

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

Dissertação de Mestrado

**DETERMINAÇÃO DA TEMPERATURA
E DENSIDADE ELETRÔNICA DO PLASMA NO TOKAMAK
NOVA-UNICAMP**

Celso Ossamu Kaminishikawahara

Orientador: Munemasa Machida

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Munemasa Machida - DEQ/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Luiz Ângelo Berni - LAP/INPE

Prof. Dr. Roberto Antonio Clemente - DEQ/IFGW/UNICAMP

**Trabalho apresentado ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da
Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos
necessários à obtenção do título de Mestre em Física.**

**Campinas
Julho / 2004**

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

K128d

Kaminishikawahara, Celso Ossamu
Determinação da temperatura e densidade
Eletrônica do plasma no Tokamak Nova-UNICAMP /
Celso Ossamu Kaminishikawahara. --
Campinas, SP : [s.n.], 2004.

Orientador: Munemasa Machida.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual
de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Sonda de Langmuir. 2. Diagnóstico de
plasma. 3. Tokamaks. I. Machida, Munemasa.
II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de
Física "Gleb Wataghin". III. Título.

(vsv/ifgw)



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **CELSO OSSAMU KAMINISHIKAWAHARA – RA 970402** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN”, DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 29 / 07 / 2004.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Munemasa Machida (Orientador do Candidato) –
DEQ/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Luiz Ângelo Berni – LAP/INPE

Prof. Dr. Roberto Antonio Clemente – DEQ/IFGW/UNICAMP

Aos meus pais pelo apoio
dado na realização deste trabalho.

Agradecimentos

Ao meu orientador, Munemasa Machida, pelo apoio e incentivo nas pesquisas realizadas.

Aos meus colegas de trabalho, Marcelo, André e Douglas, pela ajuda em todas as dificuldades durante a realização do meu trabalho.

Aos meus familiares e aos meus amigos que apoiaram e incentivaram na realização deste trabalho.

E aos meus professores com quem aprendi muito, e consegui enxergar o caminho a que irei seguir...

Resumo

O objetivo deste trabalho foi de implementar um sistema de diagnóstico na borda do plasma, na Região da Sombra do Limitador (RSL), do tokamak Nova-Unicamp, até então inexistente. O sistema de diagnóstico desenvolvido foi a sonda de Langmuir com a qual pudemos observar as variações temporais e espaciais da temperatura e densidade eletrônica na borda do plasma.

Para a implementação desse sistema de diagnóstico no nosso tokamak foram construídas duas sondas de Langmuir, e desenvolvidas fontes de tensões de ondas senoidal e dente-de-serra, para alimentar essas sondas. Para o tratamento dos dados obtidos com a fonte de tensão dente-de-serra, foi desenvolvido um programa na linguagem C chamado Programa Langmuir, para uma determinação rápida da temperatura e densidade a cada disparo em descarga do tokamak.

Com esse sistema implantado determinamos que a temperatura e a densidade eletrônica na interface entre o limitador e o plasma confinado, são 8,7 eV e $5,6 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ respectivamente. E que o crescimento da densidade é mais abrupto que o da temperatura. Observamos também que as variações temporal da temperatura e densidade eletrônica ao longo da descarga mantiveram-se constantes nos valores de 8eV e $4 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$ respectivamente, na posição a 2mm atrás do limitador.

Abstract

The objective of this work was to implement a system of diagnostic near the edge of the plasma, in the scrape-off layer (SOL) of tokamak Nova-Unicamp, up to time inexistent. The diagnostic system developed was the Langmuir probe with which we can observe the time and radial profiles of the electron temperature and density in the edge of the plasma.

For the implementation of this diagnostic in our tokamak there have been constructed two Langmuir probes. To feed these probes, we have developed a sweep voltage power supply with sawtooth and sinusoidal waveform generator. For the treatment of the data obtained with sawtooth voltage source generator, it has been developed a program, in C language, named Langmuir Program, for a fast determination of the electron temperature and density to each tokamak discharge.

With this system, we have determined that the electron temperature and density at the interface between the limiter and the confined plasma, are 8.7 eV and $5.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ respectively, and that the growth of the density is more abrupt than the temperature. We also have observed that the time variations of the temperature and density, during the plateau of tokamak discharge, had respectively remained constant at the values of 8 eV and $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, in the region 2mm behind the limiter.

ÍNDICE

1 – Introdução	1
2 – Tokamak Nova-Unicamp	4
2.1 - Funcionamento do tokamak	4
2.2 - Características do tokamak Nova-Unicamp	7
3 – Sonda de Langmuir	13
3.1 - Região da Borda do Plasma	13
3.1.1 - O perfil radial de densidade na RSL	15
3.2 - Teoria da Sonda de Langmuir	19
3.2.1 - Modelo Simplificado da Teoria da Sonda de Langmuir	21
Formação da bainha (<i>sheath</i>)	21
Potencial de Plasma	23
Potencial Flutuante	25
Região A - Região da Corrente de Saturação Eletrônica	25
Região B - Corrente na Região de Transição	27
Região C – Região de Corrente de Saturação Iônica	29
3.3 - Condições de validade do modelo simples da sonda de Langmuir	29
3.4 - Análise das equações da sonda para o tratamento dos dados	30
4 – Experimental	32
4.1 – Montagem da Sonda de Langmuir	32
4.2 – Montagem da Fonte de Tensão Senoidal	35
4.3 – Montagem do Circuito Dente-de-Serra	36

4.4 – Aquisição dos dados	46
5 – Análise dos Resultados	48
5.1 – Análise dos dados obtidos com a fonte de tensão senoidal	48
5.2 – Análise dos dados da fonte de tensão dente-de-serra	52
6 – Discussões dos Resultados	63
7 – Conclusões e Perspectivas Futuras	66
8 – Referências	68
9 – Apêndices	69
9.1 - Lista de Alguns Parâmetros Básicos do Plasma.	69
9.2 – Análise do Circuito de Malhas para o Cálculo da Tensão e Corrente na Sonda.	70
9.3 - Programa Langmuir	75

Índice de figuras

<i>Figura2-1: (a)- Características básicas de um tokamak. 1: Circuito primário do transformador, 2: Bobinas do campo toroidal, 3: “Shell”- Câmara externa, 4: Vaso do tokamak, 5: Núcleo do transformador, J: corrente de plasma, B_ϕ: campo toroidal, B_θ: campo poloidal, R : raio maior do plasma, e a : raio menor do plasma. (b) Detalhes da geometria de um tokamak.....</i>	<i>5</i>
<i>Figura 2-2: Vista em corte do tokamak Nova-Unicamp.</i>	<i>10</i>
<i>Figura 2-3:(a)Vista superior do tokamak Nova-Unicamp. (b) Vista superior do tokamak com seus sistemas de diagnóstico e aquisição dos dados.</i>	<i>12</i>
<i>Figura 3-1: Esquema do fluxo de partículas da região central para a parede do vaso de vácuo do tokamak.</i>	<i>15</i>
<i>Figura 3-2: Curva característica da sonda de Langmuir: Região A – região de corrente de saturação eletrônica; Região B – região de transição entre a corrente de saturação eletrônica e iônica; e Região C –região de corrente de saturação iônica.</i>	<i>20</i>
<i>Figura 4-1: Montagem da sonda dupla de Langmuir.</i>	<i>33</i>
<i>Figura 4-2: a) Sonda de Langmuir adaptada do sublimador de titânio, b) tubo extensor. (escala em milímetros).....</i>	<i>34</i>
<i>Figura 4-3: Montagem do gerador de onda senoidal para a aquisição dos sinais $I \times V$.</i>	<i>35</i>
<i>Figura 4-4: Circuito dente-de-serra original.....</i>	<i>36</i>
<i>Figura 4-5: Circuito dente-de-serra composto de circuito de baixa e alta potência.</i>	<i>38</i>
<i>Figura 4-6: Configurações de um transistor: a) Base comum, b) Coletor comum, e c) Emissor comum.</i>	<i>40</i>

<i>Figura 4-7: Curva característica de saída de um transistor, mostrando o ponto Q de trabalho, e as regiões de operação: corte (C), ativa (A) e saturação (S).</i>	41
<i>Figura 4-8: Esquema do amplificador de tensão e corrente utilizando o transistor de potência Tip 50 e polarização por divisor de tensão na base.</i>	42
<i>Figura 4-9: Circuito para obter a medida de corrente na sonda.</i>	43
<i>Figura 4-10: Montagem do circuito da fonte de tensão contínua negativa, para aquisição da corrente na região de saturação iônica.</i>	45
<i>Figura 5-1: Dados obtidos com a fonte de tensão senoidal de frequência de 1kHz, apresentado-se os sinais da corrente de plasma, o sinal da tensão senoidal e o da corrente na sonda, e a posição da sonda estava a 7mm da câmara de vácuo.</i>	49
<i>Figura 5-2: Curva característica obtida com a fonte de tensão senoidal nos intervalos 3 à 5ms os respectivos valores da temperatura e densidade, $(6,3 \pm 0,9)\text{eV}$ e $(1,6 \pm 0,1) \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$.</i>	50
<i>Figura 5-3: Curva característica obtida com a fonte de tensão senoidal no intervalo 9 à 11ms com os respectivos valores da temperatura e densidade, $(5,4 \pm 0,8)\text{ eV}$ e $(0,8 \pm 0,06) \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$.</i>	50
<i>Figura 5-4: Gráfico da variação radial da densidade. A posição do limitador está na posição $r = 60\text{mm}$, e o raio da câmara do vaso de vácuo é de 73mm e, portanto a RSL é de 13mm de largura.</i>	51
<i>Figura 5-5: Programa Langmuir A, mostrando para cada intervalo selecionado, em diferentes cores, as saídas A, B, e o deslocamento automático em frequência do sinal B, V_y, correspondente.</i>	52
<i>Figura 5-6: a) Deslocamento da saída B em relação à saída A, devido ao capacitor C_2. b) Correção do deslocamento em B.</i>	53

Figura 5-7: Programa Langmuir B, mostrando para cada intervalo selecionado, em diferentes cores, os valores calculados de tensão, V_s , e corrente, I_s , na sonda de Langmuir.

..... 53

Figura 5-8: Programa Langmuir C, mostrando o resultado do “fitting” linear para o gráfico $\ln(I_s) \times V_s$, para a primeira região, com os respectivos valores de temperatura e densidade calculados.....

54

Figura 5-9: Curva característica de uma sonda simples na posição 7mm da câmara do vaso de vácuo, e com uma frequência da fonte dente-de-serra de 25kHz. A temperatura obtida foi de 6,7 eV.....

56

Figura 5-10: Variação temporal da temperatura eletrônica em todo o disparo de descarga do tokamak, mostrando-se também a corrente de plasma. A medida foi obtida na posição de 11mm da câmara do vaso de vácuo, ou a 2mm atrás do limitador.....

58

Figura 5-11: Variação temporal da densidade eletrônica em todo o disparo de descarga do tokamak, mostrando-se também a corrente de plasma. A medida foi obtida na posição de 11mm da câmara do vaso de vácuo, ou a 2mm atrás do limitador.....

58

Figura5-12: Variação radial da temperatura eletrônica, para um tempo fixo de 7ms após o disparo de descarga da máquina. A posição do limitador está a 13mm da distância da câmara do vaso de vácuo.

59

Figura5-13: Variação radial da densidade eletrônica, para um tempo fixo de 7ms após o disparo de descarga da máquina. A posição do limitador está a 13mm da distância da câmara do vaso de vácuo.

60

Figura 5-14: Sinal suavizado da variação radial da corrente na região de saturação iônica no intervalo do disparo do tokamak, utilizando uma fonte de tensão DC negativa à -100V.

..... 61

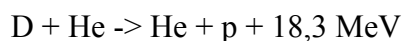
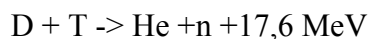
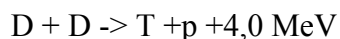
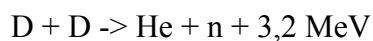
<i>Figura 6-1: Gráfico de 12 disparos seguidos da variação da corrente de plasma ao longo do disparo em descarga do tokamak.....</i>	<i>65</i>
--	-----------

1 – Introdução

Com a preocupação no fornecimento de energia com a crescente população mundial e a preocupação no esgotamento de recursos naturais, como petróleo, e a crescente preocupação na preservação do meio ambiente, limitando as áreas para construção de usinas hidrelétricas para o fornecimento de energia elétrica, procuram-se fontes alternativas. Algumas pesquisas estão sendo realizadas em diversas áreas como energia solar, eólica, utilizando ondas do mar, entre outras, mas as mais promissoras, embora difíceis, são as relacionadas à energia nuclear.

Existem usinas de energia nuclear fornecida através da fissão nuclear, mas estas são muito perigosas e resultam em grandes quantidades de lixo tóxico, resíduos radioativos que levam milhares de anos para se neutralizarem. Com a preocupação ambiental cada vez mais forte a cada ano e na procura de fontes de energias renováveis e ambientalmente corretas, estão sendo realizadas pesquisas na área de fusão nuclear, onde se tem a vantagem de conseguir facilmente grande quantidade de matéria prima (deutério e trítio, D-T) e resultando em pequena quantidade de resíduos radioativos perigosos.

A fusão nuclear consiste em unir dois átomos leves, como o hidrogênio, hélio, lítio e boro, formando um outro átomo mais pesado liberando grande quantidade de energia. As possíveis reações de fusão que poderão ser usados nos reatores de fusão nuclear são: [1]



Contudo, essas reações podem ocorrer quando os átomos tiverem energia suficiente para vencer a repulsão coulombiana entre eles. Uma das maneiras para se conseguir essa alta energia é através da energia térmica presente num plasma de alta temperatura.

O plasma é um gás quase neutro formado por partículas carregadas e neutras que exibem um comportamento coletivo. Comportamento coletivo significa que os movimentos não dependem apenas de condições locais, mas também do estado do plasma das regiões afastadas, ou que o movimento das partículas carregadas do plasma (íons e elétrons) são regidos por forças de longo alcance, do tipo da Lei de Coulomb, e não por forças de pequeno alcance como, por exemplo, nas colisões. Quase neutro significa que o plasma possui uma densidade aproximadamente igual de íons e elétrons tornado-se suficientemente neutros, mas não tão neutro que as forças eletromagnéticas interessantes desapareçam. Por exemplo, possuindo muitas partículas carregadas tem a capacidade de anular qualquer potencial que seja aplicado nele, a uma pequena distância do ponto onde o potencial foi aplicado.

Existem máquinas que usam o princípio de uma máquina geradora de plasma para criar condições de fusão nuclear. Exemplos de máquinas de fusão nuclear são: tokamak, tokamak esférico, stellarator, tokamak híbrido, etc. Entretanto, a máquina mais pesquisada e com a possibilidade de atingir a fusão nuclear controlada é o tokamak. Vários trabalhos mostram que é possível atingir um estado de auto-sustentação da máquina. Existe um projeto para a construção de uma grande máquina do tipo tokamak, ITER (www.iter.org), na forma de consórcio internacional, que já está em negociação para a sua construção, após vários anos de análise e simulações do projeto. A máquina tem como objetivo ser o primeiro reator de fusão nuclear que gerará energia suficiente para se auto-sustentar e gerar uma energia excedente servindo como uma fonte de energia a base de fusão nuclear.

A pesquisa realizada na nossa máquina o tokamak Nova-Unicamp é a de desenvolver um pessoal capacitado e conhecedor dessa área de fusão nuclear. Os alunos adquiriram um conhecimento básico para o ingresso no trabalho com o plasma para a fusão nuclear ou, conhecimento básico nos métodos de diagnóstico do plasma de alta e baixa energia. Fornecendo pessoal capacitado para atuar na área de física dos plasmas.

O trabalho desenvolvido nessa tese é o estudo da região da borda do plasma, onde parâmetros como densidade e temperatura eletrônica do plasma foram determinados ao longo do tempo da descarga e posição radial no nosso tokamak. Para isso, foram construídas duas sondas de Langmuir para a utilização no tokamak; foram montadas fontes geradoras de tensões de ondas senoidal e dente-de-serra, desenvolvendo-se e adaptando os circuitos eletrônicos com os componentes disponíveis em nosso laboratório e no mercado; foi desenvolvido um programa na linguagem C para o tratamento dos dados obtidos com a sonda de Langmuir. Conseguimos implantar o sistema de diagnóstico com a sonda de Langmuir no tokamak Nova-Unicamp, resultando na determinação dos parâmetros da borda do plasma.

No capítulo 2 dar-se-ão as características do nosso tokamak e do seu funcionamento básico. No capítulo 3 será mostrada a sonda de Langmuir, a região do estudo do plasma para o seu diagnóstico da temperatura e densidade, a região da sombra do limitador, a teoria e construção da sonda de Langmuir. No capítulo 4 será mostrada toda a montagem experimental. Em seguida, no capítulo 5, a análise dos resultados. No capítulo 6, as discussões e conclusões do trabalho da pesquisa realizada e as perspectivas futuras.

2 – Tokamak Nova-Unicamp

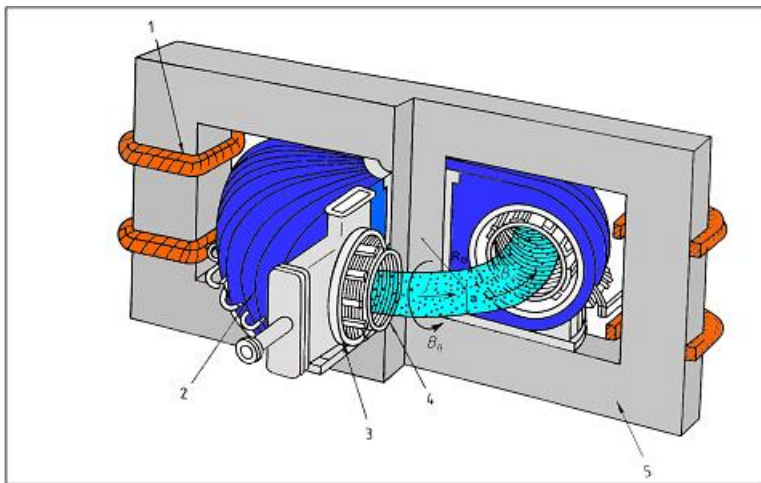
Para se produzir um plasma de alta temperatura utiliza-se o tokamak, esta máquina produz o plasma por indução e o plasma formado é confinado aplicando-se os campos magnéticos na câmara toroidal. A seguir será detalhado o funcionamento do tokamak, e em seguida daremos a característica do tokamak Nova-Unicamp, utilizado nessa pesquisa.

