densidade representado na figura 5.11. Aí temos o valor médio tomado de cinco curvas que correspondem a cinco disparos do TC-1 a essa mesma pressão de trabalho. Nessa figura, vemos sobrepostas as curvas da evolução da densidade e do campo magnético. Isso nos permite comparar o comportamento da primeira em relação ao segundo.

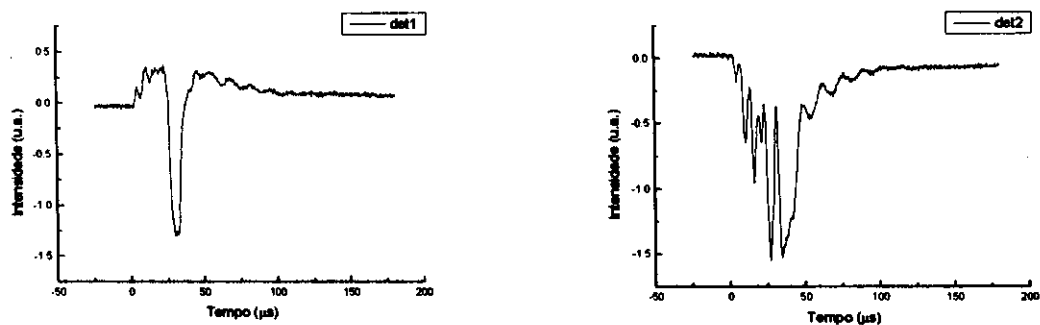


Fig. 5.9: Sinais de interferência gerados pela variação da densidade do plasma.

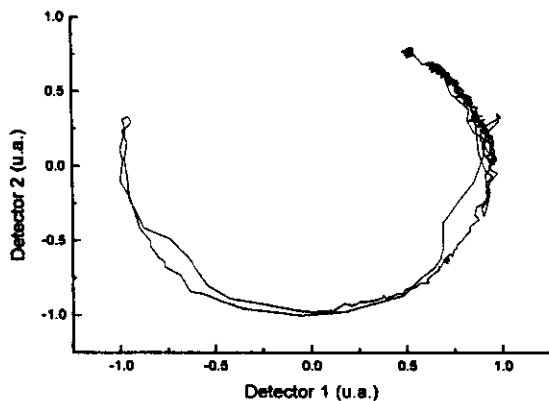


Fig. 5.10: Figura de Lissajoux dos sinais da fig. 5.9.

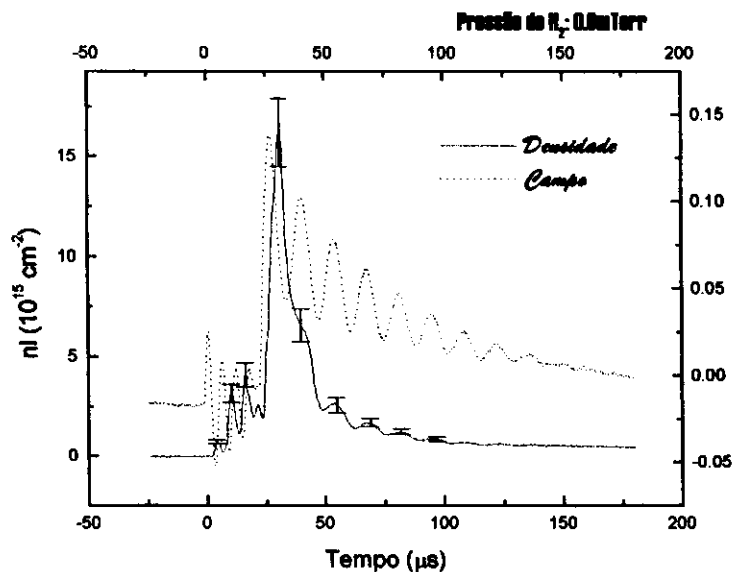


Fig. 5.11: Densidade integrada ao longo do diâmetro do TC-1.