2.1 - Funcionamento do tokamak

A palavra tokamak vem da abreviação em russo das palavras, corrente (TOK), câmara (KAMEP), magnético (MARHHT) e bobina (KATYWKA). O princípio básico de funcionamento de um tokamak assemelha-se ao funcionamento de um transformador, em que possui um enrolamento primário (bobina ôhmica) e no secundário existe uma câmara toroidal (vaso de aço inoxidável), onde é criado um alto vácuo. Como no transformador, no primário é aplicada uma variação de uma alta corrente fazendo com que crie uma corrente induzida no secundário que irá acender o plasma. Na figura 2-1, (a) é apresentado o esquema básico de um tokamak e (b) as coordenadas utilizadas. O tokamak possui três conjuntos de espiras que criam na região do plasma os campos elétricos e magnéticos responsáveis pela ruptura do gás e aquecimento do plasma, e por seu confinamento. A aplicação de uma corrente nas espiras de aquecimento ôhmico gera um campo elétrico na direção do eixo menor do toróide provocando a ruptura do gás, gerando uma corrente elétrica através do plasma que irá aquece-lo através do efeito Joule. O campo mais intenso é

o toroidal e é gerado por um conjunto de espiras enroladas ao redor do vaso. A coluna de plasma assim criada tem a tendência a se expandir e a se chocar contra as paredes. A posição (bem como o formato) da coluna pode ser controlada pela aplicação de campos verticais também criados pelas correntes que circulam através de um conjunto de espiras exteriores ao vaso.

(a)



(b)

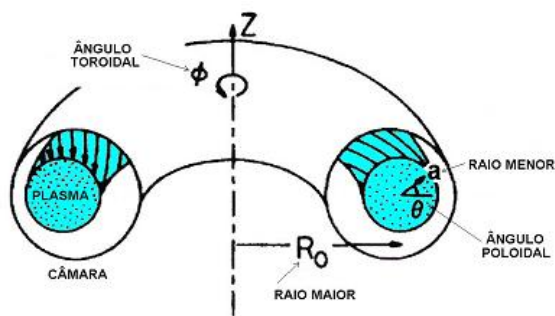


Figura2-1: (a)- Características básicas de um tokamak. 1: Circuito primário do transformador, 2: Bobinas do campo toroidal, 3: "Shell"- Câmara externa, 4: Vaso do tokamak, 5: Núcleo do transformador, J : corrente de plasma, B_ϕ : campo toroidal, B_θ : campo poloidal, R : raio maior do plasma, e a : raio menor do plasma. (b) Detalhes da geometria de um tokamak.

O campo vertical necessário para o equilíbrio do plasma é dado pela relação[2]:

$$B_V = \frac{\mu_0 I_P}{4\pi R} \left(\ln\left(\frac{8R}{a}\right) + \beta_\theta + \frac{(l_i - 3)}{2} \right) \quad (2.1)$$

onde:

R – raio maior da câmara

a – raio menor (raio do plasma)

I_P – corrente do plasma

$\mu_0 l_i / 4\pi$ - indutância interna, por unidade de comprimento, da coluna do plasma

$$\beta_\theta = \frac{nk(T_e + T_i)}{B_\theta^2 / 2\mu_0} \quad (2.2)$$

O parâmetro beta poloidal (β_θ) representa a razão entre a pressão cinética do plasma (com densidade n e temperaturas eletrônica T_e e iônica T_i) e a pressão magnética poloidal a qual ele está submetido (com campo magnético poloidal B_θ).

Um outro parâmetro, muito importante para a estabilidade do plasma, é o fator de segurança q, que deve satisfazer a condição:

$$q(a) = \frac{a}{R} \frac{B_\phi}{B_\theta} > 1 \quad (2.3)$$

Esta condição impede que se formem instabilidades de modo $m=1$, uma das mais perigosas para o confinamento do plasma. O grande trunfo do tokamak é ser uma máquina que permite que esta condição seja satisfeita em todo o plasma.

Além de outras bobinas de correção que podem ser introduzidas dependendo da máquina, a própria câmara de vácuo, ou ainda, uma camada mais exterior conhecida como

shell, contribui para o equilíbrio da coluna de plasma. Isto ocorre, pois o *shell* e a câmara são feitos com material condutor, de maneira que perturbações rápidas são atenuadas por correntes induzidas geradas nestas.

Uma vez formado e confinado, deve-se então aquecer o plasma. A maneira mais simples, geralmente a única existente em máquinas de pequeno porte, é através do aquecimento ôhmico resultante da passagem da corrente pelo próprio plasma. Entretanto, este aquecimento só permite que sejam alcançadas temperaturas de até aproximadamente 1 KeV, pois a resistividade do plasma diminui com a temperatura, de forma que o aquecimento ôhmico torna-se menos eficiente à medida que o plasma é aquecido. Para se atingir temperaturas maiores, existem outros métodos de aquecimento, como por ondas (ciclônicas, híbrida inferior, Alfvén, etc.) ou por injeção de partículas neutras energéticas.

2.2 - Características do tokamak Nova-Unicamp

A máquina tokamak NOVA-UNICAMP, antiga NOVA-II da Universidade de Kyoto-Japão, foi colocada em operação em setembro de 1996. Desde então, esta foi utilizada para duas teses de mestrado, dois doutorados, um trabalho de pós-doutoramento e professor visitante, e trabalhos conjuntos com grupos do INPE e USP.

É uma máquina de pequeno porte com os objetivos de estudos de interação plasma-parede e desenvolvimento de diagnósticos ainda inexistentes no país. E, também contribuindo para formação de pesquisadores na área de diagnósticos e física de plasma do tokamak.

Os pontos positivos da utilização do tokamak NOVA-UNICAMP são:

- Fácil operação (uma pessoa);
- Fácil manutenção (sistema modulado);
- Vários acessos para diagnóstico (20 janelas desde 18mm diâmetro até retangulares de 40 por 125mm);
- Descargas e tempos de repetição controlada com gás puff variável;

Os diagnósticos já instalados são:

- Espalhamento Thomsom;
- Espectroscopia no Ultravioleta do Vácuo e Visível (4 unidades);
- Interferometria com microondas;
- Sondas de enlace;
- Sondas de corrente de plasma;
- Sondas de raios-X duros;
- Analisador quadrupolar de gás residual;
- Posição horizontal e vertical;
- Sondas de Langmuir.

O tokamak NOVA-UNICAMP utiliza um núcleo de ferro para transformador ôhmico, parede de aço inox fino com suporte condutor de alumínio (*shell*), e tratamento da parede com titânio.

As características geométricas e elétricas do tokamak são:

- PLASMA: raio maior de 300mm e raio menor de 60mm;

- SHELL: em alumínio com raio maior de 300mm, raio menor de 77mm, espessura de 10mm e constante de tempo de $2,3\text{ms} (\mu_0 \sigma d^2 / 2)$;
- LIMITADOR: em aço inox com raio de 60mm e largura de 0,5mm;
- CÂMARA DE VÁCUO: em aço SUS 28 com raio maior de 300mm, raio menor interior de 73mm, espessura de 2mm e constante de tempo de $7\mu\text{s} (\mu_0 \sigma d^2 / 2)$, bombeamento com um turbo molecular de 250 l/s e getter de titânio (4 unidades) obtendo um vácuo máximo de 3×10^{-8} Torr;
- TRANSFORMADOR JOULE: Núcleo de ferro orientado com fluxo magnético efetivo 0,1 V*s, enrolamento primário 10T x 4, e resistência do enrolamento de $4,8\text{m}\Omega \times 4$;
- BOBINAS DO CAMPO TOROIDAL: com 24 bobinas de 20 voltas cada, raio maior 320mm, raio menor interno 120mm, raio menor externo 190mm, resistência total de $112\text{m}\Omega$ e indutância total de 10mH, alimentados com banco de capacitores de voltagem de carga de 5KV, capacitância de 12mF ($200\mu\text{F} \times 60$), energia máxima de 150KJ, acionado com contator de metal no vácuo para chave principal e diodos semicondutores para o crowbar;
- BOBINAS DO CAMPO VERTICAL: raio médio de 540mm, número de voltas 10T x 4, raio médio de enrolamento de retorno 150mm.

Com as seguintes características do plasma:

- Pressão de operação $1,2 \times 10^{-4}$ Torr (hidrogênio);
- Campo magnético toroidal 10KG (máximo 15KG);
- Corrente de plasma 10 KA (máximo 15KA);

- Tempo de descarga com plasma 15ms;
- Voltagem de enlace $\sim 1,5V$;
- Densidade eletrônica $\sim 3,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$;
- Temperatura eletrônica 150eV (máximo 250eV);
- Tempo de confinamento de energia 0,5ms (Alcator scaling);

Na figura 2-2 são mostrados as respectivas bobinas, reservatório de vácuo, limitador e região de plasma no tokamak NOVA-UNICAMP. A principal região a ser analisada nesta pesquisa será a região da sombra do limitador (RSL), que está localizada entre o vaso de vácuo e o limitador, utilizando-se a sonda de Langmuir.

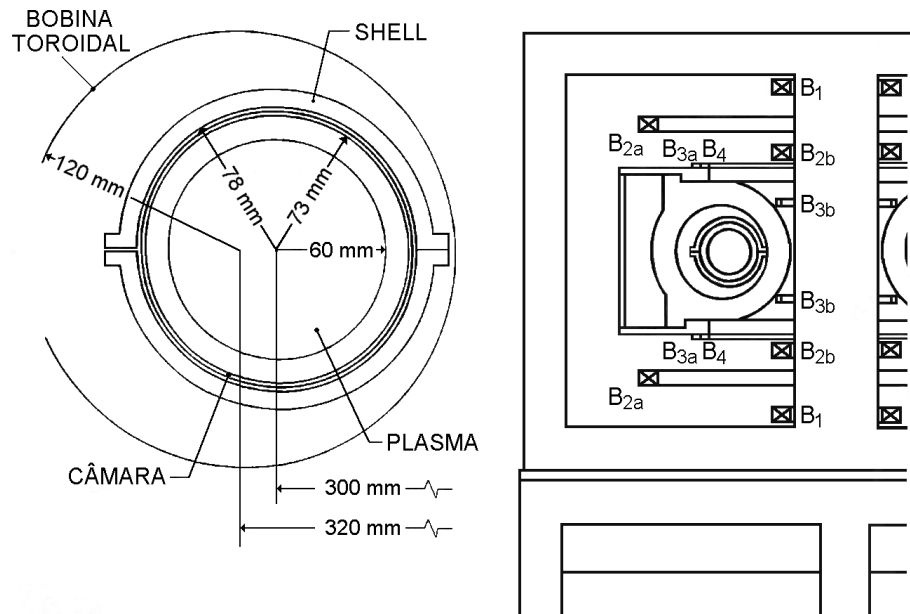
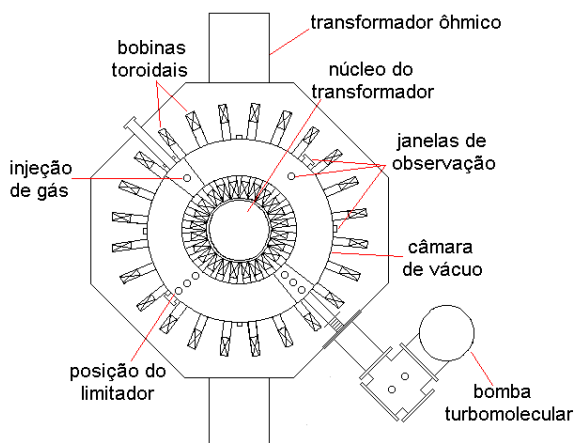


Figura 2-2: Vista em corte do tokamak Nova-Unicamp.

Na figura 2-3 é mostrado uma vista superior do tokamak NOVA-UNICAMP com os diagnósticos em operação no momento. Note que os diagnósticos como espectroscopia, interferometria e raios-X fornecem valores integrados ao longo do campo de visão de cada diagnóstico, o espalhamento Thomson fornece temperatura e densidade eletrônica local na região central do plasma, sendo portanto a sonda de Langmuir o primeiro diagnóstico a fornecer os parâmetros do plasma na região periférica.

(a)



(b)

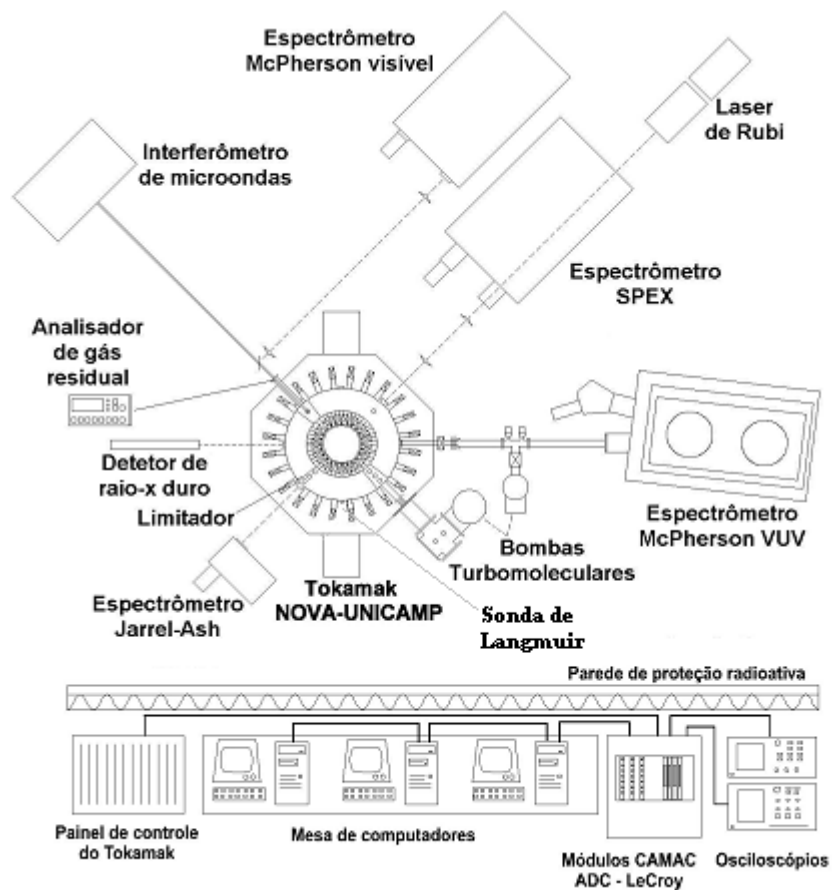


Figura 2-3:(a)Vista superior do tokamak Nova-Unicamp. (b) Vista superior do tokamak com seus sistemas de diagnóstico e aquisição dos dados.

3 – Sonda de Langmuir

Sabe-se que há influências da borda do plasma na coluna central do plasma, tais como contaminação de impurezas soltas pelo contato do plasma com as paredes e o limitador, causando uma grande perda de energia por radiação e reciclagem de partículas. Conhecendo a variação radial da temperatura e densidade na borda, podemos também, estimar a corrosão das paredes pelo plasma para definir o material a ser empregado.

Para esse estudo da borda utiliza-se a sonda de Langmuir, ou sonda eletrostática, que é um instrumento de diagnóstico utilizado para medir a densidade, temperatura eletrônica, potencial flutuante e potencial do plasma. Esta constitui de um pequeno eletrodo que é inserido na região da borda do plasma e conectado a um circuito elétrico, onde se obtém a variação da tensão e a corrente que atravessa a sonda.

Para se entender melhor as idéias envolvidas serão discutidos as características da região da borda do plasma, e em seguida será discutida a teoria da sonda de Langmuir.

3.1 - Região da Borda do Plasma

O plasma formado no tokamak pode ser dividido em duas partes, uma região central, o núcleo do plasma ou plasma principal, e a outra região da borda do plasma. A região da borda do plasma consiste em duas regiões: a região da sombra do limitador (RSL) e a zona de radiação.

A região da sombra do limitador é a região entre a câmara de vácuo e o limitador. O limitador é um dispositivo que limita o plasma no centro da câmara toroidal, impedindo que o mesmo entre em contato diretamente com a parede da câmara de vácuo, assim diminuindo o desgaste pela corrosão do plasma ou bombardeamento direto pelas corrente, ou partículas energéticas do plasma, portanto a sombra do limitador situa-se na região protegida pelo limitador. Pode-se definir também como a região depois da última superfície fechada do fluxo do campo magnético, este definido como a superfície de contato entre o plasma e um sólido, no caso um limitador. A zona de radiação estende-se a uma distância pequena, da ordem de um centímetro, para dentro da última superfície fechada do fluxo do campo magnético, é a região onde mais ocorre processo físico atômicos, as reações entre as impurezas e o plasma principal, e emissões de radiação, sendo fortemente influenciado pela energia local e o balanço de partículas(T_e e n_e).

A região onde a sonda obtém os parâmetros da borda do plasma é na RSL. Esta região possui como características um plasma menos energético, baixa densidade, campo magnético menos intenso comparando-se com o centro do plasma. Na RSL experimentos mostram que a temperatura e densidade do plasma têm um comportamento exponencial. A seguir, um modelo da variação exponencial da densidade será apresentado.

3.1.1 - O perfil radial de densidade na RSL

O nosso tokamak utiliza um limitador poloidal, que é constituído de um anel de raio menor de 60mm envolvendo a coluna de plasma, localizada na posição mostrada pela figura 2-3. Na figura 3-1 é apresentado um modelo linearizado do sistema mostrando o fluxo de partícula do plasma penetrando a RSL, do centro para as paredes do vaso de vácuo. O comprimento total da RSL para o nosso caso será $L = 2\pi R$, onde R é o raio maior do tokamak, e o percurso médio de partículas que penetra na RSL será de $L_c = L/2$.

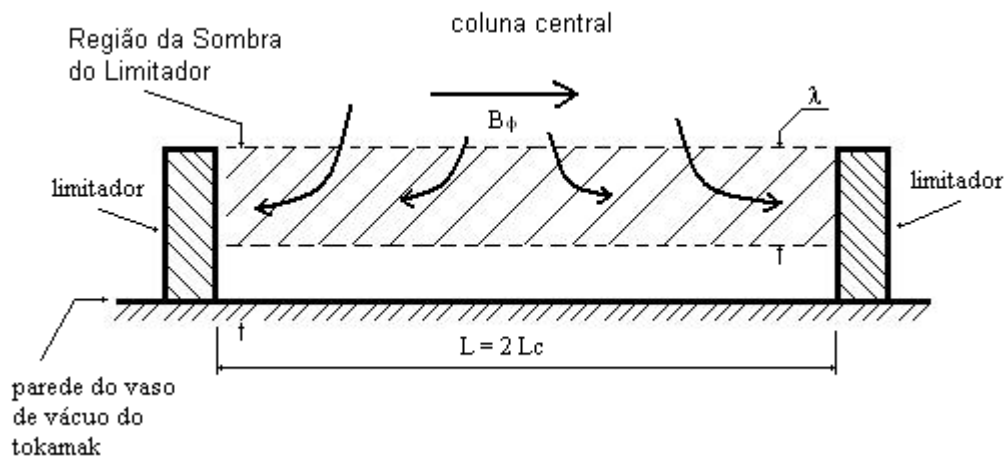


Figura 3-1: Esquema do fluxo de partículas da região central para a parede do vaso de vácuo do tokamak.

Considerando-se que o plasma se forma na região central, e se difunde para dentro da RSL, onde para facilitar será adotado um modelo simplificado em que serão desprezados os efeitos de ionizações que ocorrem dentro da RSL e o fluxo de partículas que vem do vaso, então o fluxo total de partículas que penetra na RSL será dado por[3]:

$$\phi_{\perp} = D_{\perp} \frac{dn}{dr} A \quad (3.1.1)$$

onde, D_{\perp} é o coeficiente de difusão perpendicular ao campo, A a área lateral do cilindro de raio a ($A = 2\pi La$) e n a densidade de partículas.

Da conservação de partículas na RSL temos que o fluxo total de partículas que penetram na RSL, ϕ_{\perp} , será igual ao fluxo de partículas que atingem o limitador, dado por ϕ_{\parallel} :

$$\phi_{\parallel} = \Gamma_{\parallel} A_L = \left[\frac{1}{2} n C_s \right] (\lambda_r 2\pi a) \quad (3.1.2)$$

onde, Γ_{\parallel} é a densidade de fluxo de partículas paralelo às linhas de campo, C_s é a velocidade sônica de íons, A_L a área do limitador atingida pelas partículas e λ_r o decaimento radial do fluxo de partículas na RSL.

Fazendo-se a aproximação:

$$\frac{dn}{dr} \cong \frac{n}{\lambda_r} \quad (3.1.3)$$

E desprezando-se a variação radial de C_s , e da igualdade de ϕ_{\perp} e ϕ_{\parallel} , obtemos:

$$\lambda_r = \sqrt{\frac{2D_{\perp}L}{C_s}} \quad (3.1.4)$$

O que nos mostra que a espessura da RSL é pequena quando comparada com o raio do plasma ($\lambda_r \ll a$). Além disso, isto indica que as partículas que penetram na RSL se difundem rapidamente para o limitador.

Para obtermos o perfil radial de densidade na RSL, podemos partir da equação da continuidade de partículas, dado por:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Gamma} = nn_n \langle \sigma v \rangle \quad (3.1.5)$$

onde Γ é a densidade de fluxo de partículas, n_n é a densidade de átomos neutros e $\langle \sigma v \rangle$ a taxa de ionização. A densidade de fluxo Γ é a soma dos fluxos paralelos (Γ_{\parallel}) e perpendicular (Γ_{\perp}) às linhas de campo [3]:

$$\vec{\Gamma} = \vec{\Gamma}_{\parallel} + \vec{\Gamma}_{\perp} = \frac{1}{2} n C_s \vec{\ell} - D_{\perp} \vec{\nabla} n \quad (3.1.6)$$

onde, $\vec{\ell}$ é um versor paralelo às linhas de campo magnético.

Admitindo-se uma simetria cilíndrica com o plasma em regime estacionário, o fluxo perpendicular será dado por:

$$\nabla \cdot \vec{\Gamma}_{\perp} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} \right] = -\frac{D_{\perp}}{r} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left[D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} \right] \quad (3.1.7)$$

Para o cálculo do divergente do fluxo paralelo, será considerado um tubo de volume V ao longo de uma linha de campo, e a seguir aplicando-se a definição do divergente, temos:

$$\nabla \cdot \vec{\Gamma}_{\parallel} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{\Gamma}_{\parallel} d\vec{s}}{V} = \frac{\frac{\partial \Gamma_{\parallel}}{\partial l} \Delta l \Delta s}{\Delta l \Delta s} = \frac{\partial \Gamma_{\parallel}}{\partial l} \quad (3.1.8)$$

onde, Δl e Δs são, respectivamente, o comprimento e a área da seção do tubo.

As substituições das equações e as condições de simetria conduzem à relação:

$$\frac{\partial \Gamma_{\parallel}}{\partial l} - \frac{D_{\perp}}{r} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left[D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} \right] - nn_n \langle \sigma v \rangle = 0 \quad (3.1.9)$$

Tomando $2\pi R$ como o comprimento total da RSL e admitindo-se que a densidade e o coeficiente de difusão não variam ao longo de uma linha de campo $\left[\frac{\partial n}{\partial l} = 0\right]$, a integração, de 3.1.9, ao longo de uma linha de campo nos leva a:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} \right] + \frac{D_{\perp}}{r} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{n C_s}{2\pi R} + n n_n \langle \sigma v \rangle = 0 \quad (3.1.10)$$

Admitindo que D_{\perp} , C_s , n_n e $\langle \sigma v \rangle$ independem de r , tem-se que a solução dessa equação diferencial é dada por:

$$n = n_a k_0 \left[\frac{r}{\lambda_n} \right] \quad (3.1.11)$$

onde, k_0 é uma função de Bessel de ordem zero e λ_n a variação da densidade. Para $r/\lambda_n \gg 1$ essa solução se reduz a:

$$n = n_a \exp \left[\frac{a-r}{\lambda_n} \right] \quad [r \geq a] \quad (3.1.12)$$

A substituição de 3.1.10 permite a obtenção de uma expressão para o cálculo de λ_n :

$$\lambda_n = D_{\perp}^{\frac{1}{2}} \left[\frac{C_s}{2\pi R} - n_n \langle \sigma v \rangle \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (3.1.13)$$

ou se a ionização for desprezada:

$$\lambda_n = \left[\frac{2\pi R D_{\perp}}{C_s} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.1.14)$$

É interessante notar, pela relação 3.1.13, que a ionização provoca um alargamento na RSL.

Adicionando-se à relação 3.1.9, o termo $\frac{\partial n}{\partial t}$, que indica uma variação da densidade ao longo do tempo, ou seja, um regime não estacionário, a equação da densidade será expressa por:

$$n(r,t) = n_0 \exp \left[\frac{a-r}{\lambda_n} - \frac{t}{\lambda_t} \right] \quad (3.1.15)$$

A condição acima mostra que na RSL temos um decaimento exponencial da densidade com relação à variação radial do sistema.

3.2 - Teoria da Sonda de Langmuir

A sonda de Langmuir consiste de um pequeno eletrodo, figura 4-1, o qual é inserido no plasma, e aplicando-se uma tensão determina-se a densidade e temperatura do plasma a partir dos sinais I-V (corrente e tensão), denominados curva característica da sonda de Langmuir, figura 3-2. As suas principais características são: grande resolução espacial na escala de milímetros, baixo custo e simplicidade na montagem do equipamento da sonda comparando-se com outros diagnósticos do plasma. Com isso, pode-se utilizar um conjunto de cadeias de sondas para verificar as propriedades de assimetrias da borda do plasma.

A grande desvantagem é nas interpretações dos sinais I-V, que não são triviais. Ao se colocar uma sonda estamos perturbando o plasma, o qual deveria ser considerado nos cálculos. Além disso, existem vários fatores que influenciam o comportamento do plasma e que poderiam ser considerados, tais como a liberação de impurezas da parede do vaso de vácuo, as colisões de partículas, ionizações, emissão de radiação, influências dos campos

magnéticos e elétricos, tornando as equações muito complexas. Entretanto, podemos partir de um modelo simplificado como uma base, para uma posterior introdução das complexidades com a análise das condições de aproximações e suas validades.

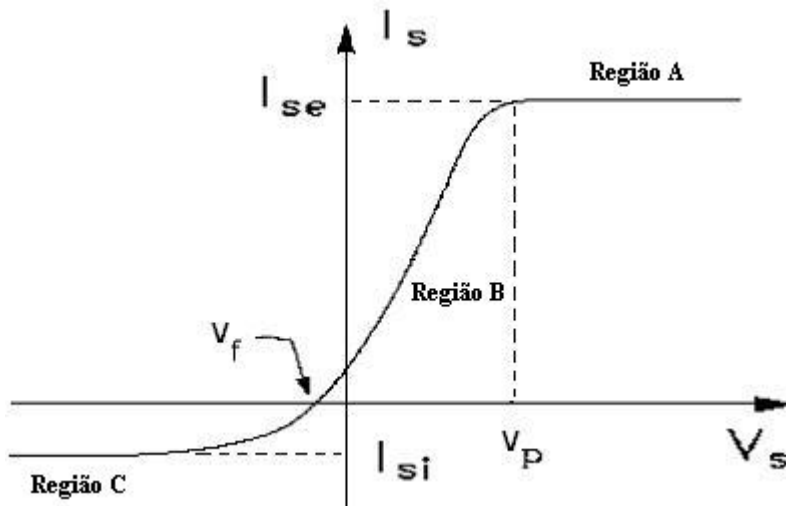


Figura 3-2: Curva característica da sonda de Langmuir: Região A – região de corrente de saturação eletrônica; Região B – região de transição entre a corrente de saturação eletrônica e iônica; e Região C – região de corrente de saturação iônica.

A figura 3-2 apresenta uma curva característica da sonda de Langmuir simples, onde mostra a variação da corrente na sonda em função do potencial aplicado na sonda, e com as seguintes regiões: região A – região da corrente de saturação eletrônica; região B – região de transição; e região C – região da corrente de saturação iônica. O potencial de plasma é indicado por V_p , e o potencial flutuante pelo V_f .

3.2.1 - Modelo Simplificado da Teoria da Sonda de Langmuir

Formação da bainha (*sheath*)

A característica fundamental do comportamento do plasma é a sua habilidade de blindar o campo elétrico aplicado nele. Se um material metálico é inserido no plasma, e aplicando-se uma diferença de potencial, este atrairá ou repelirá os elétrons e os íons positivos ou negativos, formando uma nuvem iônica ao redor do mesmo conforme o potencial aplicado. Com isso, ocorrerá um efeito de blindagem sobre o material metálico sendo que essa blindagem não é completa para plasmas com temperaturas finitas. As distribuições das partículas carregadas, em torno do material metálico para um plasma regular e isotérmico, são dados pela distribuição de Poisson. Para uma dimensão, temos [1]:

$$\nabla^2 \phi = \frac{d^2 \phi}{dx^2} = -4\pi e(n_i - n_e) \quad (3.2.1)$$

Considerando-se, para $Z=1$, que a razão entre as massas dos íons e dos elétrons seja m_i/m_e grande suficientemente para que a inércia dos íons previna um movimento significativo na escala de tempo do experimento, pode-se considerar que $n_i = n_0$, onde n_0 é a densidade do plasma sem a influência do potencial elétrico. Na presença da energia potencial $q\phi$, a função distribuição dos elétrons, será:

$$f(u) = A \exp \left[- \frac{\left(\frac{1}{2} m u^2 - e \phi \right)}{K T_e} \right] \quad (3.2.2)$$

Esta equação nos mostra que há poucas partículas no lugar onde a energia potencial é muito grande, pois poucas partículas possuem energia suficiente para chegarem lá. Assim,

integrando-se essa equação $f(u)$ sobre u , e adotando-se $q = -e$, e para $n_e (\phi \rightarrow 0) = n_0$, determina-se que:

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\phi}{kT_e}\right) \quad (3.2.3)$$

Substituindo-se as densidades n_e e n_i na equação (3.2.1), temos:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = 4\pi en_0 \left\{ \left[\exp\left(\frac{e\phi}{kT_e}\right) \right] - 1 \right\} \quad (3.2.4)$$

E na região onde $|e\phi/kT_e| \ll 1$, pode-se expandir a exponencial em série de Taylor:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = 4\pi en_0 \left[\frac{e\phi}{kT_e} + \frac{1}{2} \left(\frac{e\phi}{kT_e} \right)^2 + \dots \right] \quad (3.2.5)$$

Essa simplificação não é válida para regiões próximas ao material metálico, onde o potencial pode ser grande. Entretanto, essa região não contribui para a espessura da bainha, porque o potencial cai muito rapidamente. Então, usando-se apenas os termos lineares, temos:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{4\pi n_0 e^2}{kT_e} \phi \quad (3.2.6)$$

Então, definindo-se:

$$\lambda_D = \left(\frac{kT_e}{4\pi n e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.2.7)$$

onde, n_0 foi substituído por n , tem-se então a solução da equação (3.2.6) como:

$$\phi = \phi_0 \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_D}\right) \quad (3.2.8)$$

A quantidade λ_D é chamada de comprimento de Debye, que é a distância da blindagem ou a medida da espessura da bainha. Nota-se que com o aumento da densidade diminui a espessura da bainha, e com o aumento da temperatura a espessura aumenta.

Potencial de Plasma

A temperatura do plasma, T , é definida pela energia cinética da partícula [1];

$$\frac{1}{2} m v_{rms}^2 = \frac{3}{2} kT \quad (3.2.9)$$

onde v_{rms} é a velocidade r.m.s. e k é a constante de Boltzmann.

Por outro lado, na ausência de campo magnético, a energia pode ser considerada como sendo gerado por um campo elétrico externo $\mathbf{E} \equiv \nabla V$, porque a única força é $\mathbf{F} \equiv m\mathbf{a} = e\mathbf{E}$. Portanto, usando a relação $v = dx/dt$, obtemos:

$$\frac{1}{2} m v^2 = eV \quad (3.2.10)$$

onde v é a velocidade térmica e V é o potencial aplicado.

Usando a outra relação $v_{rms}^2 = 3/2 v^2$, obtemos:

$$\frac{1}{2} m v^2 = kT \quad (3.2.11)$$

Juntando as equações acima, obtemos:

$$V_p \equiv \frac{kT}{e} \quad (3.2.12)$$

Isto significa que para um plasma com temperatura T , na ausência de um campo magnético, tem um potencial, chamado de potencial de plasma.

Ao se inserir uma sonda condutora no plasma e aplicarmos um potencial externo V_s , e se $V_s = V_p$, onde V_p é o potencial do plasma, o plasma não sentirá nenhuma diferença de potencial em relação à sonda, portanto nem elétrons ou íons serão repelidos ou atraídos, e então, neste caso não será formada uma bainha na sonda. Apenas os elétrons com movimento térmico randômico, assumindo que a distribuição de velocidade seja maxwelliana, dada por: [4]

$$\hat{f}(r, v, t) = \left(\frac{m}{2 \cdot k \cdot T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(- \frac{m \cdot v^2}{2 \cdot k \cdot T_e} \right) \quad (3.2.13)$$

serão coletados pelo condutor.

Da equação acima, encontramos que a velocidade média é dada por:

$$\langle v \rangle = \int_0^{\infty} v \cdot \hat{f}(v) \cdot 4\pi v^2 \cdot dv = \left(\frac{8 \cdot k \cdot T_e}{\pi \cdot m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.2.14)$$

O fluxo randômico que atravessa um plano imaginário de uma unidade de área de um lado para outro é dado por usando-se $\langle v_x \rangle = \langle v \rangle / 2$

$$\Gamma_{random} = \frac{1}{4} n \langle v \rangle \quad (3.2.15)$$

onde n é a densidade com movimento térmico randômico (da velocidade média $\langle v \rangle$).

Então, a densidade de corrente será:

$$J_{re} = - \frac{e}{4} n_e \langle v \rangle \quad (3.2.16)$$

Portanto, a corrente resultante, quando se iguala o potencial na sonda com o potencial do plasma, é dado por $I_p = - J_{re} A_s$, A_s é a área da sonda, ou

$$I_p = e \cdot A_s \cdot n_e \cdot \sqrt{\frac{k \cdot T_e}{2 \cdot \pi \cdot m}} \quad \text{para } V_s = V_p \quad (3.2.17)$$

onde V_s é o potencial aplicado na sonda e $V_p = k_B T_e / e$ é o potencial de plasma.

Os íons randômicos que saem da sonda não contribuem para a corrente, por causa da pequena velocidade média.

A equação acima indica que a densidade eletrônica, n_e , pode ser medida se a corrente na sonda for medida para $V_s = V_p$, sabendo-se a temperatura eletrônica.

Potencial Flutuante

Na figura 3-2, o potencial flutuante V_f indica o potencial na qual a corrente que atravessa a sonda é igual a zero, ou seja, indicando que a corrente de elétrons é igual a corrente de íons.

A região próxima do potencial flutuante é a região onde a variação da corrente melhor se comporta exponencialmente e obtemos as melhores condições para a determinação da temperatura eletrônica.

Região A - Região da Corrente de Saturação Eletrônica

Se o potencial da sonda V_s for maior que o potencial de plasma, este verá um potencial positivo, $(V_s - V_p)$ na superfície do condutor. Os elétrons no plasma serão, portanto, rapidamente atraídos pelas cargas positivas no condutor. O número total de elétrons na superfície do condutor será, pela Lei de Boltzmann, [4]

$$n_e = n_{e0} \cdot \exp\left\{\frac{(V_s - V_p)}{V_p}\right\} = n_{e0} \left\{1 + \frac{V_s - V_p}{V_p} + \dots\right\} \quad (3.2.18)$$

desde que

$$|V_s - V_p| \ll V_p \equiv \frac{k \cdot T_e}{e} \quad (3.2.19)$$

Um certo número de íons lentos, o qual a temperatura $kT_i \ll kT_e$, serão repelidos pelas cargas positivas do condutor, mas o número total será pequeno. Não podemos ver esta situação como Lei de Boltzmann, onde é aplicada apenas aos elétrons, cuja massa $m \rightarrow 0$. Entretanto, podemos imaginar que os movimentos dos íons são insensíveis para a diferença de potencial ($V_s - V_p$), obtendo a densidade iônica como quase um platô na bacia, portanto, considerando que a densidade iônica seja $n_i = n_{i0} = n_{e0}$.

Quando $(V_s - V_p) \ll V_p$ ou $(V_s - V_p) \geq 0$. Da equação 3.2.18, a densidade de carga positiva pode ser calculada na bacia como,

$$\rho \equiv e \cdot (n_i - n_e) = -e \cdot n_{e0} \cdot \left(\frac{V_s - V_p}{V_p} \right) \quad (3.2.20)$$

Substituindo na equação de Poisson:

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dx^2} (V_s - V_p) &= -4 \cdot \pi \cdot \rho = 4 \cdot \pi \cdot e \cdot n_e \left(\frac{V_s - V_p}{V_p} \right) \\ &= \frac{4 \cdot \pi \cdot n_e \cdot e^2}{k \cdot T_e} \cdot (V_s - V_p) = \lambda_D^{-2} \cdot (V_s - V_p) \end{aligned} \quad (3.2.21)$$

Obtendo, como solução:

$$(V_s - V_p) = (V_s - V_p)_0 \cdot \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_D}\right) \quad (3.2.22)$$

onde $\lambda_D = \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot n_e \cdot e^2}{k \cdot T_e} \right)^{-\frac{1}{2}}$, conhecido como comprimento de Debye.

A equação 3.2.22 implica que a diferença de potencial se torna 1/e para $|x| = \lambda_D$, ou o campo penetra apenas à distância de λ_D .

Então, o corpo principal do plasma não é perturbado pelo potencial externo. A velocidade térmica randômica é a mesma de antes. Desde que a soma de elétrons é repelida pelo espaço de carga na bacia é muito pequena, a corrente na sonda é essencialmente dada pela equação 3.2.17 e de novo para $V_s > V_p$

$$I_{se} \approx I_p \quad \text{para } V_s \geq V_p \quad (3.2.23)$$

Por causa da característica da corrente em forma de platô, a equação acima é chamada de corrente de saturação eletrônica, I_{se} .

Ao aumentarmos o potencial da sonda tal que $V_s \gg V_p$, aparecerá um aceleração dos elétrons no corpo principal do plasma e poderá acontecer uma ruptura (*spark*) entre a sonda positiva e o cátodo (ou terra) da descarga principal.

Região B - Corrente na Região de Transição

Desta vez, diminuimos V_s um pouco menos que V_p , tal que $V_s - V_p \leq 0$. Então, o plasma enxergará uma diferença de potencial negativa na superfície do condutor. Entretanto, os íons positivos ainda serão insensíveis, não sendo muito atraídos, por esta pequena diferença de potencial. Em outras palavras, a distribuição de velocidade, ou densidade dos íons, são funções complicadas.