Por não termos, necessariamente, sinais de mesma amplitude provenientes de cada detector, temos que normalizá-los. Com isso podemos trabalhar com eles diretamente através da expressão (3.6.4). Como a informação que queremos está contida no ângulo, a amplitude absoluta dos sinais é irrelevante, de forma que podemos escolher seu valor arbitrariamente. Para facilitar o cálculo da função arco tangente, normalizamos a amplitude do sinal em 1 u.a.. Assim, podemos tomar os valores dos pontos do gráfico como sendo diretamente valores de senos e cossenos. Feita a normalização, calculam-se o ângulo (arco tangente), dividindo um sinal pelo outro, e, então, a densidade integrada do plasma (fig. 5.11).

5.1.3.2. Interferência a pressões acima de 0,6 mTorr

A pressões mais altas a evolução da densidade do plasma pode ser vista nos gráficos das figuras 5.12, 5.13 e 5.14, as quais correspondem às pressões de trabalho de 0,8, 1,0 e 2,0 mTorr de H_2 .

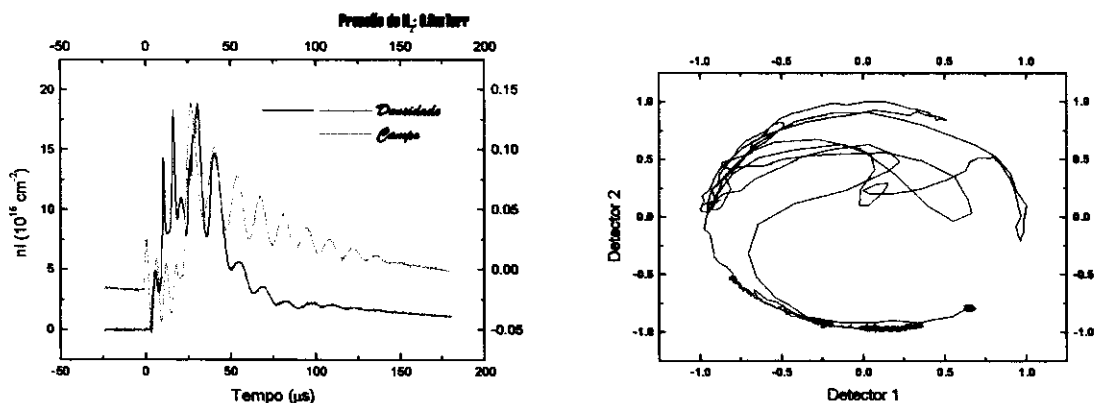


Fig. 5.12: Evolução da densidade integrada do plasma e figura de Lissajoux dos respectivos sinais. Pressão de trabalho: 0,8mTorr.

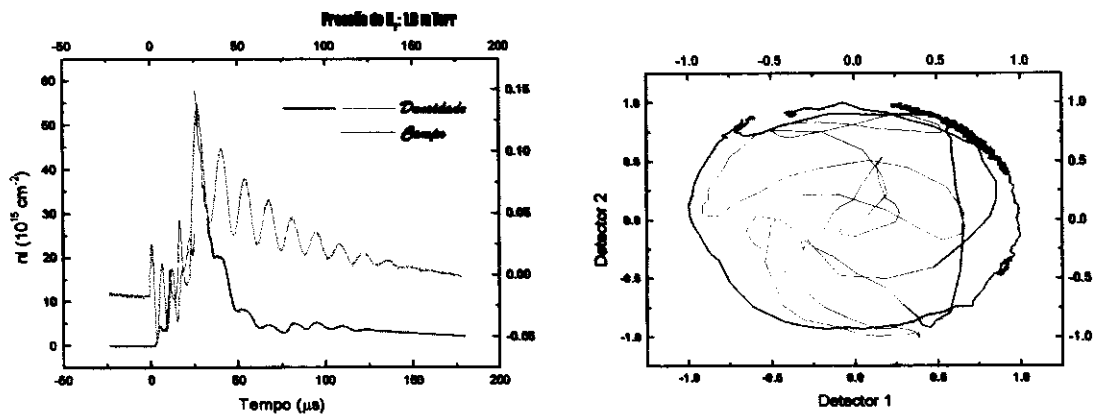


Fig. 5.13: Evolução da densidade integrada do plasma e figura de Lissajoux dos respectivos sinais. Pressão de trabalho: 1,0mTorr.