Considerando, que apenas os elétrons são repelidos pela diferença de potencial negativa do condutor, obedecendo à lei de Boltzmann, ou seja, o número total de elétrons térmicos, o qual colidem com a superfície do condutor, será dado por:

$$n_e = n_{e0} \cdot \exp\left(-\frac{V_p - V_s}{V_p}\right) \quad (3.2.24)$$

onde n_e é a densidade eletrônica na borda da bainha. Desde que o fluxo randômico no corpo principal do plasma seja dado por: [5]

$$\Gamma_{random} = \frac{1}{4} \cdot n_e \cdot \langle v \rangle = n_e \cdot \sqrt{\frac{k \cdot T_e}{2 \cdot \pi \cdot m}} \quad (3.2.25)$$

Uma corrente de elétrons, I_e , será encontrada, sendo A_b , a superfície da borda da bainha,

$$I_e = e \cdot A_b \cdot \Gamma_{random} \cdot \exp\left(-\frac{V_p - V_s}{V_p}\right) \quad (3.2.26)$$

ou

$$I_e = e \cdot A_b \cdot n_e \cdot \sqrt{\frac{k \cdot T_e}{2 \cdot \pi \cdot m}} \cdot \exp\left(-\frac{e \cdot (V_p - V_s)}{k \cdot T_e}\right) \quad \text{para} \quad V_s \leq V_p \quad (3.2.27)$$

Podemos considerar que a área da bainha, A_b , é aproximadamente igual a área da sonda, A_s , se o tamanho da bainha, λ_D , for suficientemente pequena comparada ao tamanho das dimensões da sonda, d . Então temos, que:

$$d \gg \lambda_D \Rightarrow A_b \approx A_s \quad (3.2.28)$$

E, portanto, podemos escrever:

$$I_e = e \cdot A_s \cdot n_e \cdot \sqrt{\frac{k \cdot T_e}{2 \cdot \pi \cdot m}} \cdot \exp\left(-\frac{e \cdot (V_p - V_s)}{k \cdot T_e}\right) \quad \text{para} \quad V_s \leq V_p \quad (3.2.29)$$

onde, essa relação nos dá a variação da corrente de elétrons na região de transição.

Região C – Região de Corrente de Saturação Iônica

Esta região ocorre quando a sonda é polarizada muito negativamente em relação ao recipiente no qual o plasma está contido, o mesmo irá atrair os íons do plasma até um ponto de saturação [5]:

$$I_{si} \approx 0,5n_0c_sA_se \quad \text{para} \quad V_s \ll 0 \quad (3.2.30)$$

onde A_s é a área da sonda, n_0 é a densidade do plasma, onde foi considerada ($n_0 = n_i = n_e$) na condição de equilíbrio do plasma longe da sonda, e

$c_s = [k(T_e + T_i)/m_i]^{1/2}$ é a velocidade acústica do íon.

A equação da corrente de saturação iônica é uma equação aproximada, devido a dificuldades envolvidas na teoria no cálculo da mesma. Esta situação retrata que a sensibilidade dos íons no plasma, quando se insere uma sonda, é muito maior que a dos elétrons. Esta equação é utilizada para estimarmos a densidade do plasma.

3.3 - Condições de validade do modelo simples da sonda de Langmuir

- Dimensão da sonda maior que o raio de Debye, λ_D : esta condição nos diz que a espessura da bainha deverá ser bem menor comparando com o tamanho da sonda, ou seja, a área superficial da bainha formada deverá ser muito próximo a área da superfície da sonda,

$\lambda_D \ll d$; para o nosso caso, $T_e=10\text{eV}$ e $n_e=5,5 \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$, resulta em $\lambda_D=0,01\text{mm}$.

- Regime não colisional: é a condição em que o livre caminho médio do íon e do elétron é maior que o tamanho da sonda,

$$d \ll \lambda_i \text{ e } \lambda_e \text{ (livre caminho médio do íon e elétron);}$$

- Plasma em equilíbrio térmico, ou seja, o plasma local deverá obedecer à função de distribuição de Maxwell;
- Os íons têm temperatura nula, ou seja, a mobilidade dos íons deverá ser desprezível em relação ao tempo necessário para realização do experimento;
- Campo magnético fraco (campo magnético poloidal): esta condição é dada comparando-se o tamanho da sonda com o raio de giração do íon e do elétron. Para campo magnético fraco o raio de giração do íon e do elétron deverá ser maior que o tamanho da sonda,

$$d < r_{ge}, r_{gi} \text{ (raio de giração eletrônico, iônico);}$$

- O plasma é homogêneo e estacionário na região da sonda, ou seja, o plasma não varia no ato da realização do experimento.

3.4 - Análise das equações da sonda para o tratamento dos dados

A corrente na sonda será constituída pela soma de duas correntes a dos elétrons e a dos íons, ou seja, a corrente total vista pela sonda será dada por:

$$I_s = I_i + I_e = -I_{si} + I_{se} \exp\left(\frac{-e(V_p - V_s)}{kT_e}\right) \quad (3.2.31)$$

A relação 3.2.31 mostra a corrente na sonda, e da análise desta corrente em função do potencial aplicado na sonda podemos determinar a temperatura eletrônica do plasma local. Para facilitar, tomando-se o logaritmo natural dessa relação, temos:

$$\ln \left[-\frac{I_s + I_{si}}{I_{se}} \right] = \left(\frac{e}{kT_e} \right) V_s - \frac{eV_p}{kT_e} \quad (3.2.32)$$

A equação 3.2.32 conta-nos que o logaritmo da corrente da sonda é uma função linear da tensão relativa na sonda com o potencial do plasma e, a tensão retarda os elétrons e os elétrons têm uma distribuição de velocidade Maxwelliana. A temperatura absoluta T_e no plasma pode ser determinada via coeficiente angular da curva desta reta.

Da equação 3.2.32, podemos obter uma relação entre o potencial de plasma e o potencial flutuante, tomando-se a corrente na sonda igual a zero, temos então:

$$V_p = V_f + \frac{kT_e}{e} \ln \left(-\frac{I_{se}}{I_{si}} \right) \quad (3.2.33)$$

4 – Experimental

4.1 – Montagem da Sonda de Langmuir

Para se montar uma sonda de Langmuir, necessitamos apenas de um eletrodo, geralmente de tungstênio ou um material que resista a temperaturas altas, com contatos elétricos para se obter a tensão e a corrente, e que entre em contato com o plasma na região a ser medida. Para a utilização no nosso tokamak de pequeno porte, o eletrodo deve ter alguns milímetros de comprimento e um diâmetro menor que 1mm, que seria suficiente nos primeiros testes. Condições básicas são de que a sua dimensão seja menor do que livre caminho médio dos elétrons ou raio de elétron ciclotrônica no campo magnético.

Para a construção da sonda foi utilizado um tubo de aço, com diâmetro de 6,0mm e comprimento de 317mm, como suporte de dois eletrodos, que consiste de dois fios de aço inox de diâmetro 0,5mm e o comprimento da parte exposta ao plasma é de 2,5mm, sendo que o restante é isolado eletricamente do contato com o plasma, figura 4-1. Os dois eletrodos foram fixados em uma extremidade do tubo de aço através de tubos de cerâmica, e na outra extremidade foi feita a vedação de vácuo. Os dois eletrodos são independentes e possuem um isolamento elétrico entre si e entre a tubulação de aço. Também existem dois terminais para a alimentação da sonda.

Utilizando conexões de vácuo, o tubo de aço foi preso ao tokamak. Essa sonda pode-se movimentar radialmente em um curso superior a 20,0mm mais do que suficiente para mapear a densidade eletrônica em relação à posição, entre a borda da câmara do vaso de vácuo do tokamak e o limitador, tomando-se o cuidado de evitar o vazamento. Entretanto, esse movimento radial é feito manualmente, o que impossibilita obter os dados em relação às posições em um único disparo do tokamak. Para se obterem os dados da

temperatura e densidade das varreduras radiais com um único disparo do tokamak, necessitar-se-iam de um sistema mecânico complexo ou de um conjunto de sondas formando uma cadeia na direção radial, o que elevaria muito o custo e o tempo da pesquisa, além de aumentar a complexidade nos cálculos e a montagem do experimento.

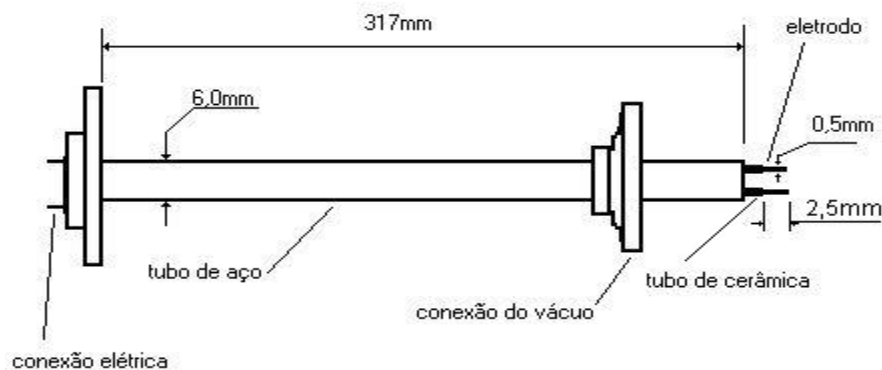


Figura 4-1: Montagem da sonda dupla de Langmuir.

A sonda da figura 4-1 foi a primeira sonda de Langmuir instalada no tokamak Nova-Unicamp. Esta sonda obteve os primeiros dados utilizando a fonte de tensão senoidal. A mesma foi utilizada para obter os dados e comparar seus resultados após a construção da nova fonte de alimentação, a fonte de tensão dente-de-serra.

Uma outra sonda, figura 4-2, foi montada adaptando-se o sublimador de titânio, o qual estava disponível no nosso laboratório. Esta sonda foi conectada a uma janela do vaso de vácuo do tokamak juntamente com um tubo extensor, o que permite obter dados atrás do raio da câmara do vaso de vácuo, onde não há contato com o plasma. Localizando-se na mesma posição que a primeira sonda, o qual foi substituída por esta. Isto permitirá a verificação dos ruídos elétricos que influenciam na aquisição dos dados.

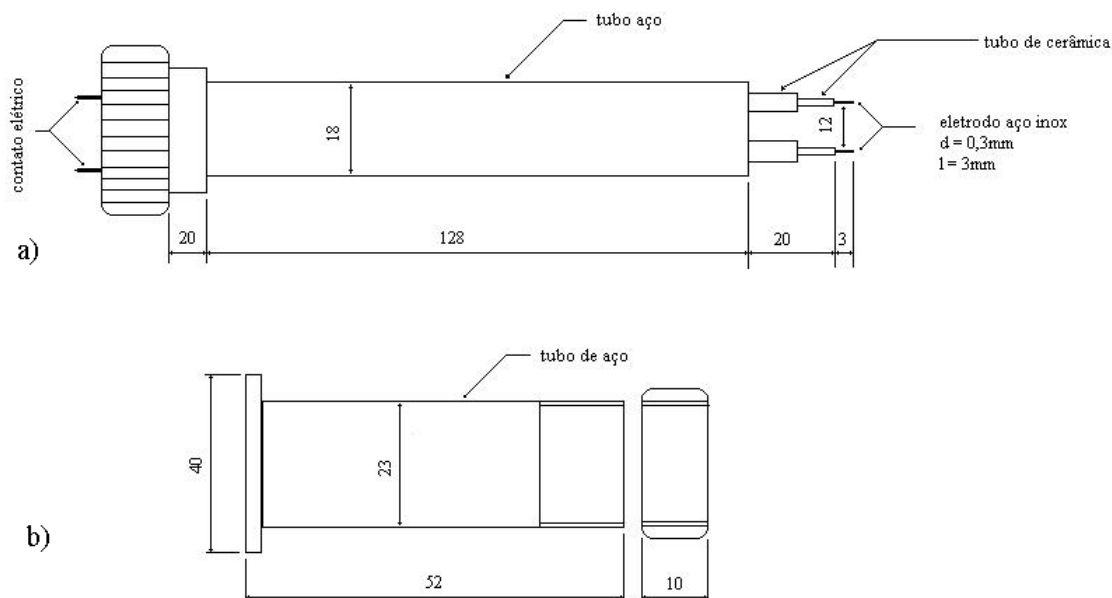


Figura 4-2: a) Sonda de Langmuir adaptada do sublimador de titânio, b) tubo extensor.
(escala em milímetros)

Esta sonda, figura 4-2, possui dois eletrodos de aço inox de diâmetro de 0,3mm e comprimento de 3mm, fixado por tubos de cerâmica para isolar tanto do plasma como eletricamente do tubo de aço. Os tamanhos das sondas são menores que as das primeiras, para que as sondas não exijam tanta corrente da fonte de alimentação, pois a corrente exigida pela sonda é proporcional a sua área de contato com o plasma. Os contatos elétricos dos dois eletrodos são independentes, e, portanto podemos utilizar como duas sondas simples, cada uma com alimentações diferentes. A conexões entre a sonda, o tubo extensor e o vaso de vácuo do tokamak são feitos por conexões para alto vácuo. Esta sonda obteve os últimos dados apresentados neste trabalho, utilizando-se a fonte de tensão dente-de-serra e a fonte tensão DC negativa.

4.2 – Montagem da Fonte de Tensão Senoidal

Inicialmente utilizamos uma fonte de tensão senoidal para alimentar a sonda simples. Entretanto, esta fonte não se mostrou muito flexível para o ajuste de frequências, pois possuía apenas duas frequências determinadas 400Hz e 1kHz. Além de não conseguirmos o controle sobre a corrente fornecida na sonda. O esquema da montagem é mostrado na figura 4-3, onde se constitui de uma fonte geradora de tensão senoidal de baixa potência, Max. 0,20W, seguido de um amplificador de corrente que alimenta o transformador, trafo 110/15V, que é utilizado como amplificador de tensão e serve para isolar o sistema do circuito de aquisição.

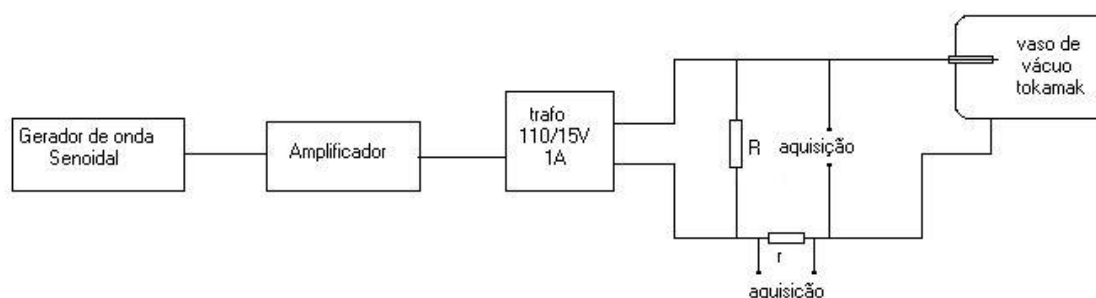


Figura 4-3: Montagem do gerador de onda senoidal para a aquisição dos sinais $I \times V$.

Os sinais da corrente e de tensão eram obtidos com o auxílio de um osciloscópio, onde a terra era conectada no vaso do vácuo do tokamak, a tensão obtida diretamente da sonda e a corrente através do resistor r , como mostrado na figura 4-3.

4.3 – Montagem do Circuito Dente-de-Serra

Necessitando-se da construção de uma fonte de tensão e corrente confiável, procuramos construir um novo circuito especialmente para essa finalidade. Optou-se para a construção de uma fonte dente-de-serra, pois ela fornece uma variação constante da tensão positiva à negativa ao longo do tempo, o que não ocorre com a tensão senoidal, além de fornecer menos pontos na região do zero da tensão, devido à subida e descida rápida da onda em comparação com a onda dente-de-serra para uma mesma frequência.

O primeiro modelo seguido para a construção do circuito dente-de-serra foi o da figura 4-4 obtido da referência [6], denominado de circuito original. Baseando-se nesse circuito iniciamos a construção da fonte de tensão de dente-de-serra.

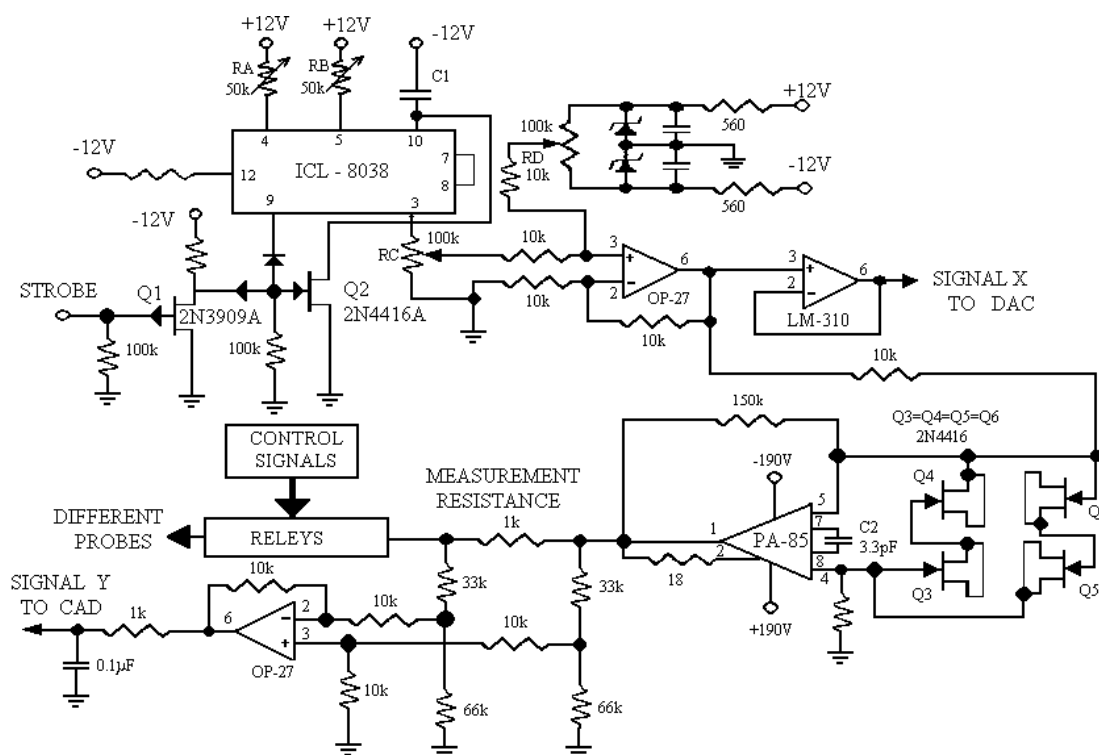


Figura 4-4: Circuito dente-de-serra original.

O circuito é dividido em duas partes, uma de alta e outra de baixa potência, onde a baixa potência consiste do gerador de onda e a alta potência o amplificador de tensão e corrente. Esse circuito utiliza os seguintes componentes principais:

- ICL8038: gerador de onda de alta precisão, com a possibilidade de ajuste da frequência de 1-100 kHz e tensão de 0-12 V, para baixa potência. [7]
- OP27: amplificador operacional utilizado como somador.
- PA85: amplificador de tensão e corrente, para alta potência. [8]

Para a nossa montagem as maiorias dos componentes foram adquiridas com certa facilidade, entretanto o amplificador de alta potência não foi encontrado. Por este motivo, optou-se em procurar componentes similares ou buscar alternativas para amplificar a tensão e a corrente.

Com o objetivo de construir um circuito mais simples tendo como modelo o circuito original, figura 4-4, iniciamos com a construção da parte de baixa potência. O gerador de onda fornece vários tipos de ondas, quadrada, senoidal e triangular, e cada onda sai através de um determinado terminal podendo-se controlar a sua região de subida e descida independentemente através de um potenciômetro. Portanto, da onda triangular pode-se formar uma onda dente-de-serra, o qual consiste de uma subida mais lenta do que a descida, ou vice-versa, em um período. Foram utilizados os terminais da onda triangular e senoidal do componente ICL8038, para que estes sinais sejam fornecidos dependendo da sua escolha.

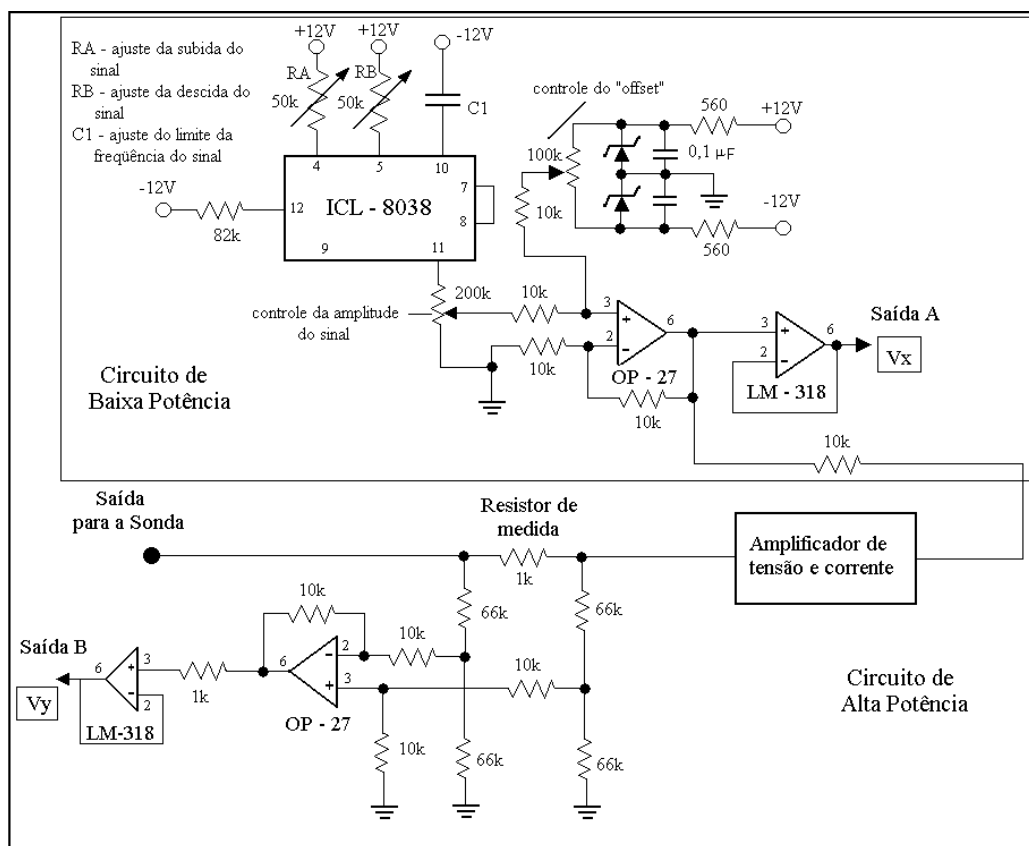


Figura 4-5: Circuito dente-de-serra composto de circuito de baixa e alta potência.

O acionamento do circuito é feito através da fonte de tensão que alimenta o circuito de baixa potência. Observou-se que o circuito leva alguns segundos para se estabilizar, e, portanto, a aquisição ocorre com o circuito do dente-de-serra ligado, sendo que os aparelhos de medidas são acionados durante o disparo do tokamak. Este circuito fornece uma onda dente-de-serra com um ajuste de frequência, da amplitude e do nível de *offset* do sinal da saída A da tensão e o que alimentará o circuito de alta potência, figura 4-5.

O componente principal do circuito de baixa potência é o gerador de onda ICL8038, o qual fornece as ondas triangular e senoidal. Os potenciômetros RA e RB regulam o tempo de subida e descida da onda em um período, além disso, com a montagem do circuito,

pode-se ajustar o *offset* e a amplitude do sinal da saída A, que será o mesmo da alimentação do circuito de alta potência.

No circuito de alta potência, figura 4-5, o componente mais importante é o amplificador de sinal de alta potência. No início, foi proposto seguir o modelo do circuito da figura 4-4 utilizando o amplificador de sinal de alta potência, PA85, mas devido à dificuldade em encontrá-lo no Brasil, procuramos amplificadores alternativos. Um amplificador encontrado foi o amplificador operacional 3584 [9], mas este fornecia uma tensão máxima de $\pm 60V$ e uma corrente máxima de 10mA. Os resultados mostraram que precisávamos de uma maior variação de tensão e corrente, para obtermos uma maior segurança no controle desses parâmetros para a realização dos testes.

Com a ajuda de um aluno de doutorado [10], iniciamos um estudo sobre uma alternativa para amplificar a tensão e a corrente do sistema. A idéia seria utilizar um transistor de potência para amplificar os sinais, apesar de que o circuito se tornaria menos estável do que usando amplificadores operacionais, cujo circuito já vem com as compensações de instabilidades. As vantagens foram que as maiorias dos componentes estavam disponíveis no nosso laboratório ou eram fáceis de encontrar.

Para a montagem de um circuito amplificador de tensão e corrente utilizando o transistor de potência, Tip 50 [11], exigiu-nos um estudo dos circuitos dos transistores para a escolha de um circuito mais estável a ser utilizado para o nosso propósito.

Um estudo simplificado do transistor de potência com a finalidade de amplificar os sinais da tensão e corrente é dado a seguir.

Ao se utilizar um transistor para amplificar a tensão e ou corrente, define-se o seu ganho em tensão como a razão entre a tensão de saída e a tensão de entrada, e da mesma

forma, o seu ganho em corrente é definido como a razão entre a corrente de saída e a corrente de entrada. O transistor apresenta três configurações: a base comum fornece ganho em tensão; a coletor comum com ganho em corrente; e a emissor comum com ganho em tensão e corrente. Como é apresentada na figura 4-6. [12]

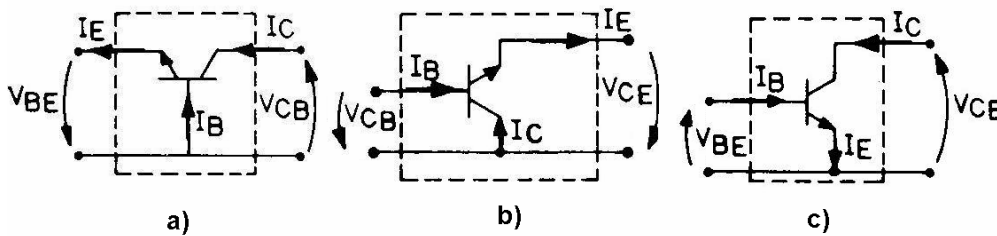


Figura 4-6: Configurações de um transistor: a) Base comum, b) Coletor comum, e c) Emissor comum.

Portanto, para a nossa situação que exige tanto um ganho em corrente como em tensão, optamos em adotar a configuração emissor-comum. Dependendo da polarização, um transistor pode trabalhar nas regiões de corte, ativa, ou de saturação, figura 4-7. Assim, como pretendemos trabalhar com amplificação de sinais, que utiliza a região ativa, uma adequada polarização dos terminais do transistor deve ser feita para fixar o seu ponto de trabalho, ponto Q, evitando que o nível AC do sinal amplificado atinja as regiões de corte e saturação específicas do transistor.

O fabricante do transistor geralmente fornece juntamente com as curvas características de saída outras informações importantes, tais como ganho em corrente, variação do ganho com a frequência, valores máximos corrente e tensão na entrada e na saída, de forma que uma adequada polarização possa ser calculada.[11]

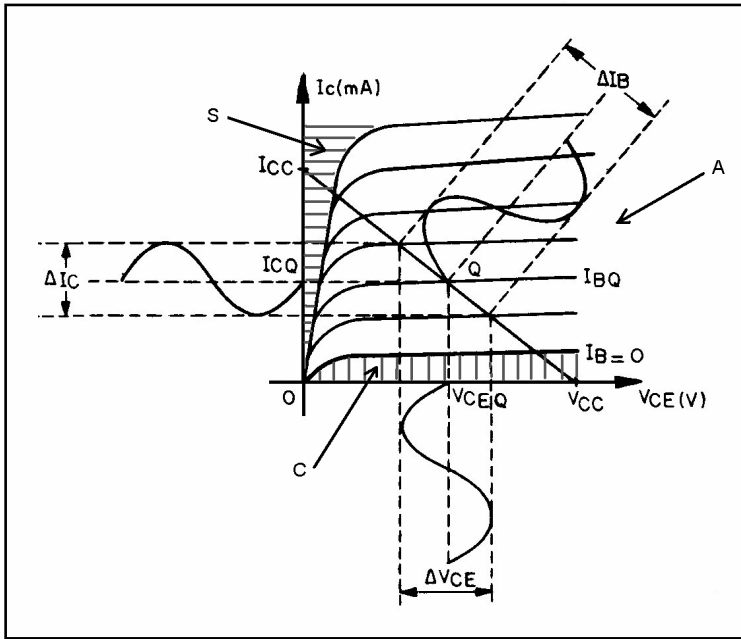


Figura 4-7: Curva característica de saída de um transistor, mostrando o ponto Q de trabalho, e as regiões de operação: corte (C), ativa (A) e saturação (S).

A polarização dos terminais do transistor geralmente é feita aplicando-se uma polarização direta entre os terminais de base e emissor, e uma polarização reversa entre os terminais de base e coletor.

Dependendo do tipo de polarização que é aplicada, o transistor pode ser mais estável ou instável.

Durante a operação com um transistor, sempre ocorrem variações de temperatura por menor que sejam, levando a uma variação dos parâmetros internos do transistor, alterando dessa forma os valores especificados pelo fabricante, tais como o ganho interno e a resposta em frequência do transistor, fazendo com que a polarização calculada baseada nestes valores especificados também variem, levando a uma instabilidade do circuito com cortes e distorções dos sinais na saída.

O circuito básico de amplificador por transistor escolhido que possui a maior estabilidade de trabalho na região ativa do transistor foi o circuito que apresenta a polarização por divisor de tensão na base, figura 4-8 [12].

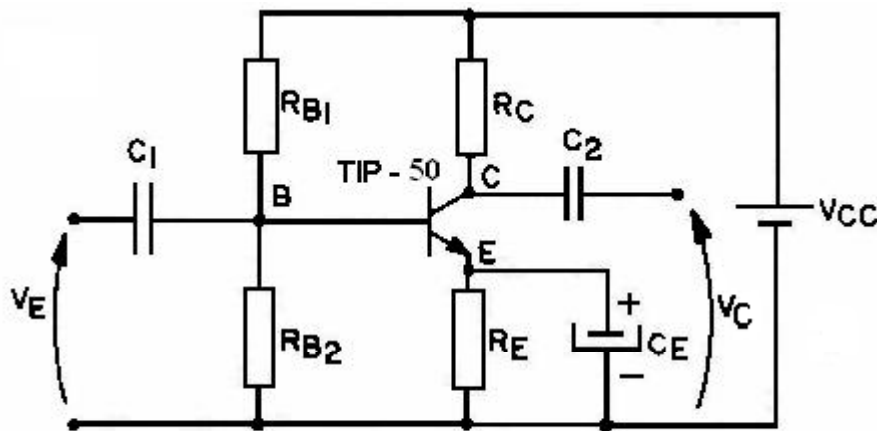


Figura 4-8: Esquema do amplificador de tensão e corrente utilizando o transistor de potência Tip 50 e polarização por divisor de tensão na base.

O circuito utiliza o transistor de potência, Tip 50, que amplifica o sinal de tensão e corrente do dente-de-serra. Este circuito apresenta dois capacitores, C_1 e C_2 , que são utilizados para eliminar os componentes das tensões DC de entrada e saída do amplificador e um capacitor C_E utilizado para ajudar na estabilização dos sinais. A alimentação do transistor é dada por uma fonte de tensão, V_{CC} igual a 350V. Os componentes do circuito amplificador da figura são especificados a seguir:

- Resistores: $R_{B1} = 26 \text{ K}\Omega$
 $R_{B2} = 3,3 \text{ K}\Omega$
 $R_C = 1,6 \text{ K}\Omega$
 $R_E = 395 \Omega$

- Capacitores: $C_1 = 4,7 \mu\text{F}$
 $C_2 = 1 \mu\text{F}$
 $C_E = 1000 \mu\text{F}$ (eletrolítico)

Esses componentes foram calculados para que o transistor atuasse na sua região ativa, não distorcendo o sinal de dente-de-serra da entrada ao ser amplificado. Com esta configuração, depois de alguns testes obtivemos uma tensão de saída de aproximadamente $\pm 100\text{V}$ e uma corrente máxima em torno de 50 mA , valores estes suficientes na saída para a sonda de Langmuir.

O sinal de dente-de-serra de baixa potência, ao atravessar o circuito amplificador de potência, adquire uma amplificação na tensão com um ganho, G , do circuito amplificador. Para o cálculo do ganho em tensão, o procedimento adotado foi medir a razão da tensão na saída do amplificador de potência pela tensão na saída A, V_x (ver figura 4-5). Notando-se que o ganho varia com a frequência adotada, com a variação da temperatura dos componentes no circuito, e da tensão de alimentação V_{CC} do transistor, procuramos trabalhar, portanto, mantendo as mesmas condições, além de manter uma refrigeração forçada para o transistor de potência Tip50.

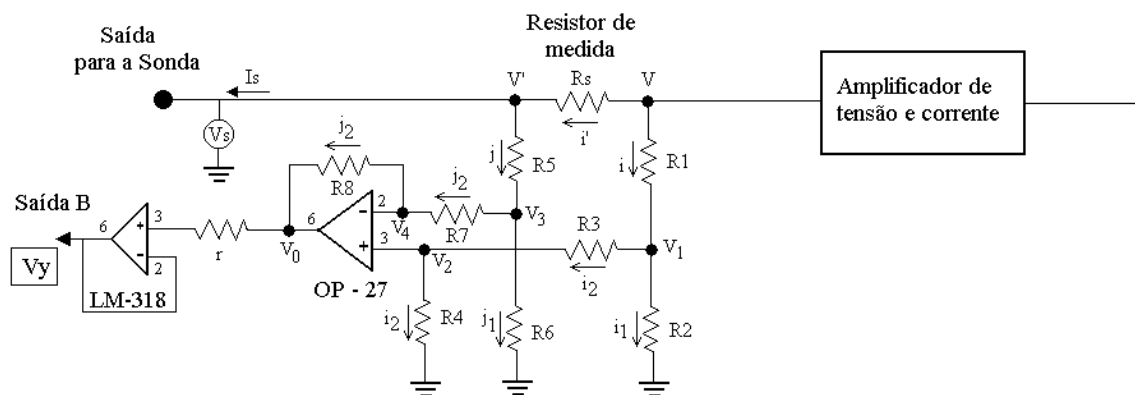


Figura 4-9: Circuito para obter a medida de corrente na sonda.

Para se obter a corrente e a tensão da sonda, I_s e V_s , em função das tensões da saída A e B, figura 4-5, precisamos calcular o circuito de malhas da figura 4-9. Este circuito impede que os aparelhos de medição não interfiram na medida da corrente e da tensão na sonda, inibindo a sua influência elétrica para gerar ruídos.

Um estudo detalhado, passo a passo, desse tipo de circuito é muito difícil de se encontrar na literatura e é muito pessoal, portanto resolvemos expor no apêndice 9.2 a análise do circuito da medida da corrente na sonda.

No circuito da figura 4-9 são utilizados os seguintes resistores:

$$R_1 = R_2 = R_5 = R_6 = 66K\Omega;$$

$$R_3 = R_4 = R_7 = R_8 = 10K\Omega;$$

$$R_s = 1K\Omega;$$

Utilizando-se desses valores das resistências e da equação 27 e 28 do apêndice 9.2, temos:

$$I_s = 8,754 \times 10^{-3} V_y - 1,378 \times 10^{-5} V_x G \quad (4.1)$$

e

$$V_s = V_x G - 8,638 V_y \quad (4.2)$$

onde, G é o ganho em tensão do amplificador, V_x é a tensão na saída A e V_y é a tensão na saída B.

Foi feita também uma calibração de bancada, onde foram utilizados alguns resistores de carga simulando o plasma, e medindo-se as tensões V , V' e V_y , foram calculadas as correntes através da equação 4.1 e comparadas com as correntes medidas. Os resultados mostraram erro relativos menor que 5%.

Com a utilização das relações 4.1 e 4.2, determinamos a corrente e tensão atuante na sonda, que são funções de dois parâmetros obtidos pelas tensões das saídas A e B, V_x e V_y respectivamente. O ganho deverá ser medido antes das aquisições dos dados, pois ele poderá ser alterado se não mantivermos as mesmas condições como frequência do dente-de-serra e tensão da fonte de tensão do transistor.

Um outro circuito simples foi utilizado, com uma tensão negativa fixa, para monitorar o sinal da corrente na região de saturação iônica, figura 4-10.

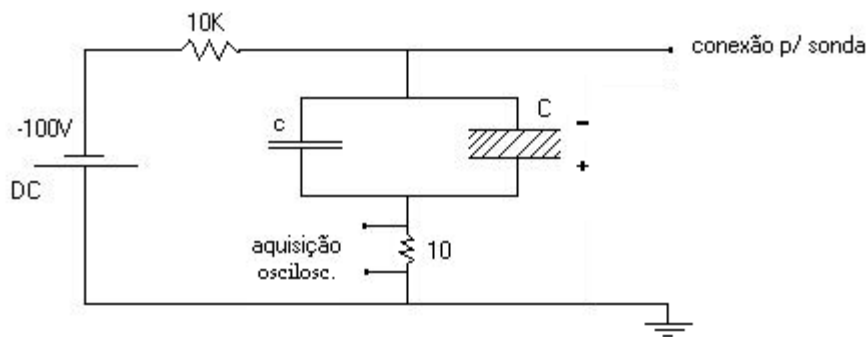


Figura 4-10: Montagem do circuito da fonte de tensão contínua negativa, para aquisição da corrente na região de saturação iônica.

O circuito da figura 4-10 é alimentado por uma fonte DC de tensão negativa de -100V, o capacitor c de $0,1\mu\text{F}$ ajuda na correção de pequenas flutuações e o capacitor eletrolítico C de $500\mu\text{F}$ é utilizado para manter a tensão fixa em -100V no ato do disparo da máquina, além de servir como uma fonte de corrente alta. O valor da corrente de saturação iônica é obtido através da variação da tensão do resistor de 10Ω , e a referencial terra é dada pela terra da máquina, conectada ao vaso de vácuo.