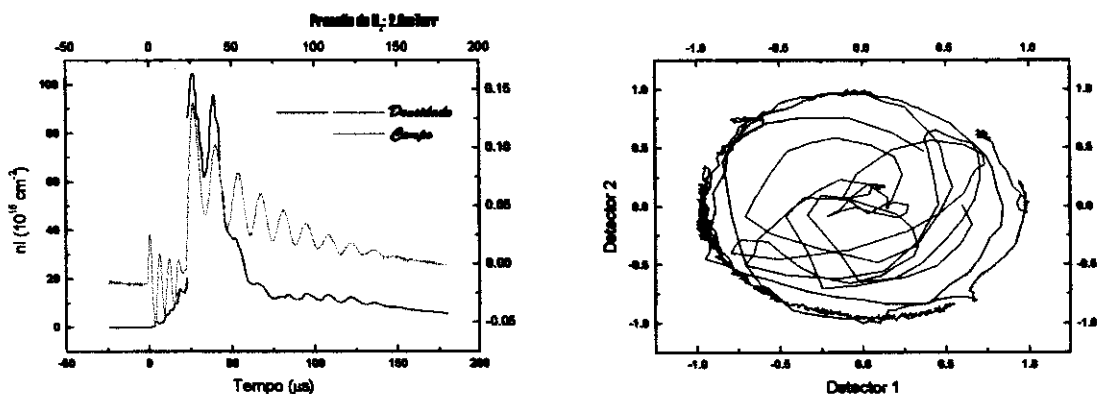


Fig. 5.14: Evolução da densidade integrada do plasma e figura de Lissajoux dos respectivos sinais. Pressão de trabalho: 2,0mTorr.

Podemos notar nos gráficos anteriores que ocorre uma atenuação da amplitude na região (intervalo de tempo) que inclui o momento de máxima compressão do plasma. Essa região aumenta à medida que se eleva a pressão de H_2 e, a partir de 1,0 mTorr, já não é possível descrever o que ocorre no momento da descarga do banco principal.

A região colorida é onde podem aparecer distorções devido à atenuação (ou desvio) do feixe, sendo, portanto, *a priori*, inexata. Uma vez que não foi monitorado o sinal proveniente do desvio do feixe, não podemos dizer, *a priori*,

se esse é o mesmo para ambos os detectores (caso em que não haveria distorções, apesar da variação da amplitude).

A contagem de franjas, em 1,0 e 2,0 mTorr, foi feita dividindo-se os gráficos em duas regiões: primeiramente, do início do sinal até o acionamento do banco principal e, inversamente ao tempo, do final até o crowbar do mesmo banco, daí a descontinuidade dos gráficos 5.13 e 5.14. A necessidade de adotar tal procedimento é devido ao fato de que se as franjas forem contadas continuamente no tempo, vamos obter gráficos da densidade como os da figura 5.15.

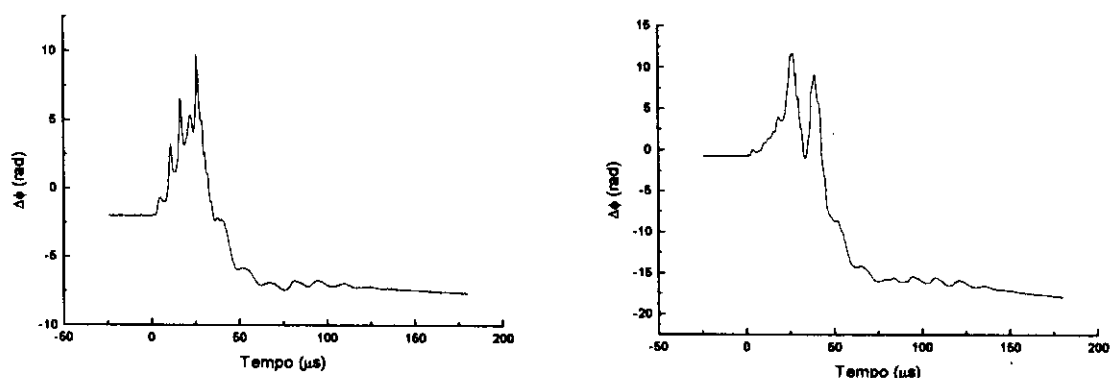


Fig. 5.15: Contagem contínua de franjas de interferência através dos sinais obtidos para as pressões de 1.0mTorr (esq.) e 2.0mTorr (dir.).

Os gráficos acima nos mostram que temos mais franjas depois da compressão máxima do plasma do que antes da mesma. Como isso implica em uma densidade final menor que a inicial, desconsideramos esse processo de contagem de franjas e a fazemos separando o gráfico em dois, como já foi descrito.

O tempo de resposta dos detectores pode ser a causa das distorções dos gráficos acima, como podemos verificar através de alguns cálculos. Podemos estimar o tempo de "subida" da densidade medindo-o diretamente nos gráficos das figuras 5.12, 13 e 14, assim como o valor desse aumento de densidade. A seguir, transformamos esses valores de densidade em números de franjas

deslocadas e dividimo-los pelo tempo, obtendo, assim, a frequência do sinal, em Hz, naquele intervalo. Procedendo dessa forma foram obtidos os valores de 0,88MHz e 1MHz para as pressões de 1,0 e 2,0 mTorr respectivamente.

Se considerarmos que o tempo de resposta típico do tipo do detector aqui utilizado (HgCdTe) é da ordem de $1\mu\text{s}$, ou seja, cuja frequência de corte está em torno de 1MHz, vemos que os sinais correspondentes às pressões de 1,0 e 2,0 mTorr serão distorcidos.

5.2. Injeção axial do feixe de laser

Nesta configuração, utilizamos apenas um detector para tomada de dados. A óptica foi adaptada de modo a conduzir o feixe de laser por um caminho que passe ao longo do toróide compacto. A pressão de H_2 em que se trabalhou é de 0,7mTorr. Podemos ver o esquema da montagem na figura abaixo.

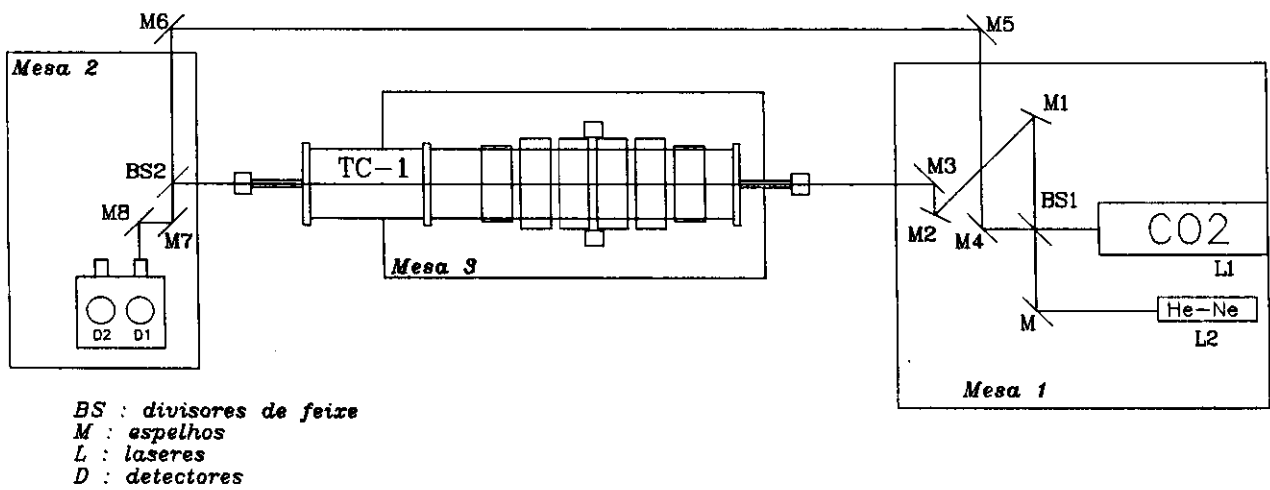


Fig. 5.17: Diagrama do experimento de interferometria com injeção axial do feixe de laser.