4.4 – Aquisição dos dados

Para cada disparo da máquina podemos obter os sinais da corrente de plasma, voltagem enlace, sinais de raios-X, campo vertical e outros, através de um sistema de ADC's (conversor analógico digital) multicanal, em modo CAMAC, que utiliza interface GPIB, e permite a aquisição e tratamento simultâneo de dados provenientes de vários diagnósticos instalados ao redor do tokamak.

A sonda de Langmuir, figura 4-2, possui duas conexões elétricas independentes, o qual permite alimentarmos com fontes diferentes. Foi observado também, que não há nenhuma influência entre as duas sondas na aquisição simultânea de sinais diferentes, portanto, para verificar os sinais e comparar, utilizamos a sonda como se fossem duas sondas simples em uma mesma posição, fornecendo sinais da variação da tensão e corrente com o gerador de onda dente-de-serra, e o sinal da corrente na região de saturação iônica, com uma fonte de tensão DC negativa.

Os dados provenientes da sonda com o gerador de onda dente-de-serra são obtidos a partir da saída do sinal A, tensão V_x , e do sinal B, tensão V_y , figura 4-5, que são coletados através do osciloscópio digital tektronix TDS220, o qual possui dois canais de entrada e um de trigger externo, possui uma memória limitada, podendo armazenar dois sinais de referência e dois sinais na tela de ch1 e ch2, cujos sinais são transferíveis para serem armazenados no microcomputador. Portanto, a cada disparo do tokamak, os dados coletados são transferidos e armazenados em um microcomputador.

Um outro osciloscópio tektronix TDS320, foi utilizado para coletar os dados da corrente de saturação iônica ao longo do disparo da máquina, através da saída do sinal do circuito DC, conectado a sonda com uma tensão negativa de -100V .

Portanto, os sinais coletados simultaneamente da máquina a cada disparo são: as tensões V_x e V_y que irão fornecer as variações das tensões e correntes da sonda, utilizando uma fonte de gerador de onda dente-de-serra; a corrente na região de saturação iônica obtida ao longo de todo o disparo da máquina; e os sinais de corrente de plasma, voltagem enlace, campo vertical e raios-X.

5 – Análise dos Resultados

5.1 – Análise dos dados obtidos com a fonte de tensão senoidal

Inicialmente foram obtidos alguns resultados com a sonda de Langmuir aplicando-se uma tensão senoidal, cujo esquema da fonte de tensão senoidal foi apresentada na figura 4-3. Os sinais da tensão e corrente foram obtidos pelo osciloscópio acoplados diretamente a esse circuito, portanto, qualquer ruído do plasma, ou ruído elétrico, é visto nos sinais ao longo da formação do plasma. Na figura 5-1 são apresentados os sinais da tensão e corrente obtidos, juntamente com o sinal da corrente de plasma. A posição de medida foi de 7mm da câmara de vácuo e a frequência utilizada foi de 1kHz.

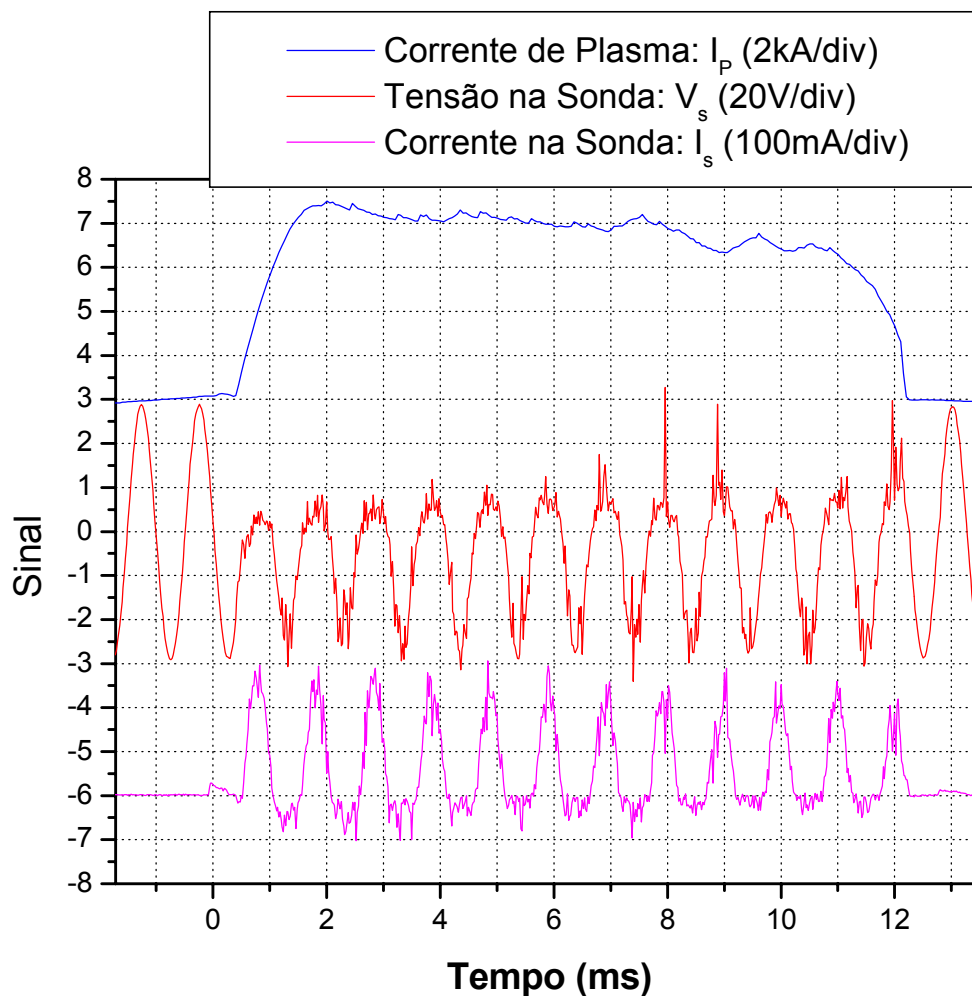


Figura 5-1: Dados obtidos com a fonte de tensão senoidal de frequência de 1kHz, apresentado-se os sinais da corrente de plasma, o sinal da tensão senoidal e o da corrente na sonda, e a posição da sonda estava a 7mm da câmara de vácuo.

Nas figuras 5-2 e 5-3 temos duas curvas características da sonda simples extraídos dos sinais de onda senoidal da tensão e corrente da figura 5-1 em instantes diferentes durante o disparo do tokamak. A primeira curva foi no intervalo de 3-5ms, obtendo-se uma temperatura de 6,3eV e densidade de $1,6 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$, e a segunda curva no intervalo de 9-11ms com temperatura de 5,4eV e densidade de $8 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$.

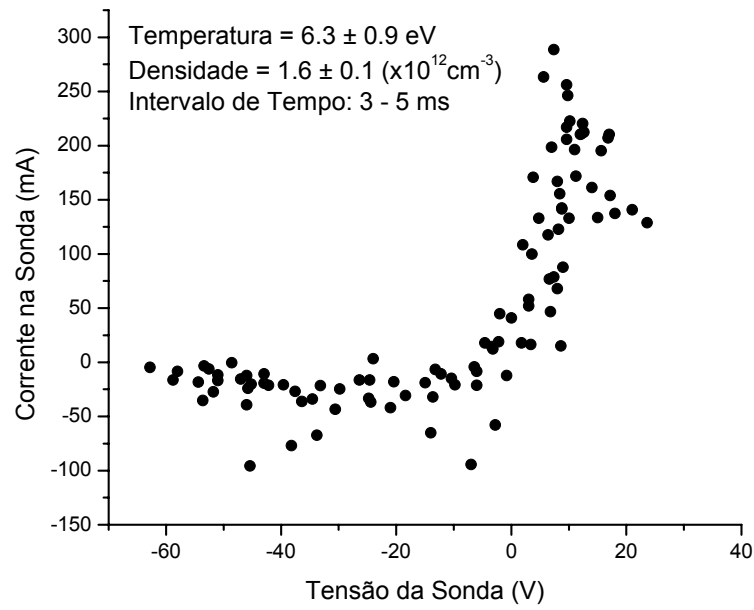


Figura 5-2: Curva característica obtida com a fonte de tensão senoidal nos intervalos 3 à 5ms os respectivos valores da temperatura e densidade, $(6,3 \pm 0,9) \text{eV}$ e $(1,6 \pm 0,1) \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$.

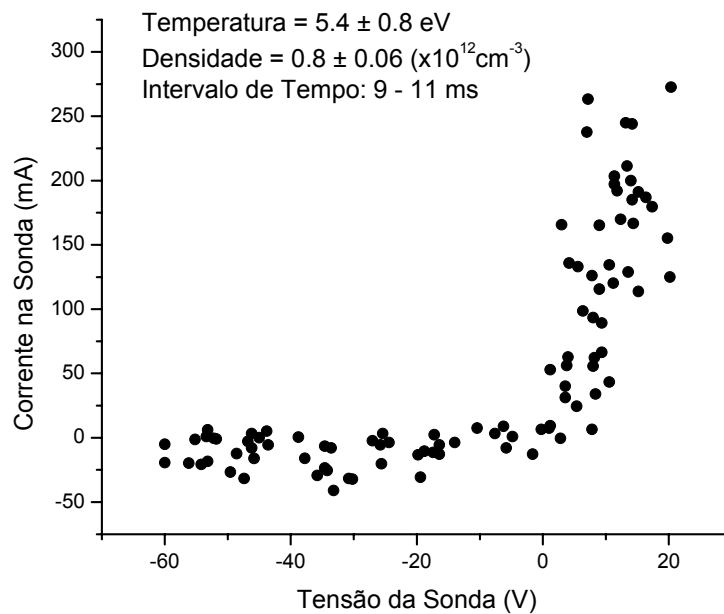


Figura 5-3: Curva característica obtida com a fonte de tensão senoidal no intervalo 9 à 11ms com os respectivos valores da temperatura e densidade, $(5,4 \pm 0,8) \text{eV}$ e $(0,8 \pm 0,06) \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$.

Um outro tipo de medida é uma varredura radial aplicando-se na sonda uma tensão constante negativa de -100V dada pela fonte DC, da figura 4-10, e para uma temperatura fixa em 10eV e na base de descarga em descarga, estimou-se uma curva da variação de densidade radial, e observamos que há uma variação da densidade ao longo da distância radial da região da sombra do limitador (RSL), figura 5-4.

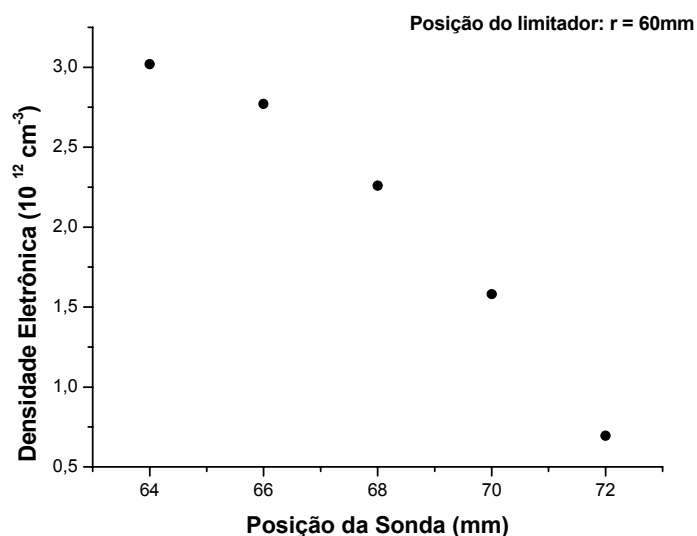


Figura5-4: Gráfico da variação radial da densidade. A posição do limitador está na posição $r = 60\text{mm}$, e o raio da câmara do vaso de vácuo é de 73mm e, portanto a RSL é de 13mm de largura.

Notamos, que apesar da temperatura e densidade ser razoavelmente alta, pudemos obter uma noção das características do plasma formado. Entretanto, observamos que a variação da corrente, mostrada na curva da figura 5-2 e 5-3, está muito alta em relação a outras máquinas tokamak de mesmo porte que é em torno de algumas dezenas de miliamperes. Portanto, a construção e a utilização de uma fonte de tensão de maior estabilidade e controle foi necessária.

5.2 – Análise dos dados da fonte de tensão dente-de-serra

Foi construída e utilizada uma fonte de tensão dente-de-serra, figura 4-5, o qual nos forneceu uma corrente mais controlada. Além disso, foi iniciada a elaboração de um programa para a sonda de Langmuir, em que ao se obter os dados poderão gerar automaticamente os valores da temperatura e densidade eletrônica naquela região. Os resultados são mostrados nas figuras 5-5, 5-7 e 5-8.

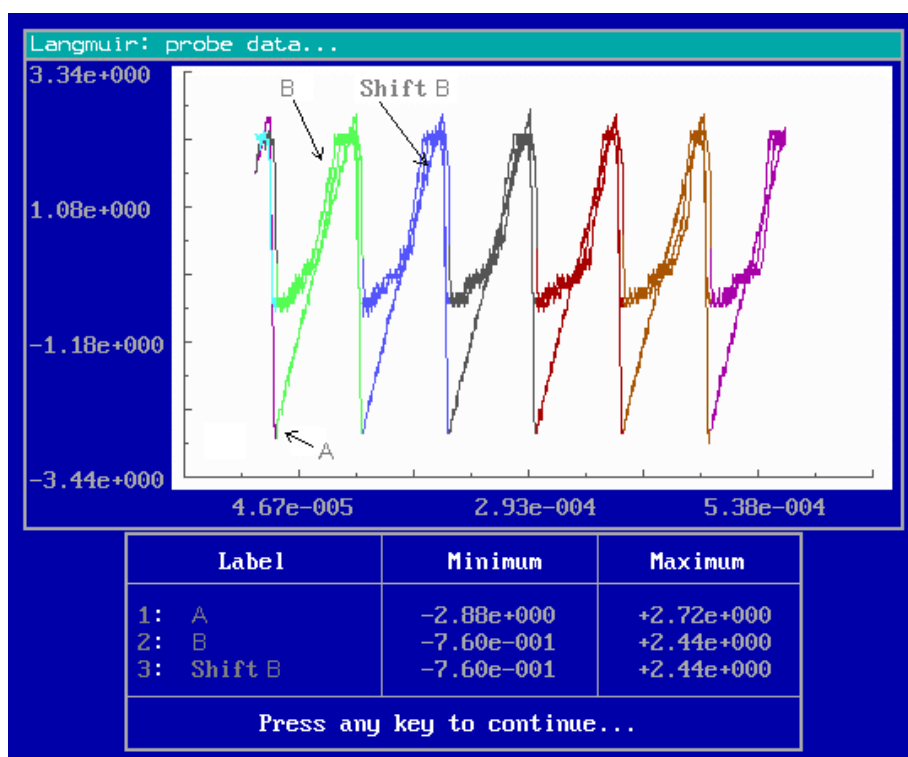


Figura 5-5: Programa Langmuir A, mostrando para cada intervalo selecionado, em diferentes cores, as saídas A, B, e o deslocamento automático em frequência do sinal B, V_y , correspondente.

Inicialmente é obtido um sinal dente-de-serra e podemos observar um pequeno deslocamento do sinal da saída B, V_y , devido ao capacitor acoplado na saída do

amplificador de tensão, figura 4-8. Este sinal pode ser corrigido automaticamente pelo programa, como mostrado na figura 5-6.

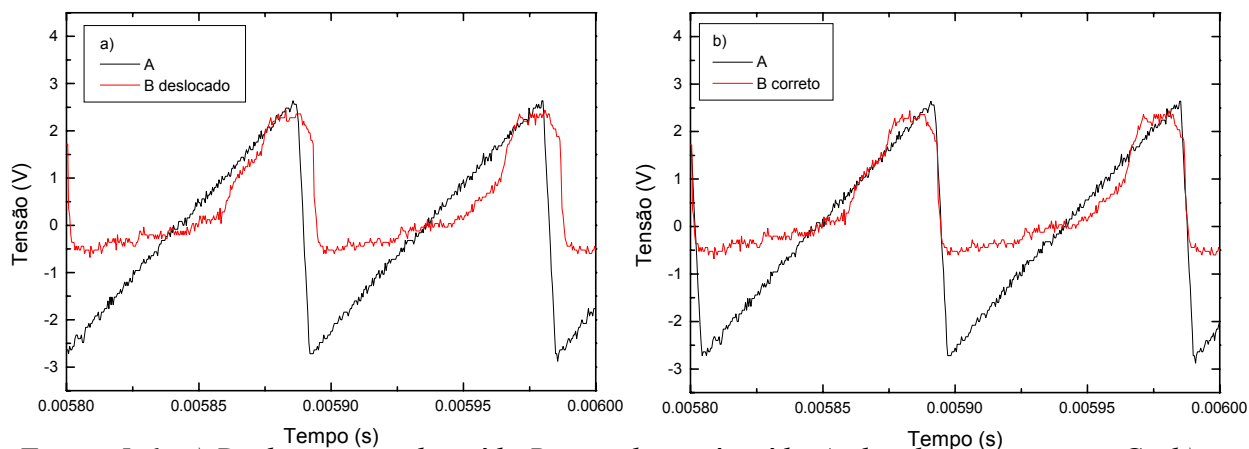


Figura 5-6: a) Deslocamento da saída B em relação à saída A, devido ao capacitor C_2 . b)

Correção do deslocamento em B.

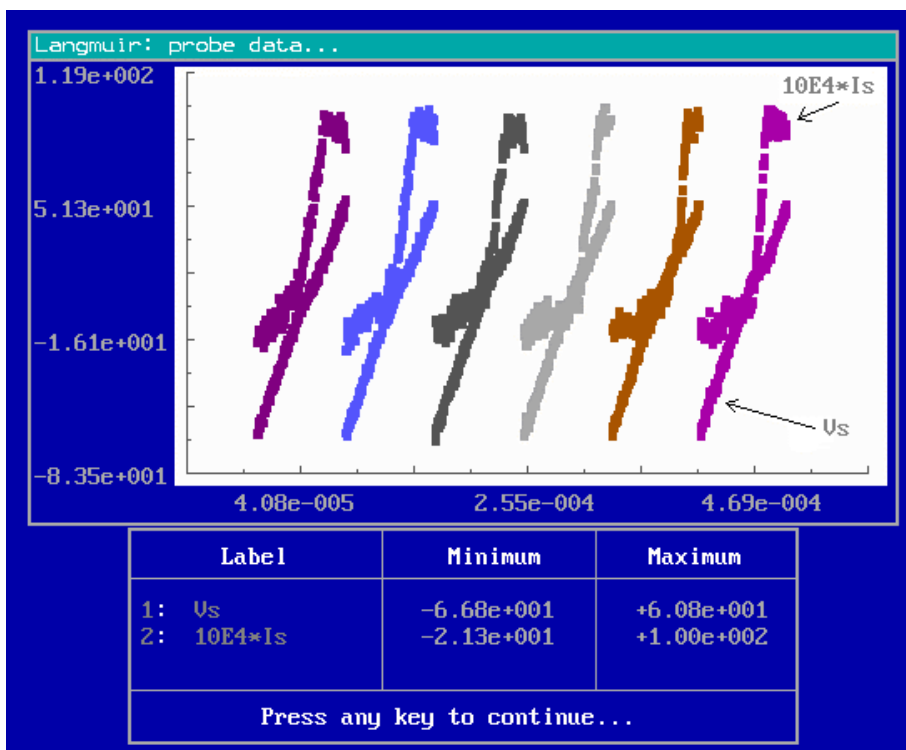


Figura 5-7: Programa Langmuir B, mostrando para cada intervalo selecionado, em diferentes cores, os valores calculados de tensão, V_s , e corrente, I_s , na sonda de Langmuir.