O método de medida é o mesmo que o usado no caso radial com um detector (detecção simples). As franjas são contadas manualmente como já foi exposto na secção relativa à detecção simples.

Um exemplo de sinal obtido nesta configuração pode ser visto na figura 5.18, onde temos o campo de confinamento, o sinal de interferência e o desvio do feixe.

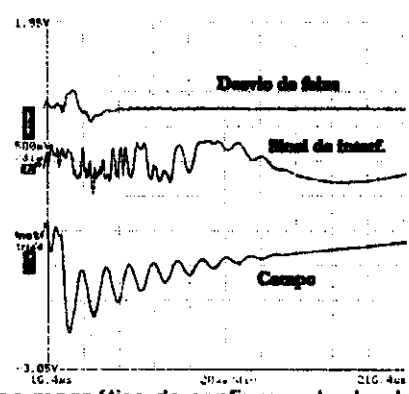


Fig. 5.18: Sinais de interferência, campo magnético de confinamento do plasma e desvio de feixe tomados para a configuração axial.

Contando-se as franjas, obtivemos o gráfico da figura 5.19. Aqui é possível ver a região onde temos um forte desvio de feixe e da qual, pela fragilidade deste método, não nos é permitido tirar informações. Assim, tem-se um intervalo abrangido que se inicia apenas a $\sim 20\mu\text{s}$ depois do início das descargas do banco de capacitores principal. Vemos também que esse intervalo não inclui o momento de compressão máxima, durante a qual o feixe é desviado mais fortemente, especialmente neste caso em que temos uma extensão maior de feixe atravessando o plasma.

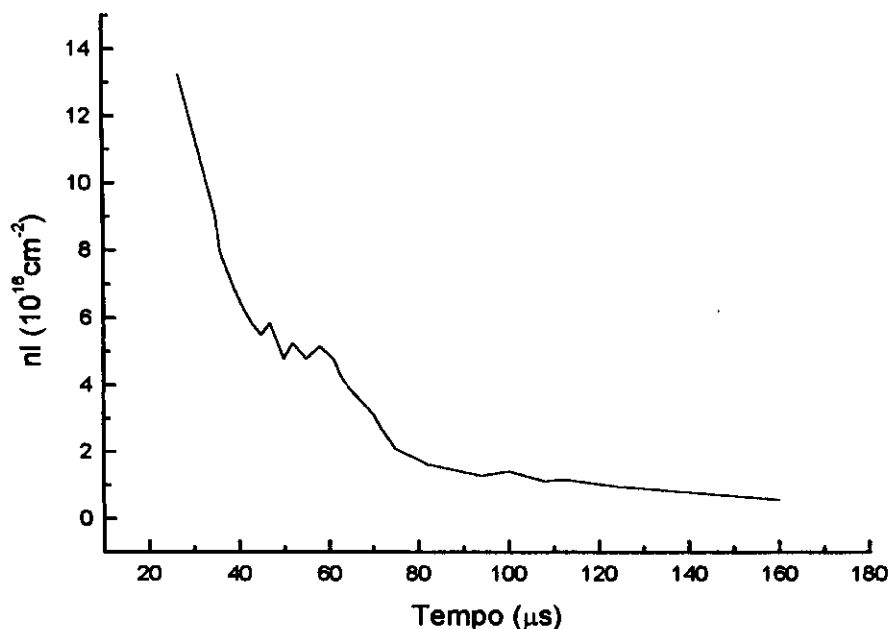


Fig. 5.19: Evolução da densidade do plasma integrada ao longo de seu eixo.