Na figura 5-7, são apresentados os dados da tensão V_s e corrente I_s obtidas pela relação 4.31 e 4.32. Neste programa cada passo é mostrado para que possamos examinar com detalhe o tratamento dos dados obtidos pelo circuito dente-de-serra. O próximo passo do programa é calcular a temperatura e a densidade com os dados da tensão e corrente, V_s e I_s , através da relação 3.2.32 que nos dá a linearização da região de transição da curva característica, figura 3-2.

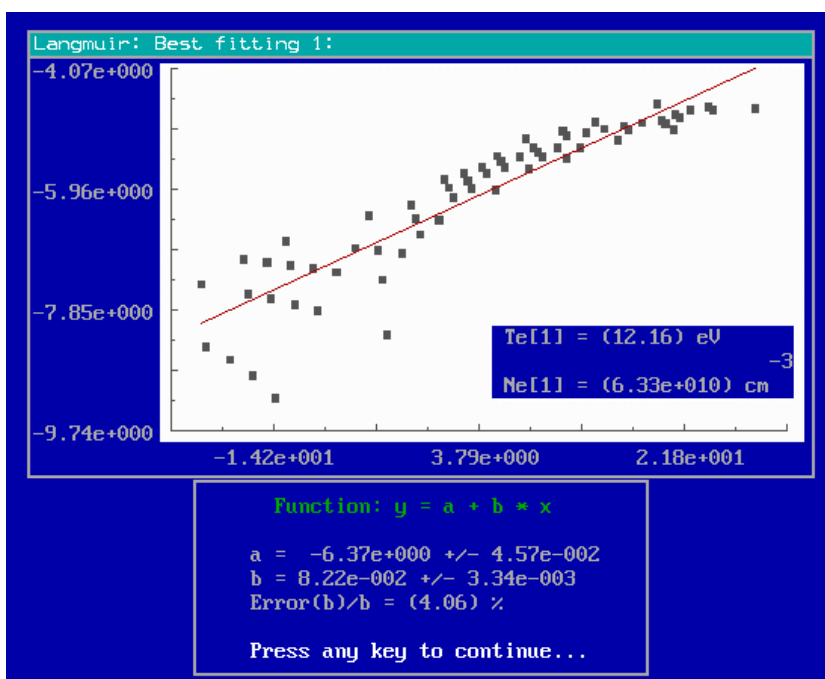


Figura 5-8: Programa Langmuir C, mostrando o resultado do “fitting” linear para o gráfico $\ln(I_s) \times V_s$, para a primeira região, com os respectivos valores de temperatura e densidade calculados.

A figura 5-8 apresenta o gráfico do “fitting” linear para o cálculo da temperatura e densidade. Apesar deste programa nos dar um resultado quase que imediato, o funcionamento é restrito somente para alguns “tipos” de sinais, pois qualquer ruído que um sinal apresentar ele não conseguirá determinar a densidade e temperatura, ou fornecerá dados absurdos da densidade e temperatura. A dificuldade do programa também está em

determinar a região de transição para o cálculo da temperatura. Em alguns casos podemos obter picos de ruídos nessa região, na qual o programa deverá levar em conta ou não, dependendo da intensidade. O excesso de detalhes e o conhecimento insuficiente de programação na linguagem C, no qual foi escrito o programa Langmuir, é uma das grandes dificuldades no avanço desta ferramenta ágil e eficaz.

Algumas mudanças e melhorias deverão ser feitas no Programa Langmuir:

- Determinação da região exponencial da curva $I_s \times V_s$, para o cálculo da temperatura eletrônica: no programa obtemos a temperatura eletrônica do plasma através do cálculo do coeficiente angular da reta traçando-se o gráfico do logaritmo da corrente pela tensão, determinando a região com menor variação no erro da inclinação da reta. Entretanto, temos dificuldades em restringir uma região da curva para o cálculo com o programa Langmuir em que a curva característica esteja na região exponencial.
- Observação dos ruídos nos sinais I_s e V_s : o programa considera todos os dados adquiridos do sistema de aquisição, inclusive os pontos devido aos picos de ruídos do plasma ou do sistema de aquisição, dificultando a análise das características do plasma;
- Memória do programa: dependendo do grau de resolução adquirido com os dados da sonda, este exigirá uma memória cada vez maior, além disso, o programa se tornará cada vez mais lento para mostrar os resultados.

Com um procedimento manual dos cálculos da temperatura e densidade eletrônica, podemos observar pelo gráfico da curva característica e determinar a região de transição, e comparar entre os sinais de dente-de-serra os ruídos e as perturbações do plasma que ocorreram.

Aplicando-se a tensão dente-de-serra na sonda da figura 4-2 com uma frequência de 25KHz e uma tensão de $\pm 100V$, obtivemos a curva característica da figura 5-9, para uma posição de 7mm e no tempo de 6,6ms após a formação do plasma, em que o tempo da descarga do tokamak é da ordem de 10ms.

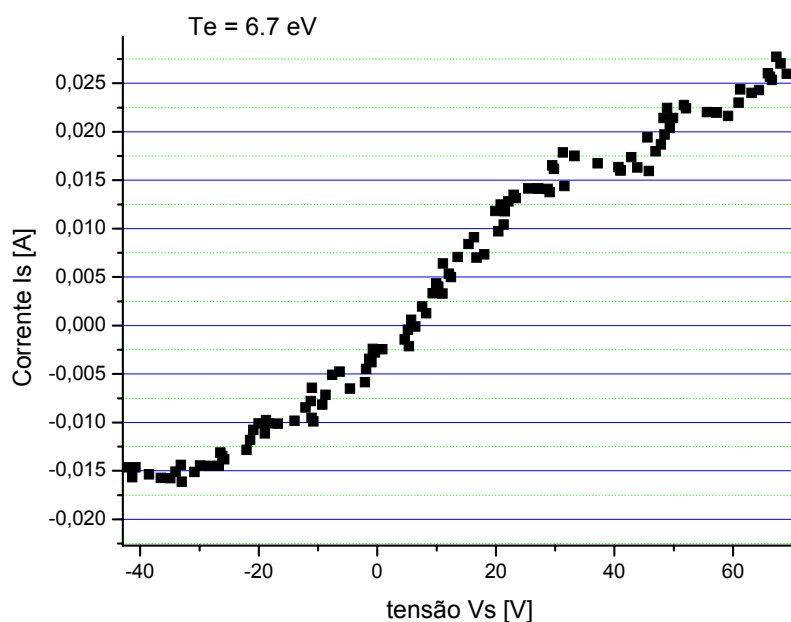


Figura 5-9: Curva característica de uma sonda simples na posição 7mm da câmara do vaso de vácuo, e com uma frequência da fonte dente-de-serra de 25kHz. A temperatura obtida foi de 6,7 eV.

A frequência de 25KHz foi adotada devido ao fato de que para as frequências mais baixas da ordem de 2 à 10KHz, apresentavam um ruído no sinal obtido que com o aumento da frequência diminuía-se a intensidade do ruído. Entretanto, para frequências muito altas, da ordem de 50KHz, perdíamos a variação temporal das características do plasma, devido à memória limitada do osciloscópio, e que limitava o número de pontos dos dados.

Entretanto, utilizando uma frequência de 25KHz o intervalo total de aquisição foi limitada pela memória do osciloscópio em 0,5ms, obtendo em torno de 12 picos de dente-de-serra para que os números de pontos sejam suficientes para os cálculos da temperatura e densidade para cada sinal do dente. Portanto, o procedimento adotado foi obter os dados de disparo de descarga em disparo de descarga da máquina, tomando-se o cuidado de manter as mesmas condições para a formação do plasma.

Para a análise da repetição da formação do plasma foram consideradas as seguintes condições: análise da corrente de plasma, verificando-se visualmente a formação e o nível do platô da corrente de plasma; e o tempo de formação do plasma, para cada disparo de descarga da máquina. Aproximadamente, obtemos 20 disparos sem alterações na formação do plasma, entretanto, ao se alterar poderíamos voltar para as mesmas condições após algumas descargas de limpeza, que são descargas rápidas com plasma. Assim, obtemos a variação temporal da temperatura, figura 5-10, e densidade eletrônica, figura 5-11, ao longo de toda a descarga.

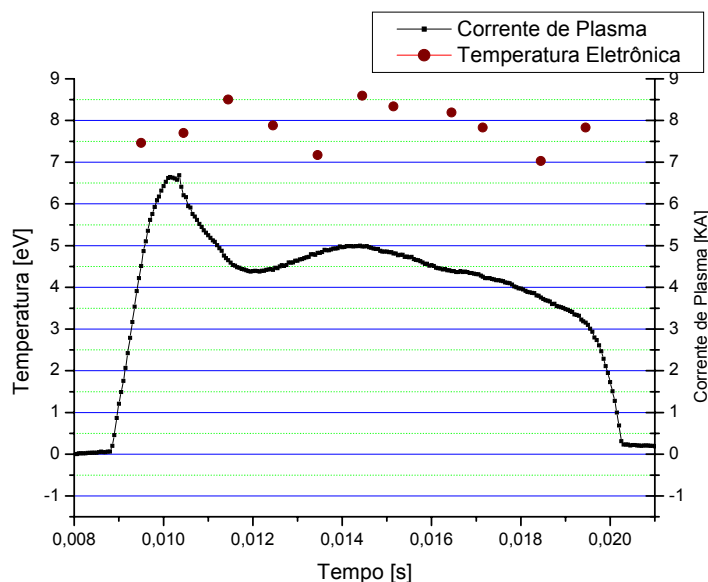


Figura 5-10: Variação temporal da temperatura eletrônica em todo o disparo de descarga do tokamak, mostrando-se também a corrente de plasma. A medida foi obtida na posição de 11mm da câmara do vaso de vácuo, ou a 2mm atrás do limitador.

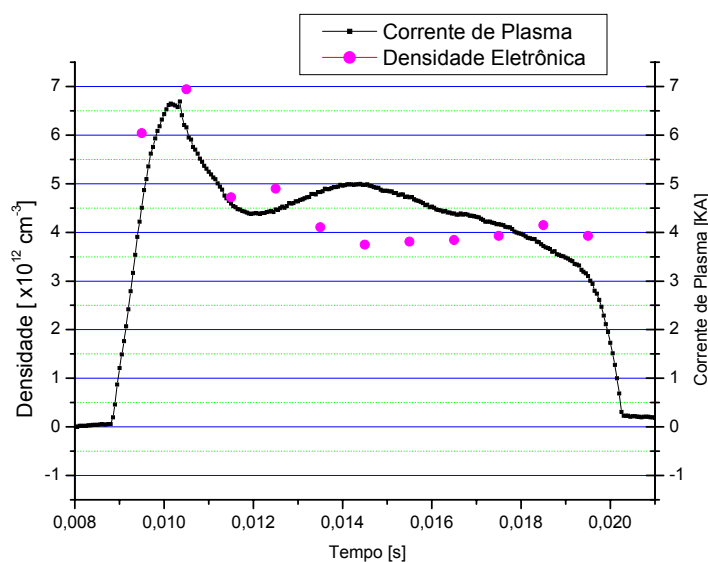


Figura 5-11: Variação temporal da densidade eletrônica em todo o disparo de descarga do tokamak, mostrando-se também a corrente de plasma. A medida foi obtida na posição de 11mm da câmara do vaso de vácuo, ou a 2mm atrás do limitador.

Também obtivemos a variação radial da temperatura e densidade do plasma, para um tempo fixo de 7ms, onde para cada disparo da máquina foi feita uma aquisição dos dados em uma posição radial. Na figura 5-12 mostramos o gráfico da variação da temperatura em função da posição radial, e na figura 5-13 mostramos a variação radial da densidade.

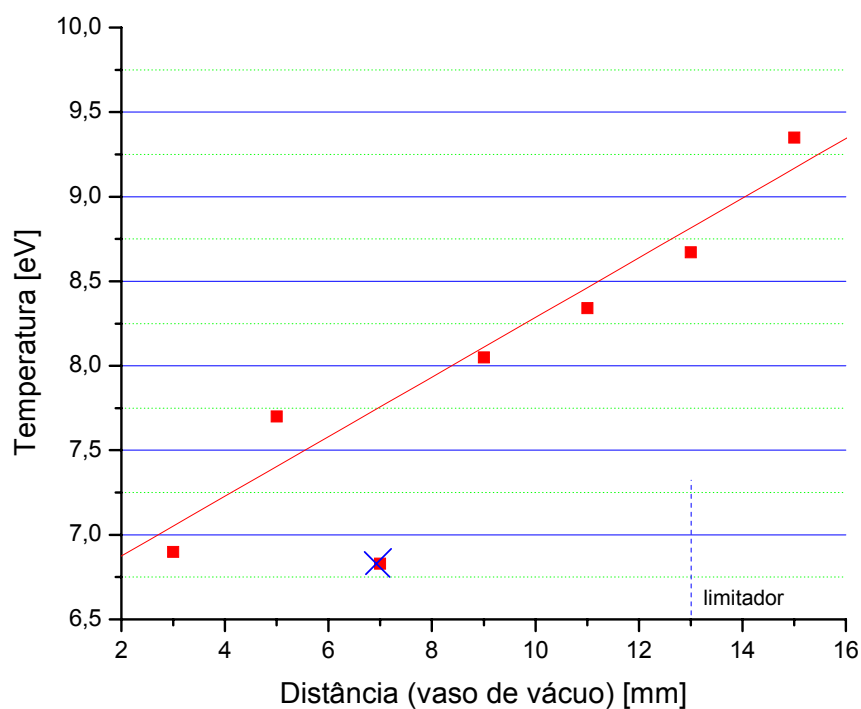


Figura5-12: Variação radial da temperatura eletrônica, para um tempo fixo de 7ms após o disparo de descarga da máquina. A posição do limitador está a 13mm da distância da câmara do vaso de vácuo.

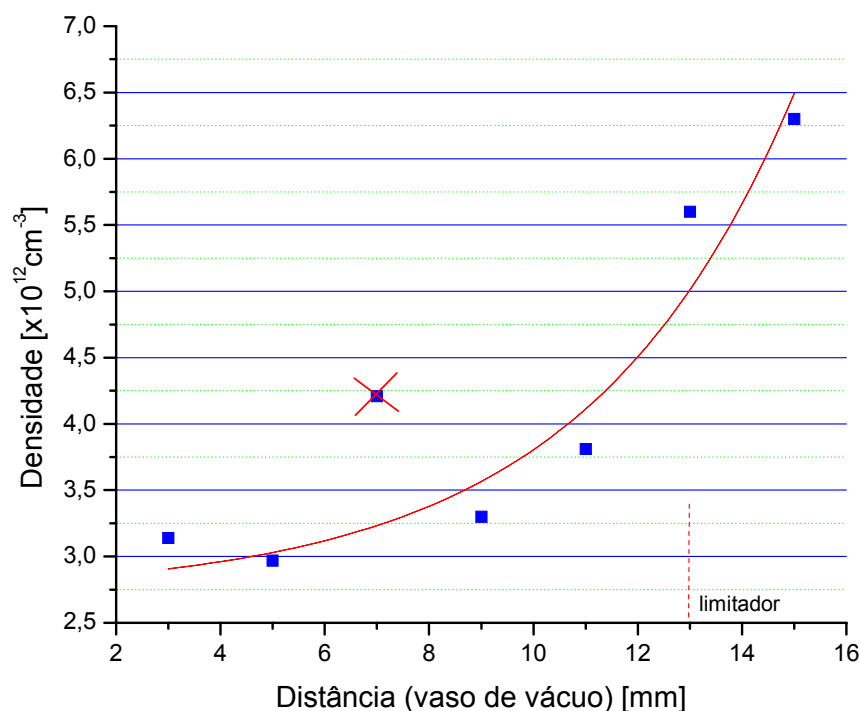


Figura5-13: Variação radial da densidade eletrônica, para um tempo fixo de 7ms após o disparo de descarga da máquina. A posição do limitador está a 13mm da distância da câmara do vaso de vácuo.

Na maior parte dos casos, os dados obtidos com a fonte do circuito dente-de-serra, não ocorriam uma definição da região de saturação iônica, impossibilitando assim a determinação da densidade eletrônica. Portanto, foi utilizada também a fonte de tensão DC negativa para determinação dessa região. Sendo assim, a temperatura foi obtida com o sinal da tensão e corrente da fonte de dente-de-serra, enquanto que com o sinal de saída do circuito DC, determinou-se a corrente da região de saturação iônica, tomando o cuidado de utilizar o mesmo intervalo de tempo para aquisição dos dados. Na figura 5-14, apresenta-se

o sinal da corrente na sonda, obtida com a aplicação de tensão DC negativa de $-100V$, para cada posição radial e em toda a descarga do tokamak.

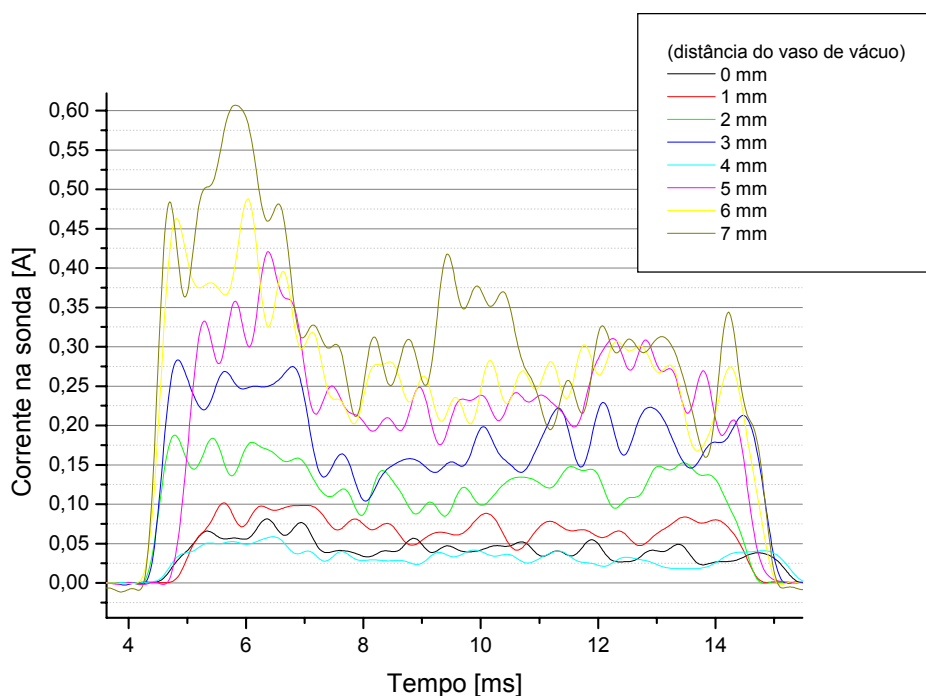


Figura 5-14: Sinal suavizado da variação radial da corrente na região de saturação iônica no intervalo do disparo do tokamak, utilizando uma fonte de tensão DC negativa à $-100V$.