Podemos notar que temos aqui valores maiores de densidade integrada, uma vez que temos um comprimento maior de plasma atravessado pelo feixe de laser. Além disso, nota-se também que o tempo de confinamento é maior do que no caso radial.

Se supusermos que o comprimento do plasma está em torno de 60 cm, então a densidade máxima aqui registrada será de aproximadamente $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Capítulo 6

Comentários e Conclusões

Foram realizadas medidas de densidade eletrônica integrada no toróide compacto TC-1 do laboratório de plasmas da UNICAMP por meio de 3 técnicas baseadas em interferometria: detecção simples, detecção simples com modulação e detecção dupla.

Partindo da análise dos dados obtidos através de cada uma das técnicas aqui expostas, podemos notar a maior confiabilidade do método de detecção dupla. Por esse último podemos obter sinais que se complementam na hora de se extrair a informação sobre a densidade do plasma, o que não é possível quando utilizamos apenas um detector. Na detecção dupla, um detector gera o sinal que contém a informação e o outro, a derivada do mesmo, ou seja, o modo como ele evolui no tempo. Com isso, elimina-se a incerteza existente naqueles pontos do sinal onde não se sabe mais se temos uma densidade aumentando ou diminuindo com o tempo ou, em outras palavras, podemos saber se estamos somando ou subtraindo franjas daquelas que já foram contadas. Quando se utiliza um detector, no entanto, sabemos o número de franjas deslocadas, mas não em que sentido isso ocorre.

O maior problema encontrado na utilização do método interferométrico é a deflexão do feixe de laser quando se está trabalhando a pressões mais altas de hidrogênio. A pressões acima de 0,6mTorr, as regiões do sinal próximas ao momento de compressão máxima do plasma é cada vez mais afetada por variações na intensidade do feixe que incide sobre cada detector. No caso da detecção simples, isso pode invalidar parte do sinal se a frequência de atenuação do feixe for comparável à do sinal e/ou se essa atenuação for muito intensa. Na detecção dupla, isso pode não ter efeito nenhum sobre o sinal, desde que a variação da intensidade do feixe seja igual para ambos os detectores. Se isso acontecer, o ângulo que estamos medindo, ou, equivalentemente, o número de franjas que estamos contando, será preservado, não

havendo distorção da informação sobre a evolução da densidade do plasma. Isso não é garantido quando sinais de detectores distintos são atenuados de modos diferentes.

Outra distorção verificada foi a diferença entre as densidades final e inicial para pressões de 1,0 e 2,0 mTorr. Nesses casos, os detectores não conseguem registrar as franjas no momento em que acontece a implosão do plasma (acionamento do banco principal). Aparentemente, durante o período de compressão do plasma, cada detector registra um número de franjas menor do que durante a sua expansão. Uma possível explicação para isso é que a resposta temporal do detector seja lenta em relação ao período de oscilação do sinal, seja na região de pré-ionização, seja no momento da implosão. A velocidade com que a densidade do plasma aumenta quando o banco principal é acionado é muito alta a partir de 1,0mTorr de pressão de H_2 e o detector não “vê” as franjas nesse intervalo de tempo. Logo após a compressão máxima, a expansão se inicia de modo mais lento e, então, os detectores conseguem registrar todas as franjas até o ponto inicial de menor densidade. Como faltaram franjas por contar na fase de implosão, o gráfico resultante tem um perfil onde temos, no final, uma densidade menor do que a do início do processo.

Apesar dos problemas que apareceram para as pressões mais altas, foi possível verificar que o método funciona muito bem para pressões mais baixas e que pode ser aplicado nos outros casos desde que se elimine a deflexão do feixe de laser. Com a configuração axial (detecção simples), obtivemos um valor máximo de $n_l \sim 1,3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ para uma pressão de H_2 de 0,7mTorr. Levando em conta que o comprimento do plasma formado está em torno de 60 cm, a sua densidade deve ficar em $n_e \sim 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Esse valor está de acordo com aquele obtido com a configuração radial com modulação de fase, onde $n_l \sim 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ à mesma pressão de hidrogênio. Com o diâmetro do plasma sendo de aproximadamente 3 cm no máximo de sua compressão, como já foi determinado em outros experimentos realizados no TC-1 [19], temos que $n_e \sim 1,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. A detecção dupla com configuração radial nos dá os valores de $n_l \sim 1,6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ para pressão de 0,6 mTorr e $n_l \sim 1,8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ para 0,8 mTorr. Assim, a densidade máxima alcançada é de $n_e \sim 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, valor próximo aos obtidos anteriormente por detecção simples e confirmado pelo espalhamento Thomson [13] para pressão de 0,8 mTorr de H_2 , $n_e \sim 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. A diferença entre os primeiros e os

últimos valores da densidade é explicada pelo fato de que foram tomadas em períodos diferentes, entre os quais foram feitas algumas modificações na máquina.

Foram realizadas tentativas de se medir a densidade integrada axialmente também por detecção dupla. No entanto, nesse caso, o alinhamento do feixe de laser que atravessa o TC-1 apresentou bastante dificuldade não só pela instabilidade do laser, mas também pelas janelas de entrada e saída do feixe serem de diâmetro reduzido. Além disso, testou-se também uma outra configuração da montagem para detecção dupla em que o ajuste da diferença de fase entre os detectores era feito variando-se o caminho de cada feixe independentemente antes dos mesmos serem sobrepostos. Porém a utilização de uma quantidade maior de acessórios ópticos nessa configuração fez com que o sistema se tornasse muito instável, além de dificultar a captação do sinal pelos detectores, uma vez que o excesso de divisores de feixe atenuava muito a intensidade do feixe de laser que incidia sobre os mesmos

Como proposta para um trabalho futuro neste tema há a implantação do diagnóstico por interferometria com laser de CO₂ multipassagem com utilização de dois detectores no tokamak NOVA - UNICAMP. A vantagem da utilização desse método em um tokamak está no fato de não ser mais necessário o uso de um laser de álcool ($\lambda = 118,8\mu\text{m}$) para fazer medidas interferométricas do plasma aí produzido, uma vez que a passagem do laser de CO₂ múltiplas vezes pelo plasma compensa a falta de sensibilidade do método nesse comprimento de onda para a faixa de densidades do plasma produzido em tokamaks.

Apêndice

Programa para cálculo da função $\text{Arctg } S_2/S_1$

A seguir tem-se a listagem do programa escrito no "Mathematica" para análise de dados obtidos por detecção dupla.

De um arquivo composto de uma tabela com cinco colunas, faz-se a leitura das duas últimas, as quais correspondem aos sinais normalizados S_2 e S_1 provenientes de cada detector. Como resultado, o programa cria um novo arquivo composto de apenas uma coluna de dados, os quais são posteriormente plotados em um gráfico $\Delta\phi$ x tempo.

```
SetDirectory["c:/temp/droppa/Dados"]
lista = ReadList["arquivo.dat", Table[Real, {5}]];
len = Length[lista];
Print["len =", len];
Short[lista]
pi = Pi//N;
ang = { };
tet = { };
del = 0.;
i = 1.;
Do[ x = lista[[i, 4]];
    y = lista[[i, 5]];
    z = ArcTan[x, y];
    AppendTo[ang, z];
    ang[[0]] = 0.;
    dif = ang[[i]] - ang[[i - 1]];
    If[Abs[dif] >= 3.5, AddTo[del, -2*pi*Sign[dif],.];
    AppendTo[tet, ang[[i]] + del];
    , {i, len}];
tet;
matout = OpenWrite["arqnovo.dat"];
Do[Write[matout, tet[[i]], {i, len}];
Close[matout];
```

Referências

- [1] A. J. H. Donné; "High Spatial Resolution Interferometry and Polarimetry in Hot Plasmas"; Rev. Sci. Instrum., 66 (6), p. 3407, June 1995.
- [2] E. A. Aramaki; "Estudos Experimentais em Configuração a Campo Reverso no TC-1"; Tese de Doutorado, Inst. de Física - USP, 1992.
- [3] E. A. Aramaki, L. A. Berni, R. Y. Honda, I. Doi, M. Machida; "Optimization of the Implosion Phase on TC-1 by Light Emission Analysis"; Nuclear Instruments Methods in Physics Research, A 280, 597 - 601, 1992.
- [4] R. Y. Honda; "Métodos de Análise Experimental de uma Configuração de Campo Reverso no TC-1 UNICAMP"; Tese de Doutorado, Eng. Elétrica - UNICAMP, 1993.
- [5] R. Y. Honda; "Pré-ionização e Diagnóstico Espectroscópico de Plasma Gerados e Confinados por Campos Magnéticos"; Tese de Mestrado, Inst. de Física - UNICAMP, 1980.
- [6] M. Tuszewski; "Field Reversed Configurations"; Nuclear Fusion, v. 28, No.11, p. 2033, 1988.
- [7] M. Machida, R. Y. Honda; "Externally Adjustable Field Distortion Switch"; Revista de Física Aplicada e Instrumentação, vol. 5, nº 4, 1990.
- [8] M. Machida, D. O. Campos, L. A. Berni; "Crowbar Switches for Pulsed High-Voltage and Current Devices"; Revista de Física Aplicada e Instrumentação, vol. 9, nº 3, setembro 1994.
- [9] D. O. Campos, M. Machida, R. Y. Honda, E. A. Aramaki, L. A. Berni; "Analytic Study on High-Voltage Crowbar System"; Jp. J. Appl. Phys., v. 34, 1995.
- [10] L. A. Berni; "Diagnóstico e Análise de Fuga de Partículas pelas Extremidades de um Constritor de Campo Reverso"; Tese de Mestrado, Inst. de Física - UNICAMP, 1992.
- [11] D. O. Campos, M. Machida, L. A. Berni, R. Droppa Jr., R. Y. Honda, E. A. Aramaki; "Measurements of Diamagnetism in Theta-Pinch Discharges with Simulated and Real Plasma Columns"; Proc. Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, págs. 197 - 200; 14 a 17 de maio de 1995.

- [12] M. P. Collares; "Construção e Utilização de uma Sonda de Pressão em Plasma"; Tese de Mestrado, Inst. de Física - UNICAMP, 1986.
- [13] L. A. Berni; "Espalhamento Thomson no Toróide Compacto TC-1"; Tese de Doutorado, Inst. de Física - UNICAMP, 1996.
- [14] S. A. Moshkalyov, M. Machida, S. V. Lebedev, D. O. Campos, L. A. Berni, A. Daltrini; "The Study of a Temporal Behavior of Impurity Ions Emission in a Theta-Pinch Discharge"; Proc. 3^a Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas, dezembro 1995.
- [15] M. Born, E. Wolf; "Principles of Optics"; Pergamon Press, 6th ed., 1987.
- [16] R. H. Lovberg, H. R. Griem (editors); "Methods of Experimental Physics", v. 9, part B - Plasma Physics, cap. 11, p. 1.
- [17] M. A. Heald, C. B. Wharton; "Plasma Diagnostics with Microwaves"; cap. 2, John Wiley & Sons, Inc., 1965.
- [18] J. Hecht; "The Laser Guidebook"; cap. 10, McGraw-Hill, Inc., 1986.
- [19] L. A. Berni, M. Machida, R. Y. Honda, E. A. Aramaki, D. O. Campos; "Analysis of TC-1 Implosion Characteristics by Excluded Flux, Faraday Cup, PZT Probe and IMACON Diagnostics"; IAEA - Research Using Small Tokamaks, pág. 079 - Serra Negra, 1993.
- [20] M. Machida; "Experimental Observations of MHD Instabilities in the High-Beta Tokamak Torus - II"; Tese de Doutorado, Columbia University, 1982.