Portanto, ao longo do tempo de descarga do tokamak Nova-Unicamp podemos notar que:

- A variação da temperatura eletrônica de acordo com a figura 5-10, é basicamente constante, se situando em torno de 8 eV para a posição de 2mm atrás do limitador;
- Na mesma posição de 2mm atrás do limitador a densidade eletrônica apresentou um leve decaimento após a formação, caindo de $7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ para $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ao longo da descarga;

- Já para a variação radial atrás do limitador da temperatura eletrônica houve um crescimento uniforme de 7 a 9,5 eV da parede até a posição do limitador. O valor obtido para $d = 7\text{mm}$ deve ter tido algum problema na fase de aquisição de dados e deve ser ignorado na análise. Assim, para a variação radial da temperatura eletrônica, temos o ajuste de curva:

$$y = A + B \cdot x$$

$$A = 6,52283$$

$$B = 0,1763$$

- A densidade eletrônica mostrou uma variação radial bem distinta comparada com a temperatura. Manteve-se constante até 10mm em um valor baixo, $3,3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, e depois um aumento rápido até a posição do limitador. Novamente ignorando o valor obtido para $d = 7\text{mm}$. Portanto, a variação da densidade atrás do limitador é mais abrupta que a da temperatura. Para a variação da densidade eletrônica o ajuste de curva foi:

$$y = y_0 + A \cdot e^{\frac{x}{t}}$$

$$y_0 = 2,71715$$

$$A = 0,0902$$

$$t = 4,01683$$

6 – Discussões dos Resultados

Obtivemos vários resultados com o sistema de diagnóstico com a sonda de Langmuir, com a qual determinamos os parâmetros do plasma, temperatura e densidade eletrônica, bem como as suas variações temporais e espaciais na RSL do tokamak Nova-Unicamp. A obtenção desses resultados veio de maneira gradual, melhorando, através do aperfeiçoamento do sistema de aquisição e tratamento dos dados.

Nas primeiras montagens do sistema de aquisição utilizando fonte de tensão geradora de ondas senoidais, figura 4-3, utilizamos um transformador para amplificar a tensão senoidal em 60V, que era alimentada por um gerador de onda senoidal de baixa potência amplificada por um amplificador de corrente, que estava disponível no nosso laboratório. O gerador de onda senoidal possuía apenas duas frequências 400Hz e 1kHz, com saída na tensão ajustável de 0-12V, com uma potência máxima de saída de aproximadamente 0,20W. Não conseguimos determinar com precisão a potência de saída desse circuito que alimentava a sonda, contudo observamos, mostrado na figura 5-1, os sinais da tensão e corrente na sonda. Com esses resultados, obtivemos as curvas características da sonda, figura 5-2 e 5-3, mostrando a região de saturação iônica e a região de transição, que possui uma variação rápida. A diminuição do sinal da tensão ou o corte na tensão senoidal, figura 5-1, é devido a falta de potência do circuito, que não conseguia fornecer a corrente exigida pela sonda. A variação da corrente observada no gráfico é de aproximadamente de -25mA à 250mA, sendo esta muito alta para tokamak de pequeno porte. Além disso, o circuito simples para medir a tensão e corrente da sonda era acoplado

diretamente ao osciloscópio, não sendo isolado do sistema de aquisição. Portanto, foi optado por uma construção de uma fonte de tensão geradora de onda dente-de-serra.

A construção da fonte de tensão dente-de-serra foi baseada no circuito original da figura 4-4, que devido a falta e as dificuldades em obter os mesmos componentes, foi adaptado a nossas condições. Esse circuito permite um ajuste flexível da frequência que pode ser escolhido de 1 à 100kHz, fazendo-se pequenos ajustes no circuito.

Ao se utilizar o circuito de dente-de-serra, figura 4-5, como uma fonte de tensão da sonda, obtemos os dados mostrados nas figuras 5-5, 5-7 e 5-8, que foram analisados pelo programa Langmuir. Houve uma discussão do que seria a causa do pequeno deslocamento ocorrido entre o sinal da tensão e da corrente do dente-de-serra, que foi considerada devido a influência do capacitor do circuito amplificador de tensão e corrente, figura 4-8. Portanto, o programa deveria corrigir o problema automaticamente, figura 5-6. Entretanto, foi observado que esse deslocamento, ou defasagem, entre o sinal da tensão e corrente do dente-de-serra, variava de acordo com a frequência utilizada e a densidade do plasma, não tendo certeza se é uma influência direta do plasma ou do circuito eletrônico. E nos disparos sem a formação do plasma não ocorre esse deslocamento entre os sinais. A defasagem do sinal da tensão e corrente não influencia diretamente no cálculo da temperatura, entretanto havendo essa defasagem não podemos definir a região de saturação iônica, e também o potencial flutuante na curva característica da sonda.

Na figura 5-9, apresenta-se uma curva característica da sonda obtida com o circuito dente-de-serra à 25kHz, na posição de 7mm, onde foi possível a medida da temperatura, mas não foi possível a determinação da região de saturação iônica, que mostra apenas uma leve tendência para a corrente de saturação iônica, em torno de 15mA. Portanto, para o

cálculo da densidade foi utilizado o circuito de tensão DC negativa, figura 4-10, como auxílio para determinar o valor da corrente de saturação iônica.

Na figura 6-1, podemos verificar que para as mesmas condições de formação do plasma temos 12 repetições em seguida de disparo em descarga do tokamak, mostrando que não há grandes variações na sua formação, analisada através da variação da corrente de plasma ao longo do disparo do tokamak. Portanto na aquisição dos dados, da figura 5-10, 5-11, 5-12, e 5-13, podemos considerar que as condições da aquisição desses dados foram aproximadamente idênticas com a formação de plasmas parecidos.

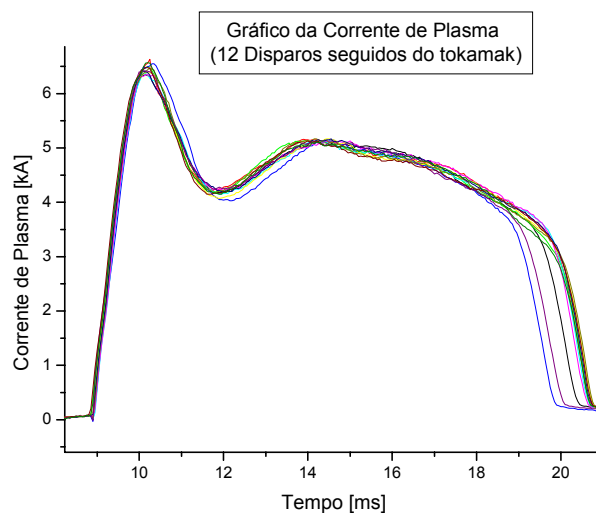


Figura 6-1: Gráfico de 12 disparos seguidos da variação da corrente de plasma ao longo do disparo em descarga do tokamak

Apesar dos vários problemas surgidos durante os experimentos realizados, conseguimos diagnosticar a temperatura e densidade eletrônica da região da sombra do limitador, fazendo-se uma varredura temporal e radial dessa região. Apesar da densidade apresentar valores altos da ordem de 10^{12}cm^{-3} , achamos que os valores relativos apresentam uma condição real na variação radial da densidade.

7 – Conclusões e Perspectivas Futuras

O trabalho realizado nessa dissertação de mestrado envolveu várias áreas do conhecimento: alto vácuo, funcionamento do tokamak, eletrônica e programação. Sendo que foi adquirida uma visão geral da realização de uma pesquisa.

Com o objetivo de implantar um sistema de diagnóstico na borda do plasma na região da sombra do limitador (RSL), foi desenvolvido um sistema de diagnóstico com sonda de Langmuir, até então, inexistente no nosso tokamak. Com esse sistema pudemos observar as variações temporais e radiais da temperatura e densidade eletrônica.

Para implementar esse sistema de diagnóstico foram construídas duas sondas de Langmuir, que estão acoplados ao nosso tokamak. Como fonte de tensão dessas sondas foram desenvolvidas duas fontes de tensões geradoras de onda senoidal e dente-de-serra. Sendo que a fonte de tensão geradora de dente-de-serra pode tanto fornecer uma onda dente-de-serra como também uma onda senoidal.

O circuito da fonte de tensão de dente-de-serra está descrito esquematicamente neste trabalho para futuras utilizações como uma fonte de tensão de alta potência de onda dente-de-serra. Além disso, foi montada uma fonte simples de tensão DC negativa para a sonda de Langmuir para obter os dados da corrente na região de saturação iônica.

Foi desenvolvido o programa Langmuir para o tratamento dos dados obtidos a partir da fonte de tensão dente-de-serra, para facilitar na determinação rápida da temperatura e densidade eletrônica da sonda de Langmuir.

Com o sistema de Langmuir implantado no nosso tokamak pudemos obter os parâmetros do plasma na RSL. Observamos que a variação temporal da temperatura ao

longo do disparo do tokamak, na posição 2mm atrás do limitador, é aproximadamente uma constante em torno de 8 eV, enquanto que a densidade, na mesma posição, acompanha a corrente de plasma. Já na variação radial da temperatura temos um crescimento uniforme da parede até a posição do limitador, enquanto que a densidade mostrou uma variação de crescimento exponencial.

Os próximos passos serão:

- Aperfeiçoamento do programa Langmuir para o cálculo da temperatura e densidade eletrônica do plasma;
- Verificação da causa do deslocamento ocorrido entre o sinal da tensão e corrente na sonda. No caso da influência do plasma, verificaremos as respostas em relações a diversas frequências aplicadas na sonda com a fonte de tensão dente-de-serra, e também da variação da densidade do plasma. E no caso do circuito, este será aperfeiçoado;
- Obter relações da temperatura e densidade entre a borda e o centro do plasma. Já que possuímos sistemas de diagnósticos para o centro do plasma.

Essas serão algumas das perspectivas futuras para o desenvolvimento do sistema de diagnóstico da sonda de Langmuir e a sua utilização.

8 – Referências

- [1] – F. F. Chen; “Introduction to plasma physics”, New York, Plenum Press, 1970
- [2] – Manual do tokamak Nova II
- [3] – R. Pepe da Silva; “Transporte de Partículas e Energia no Plasma do Tokamak TBR-1: Diagnósticos e Estudo Experimental”, Tese de Doutorado, IF-USP, 1989.
- [4] – Abraham C. –L. Chian, Michael F. Reush, Física de Plasma, Volume III, 1979.
- [5] - P.C. Stangeby and G.M. McCracken, Nuclear Fusion, 30, 7, (1990) 1263.
- [6] - “Electrical Probe diagnostic with Fast Data acquisition system of the Novillo Tokamak”, R. López-Callejas, J.S. Benítez-Read, L.C. Longoia-Gándara, J.O. Pacheco-Sotelo, R. Valencia-Alvarado, F.J. Tamayo, A.Valdés, M.C. Fernández and F. Serrano, Plasma Physics: IX Latin American Workshop,173, edited by H. Chuaqui and M. Favre.
- [7] – intersil – Precision Waveform Generator/Voltage Controlled Oscillator - ICL8038, data sheet.
- [8] – PA85 - High Voltage Power Operational Amplifiers, APEX Microtechnology, datasheet.
- [9] - Burr-Brown – High Voltage, High Speed Operational Amplifier – 3584 , data sheet.
- [10] - Marcelo J. R. Monteiro, " Espalhamento Thonsom Multipassagem no Tokamak Nova-Unicamp", tese de doutorado, IFGW-UNICAMP,2003.
- [11] - Motorola – High Voltage NPN Silicon Power Transistor – Tip 50, datasheet
- [12] – “Dispositivos Eletrônicos e Teoria de Circuitos”, Robert Boylestad, Louis Nashelsky; 3ª edição, Prentice/Hall do Brasil.
- [13] – OP27 - Low-Noise, Precision Operational Amplifier, Analog Devices, data sheet.
- [14] – LM318 - Operational Amplifiers, National Semiconductor, data sheet.

9 – Apêndices

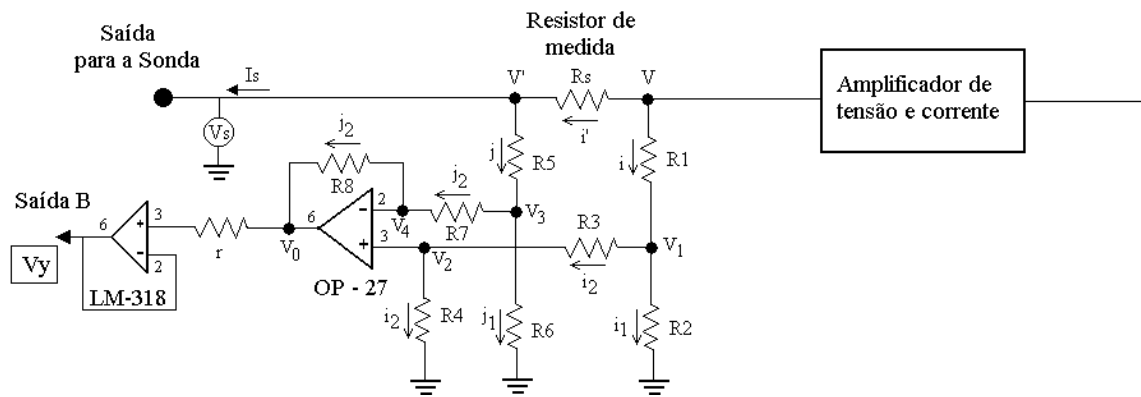
9.1 - Lista de Alguns Parâmetros Básicos do Plasma.

Unidade gaussiana, temperatura em eV, para plasma de hidrogênio.

- Frequência elétron ciclotrônica: $\omega_{ce} = eB/m_e c = 1,76 \times 10^7 B \text{ rad/seg.}$
- Frequência íon ciclotrônica: $\omega_{ci} = 9,58 \times 10^3 B \text{ rad/seg.}$
- Frequência de plasma eletrônica: $\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2} = 5,64 \times 10^4 n_e^{1/2} \text{ rad/seg.}$
- Frequência de plasma iônica: $\omega_{pi} = (4\pi n_i e^2 / m_i)^{1/2} = 1,32 \times 10^3 n_i^{1/2} \text{ rad/seg.}$
- Velocidade térmica dos elétrons: $V_{Te} = (T_e / m_e)^{1/2} = 4,19 \times 10^7 (T_e)^{1/2} \text{ cm/seg.}$
- Velocidade térmica dos íons: $V_{Ti} = (T_i / m_i)^{1/2} = 9,79 \times 10^5 (T_i)^{1/2} \text{ cm/seg.}$
- Velocidade íon acústico: $C_s = (T_e / m_i)^{1/2} = 9,79 \times 10^5 (T_e)^{1/2} \text{ cm/seg.}$
- Raio de giração do elétron: $r_e = V_{Te} / \omega_{ce} = 2,38 (T_e)^{1/2} B^{-1} \text{ cm.}$
- Raio de giração do íon: $r_i = V_{Ti} / \omega_{ci} = 1,02 \times 10^2 (T_i)^{1/2} B^{-1} \text{ cm.}$
- Distância de Debye: $\lambda_D = (T/4\pi n e^2)^{1/2} = 7,43 \times 10^2 T^{1/2} n^{-1/2}$
- Velocidade de Alfvén: $V_A = B/(4\pi n_i m_i)^{1/2} = 2,18 \times 10^{11} n_i^{-1/2} B \text{ cm/seg}$

9.2 – Análise do Circuito de Malhas para o Cálculo da Tensão e Corrente na Sonda

Vamos analisar detalhadamente o circuito da figura 4-9. Vamos considerar que nos amplificadores operacionais, OP-27 [13] e LM-318 [14], as entradas positivas e negativas, 3 e 2, possuem impedância de entrada muito alta.



Analisando a tensão V_1 e o caminho da corrente i , temos:

$$V_1 = R_2 \cdot i_1 = (R_3 + R_4) \cdot i_2 \quad (1)$$

onde considerou-se que a impedância de entrada, do OP-27 $\gg 1$. E então,

$$i_2 = \left(\frac{R_2}{R_3 + R_4} \right) i_1 \quad (2)$$

Observando a corrente i pela regra dos nós,

$$i = i_1 + i_2 \quad (3)$$

temos que,

$$V_1 = V - R_1 \cdot i \quad (4)$$

Das relações, 1, 2, 3 e 4, obtemos V_1 em função de V :

$$V_1 = V \left(\frac{R_2(R_3 + R_4)}{R_1 R_2 + (R_1 + R_2)(R_3 + R_4)} \right) \quad (5)$$

Para o cálculo da tensão V_2 , temos:

$$V_2 = R_4 \cdot i_2 \quad (6)$$

Da relação 1, 5 em 6, obtemos:

$$V_2 = V \left(\frac{R_2 R_4}{R_1 R_2 + (R_1 + R_2)(R_3 + R_4)} \right) = VX \quad (7)$$

onde

$$X = \frac{R_2 R_4}{R_1 R_2 + (R_1 + R_2)(R_3 + R_4)}$$

Considerando-se que a corrente na sonda seja diferente de zero, temos:

$$i' = j + I_s \quad \text{p/ } I_s \neq 0 \quad (8)$$

Das relações,

$$\begin{cases} V - V' = R_s \cdot i' \\ V' - V_3 = R_5 \cdot j \end{cases}$$

temos,

$$i' = \frac{V - V_3 - R_5 \cdot j}{R_s} \quad (9)$$

Então, de 8 e 9,

$$j = \frac{V - V_3 - R_s I_s}{R_s + R_5} \quad (10)$$

Para calcular a corrente j_2 , temos:

$$V_3 = (R_7 + R_8) \cdot j_2 + V_0 \quad (11)$$

obtendo,

$$j_2 = \frac{V_3 - V_0}{R_7 + R_8} \quad (12)$$

Para calcular a corrente j_1 , temos:

$$V_3 = R_6 \cdot j_1 \quad (13)$$

De 11 e 13, temos:

$$j_1 = \frac{(R_7 + R_8)}{R_6} j_2 + \frac{V_0}{R_6} \quad (14)$$

Regra dos nós,

$$j = j_1 + j_2 \quad (15)$$

Conseguimos determinar a tensão V_3 , com as relações 10, 12, 14 e 15, obtendo:

$$V_3 = \left(\frac{V_0}{R_7 + R_8} + \frac{V}{R_s + R_5} - \frac{I_s R_s}{R_s + R_5} \right) \frac{1}{A} \quad (16)$$

onde,

$$A = \left(\frac{1}{R_7 + R_8} + \frac{1}{R_6} + \frac{1}{R_s + R_5} \right) \quad (17)$$

Para obtermos a tensão V_4 , temos:

$$V_4 = R_8 \cdot j_2 + V_0 \quad (18)$$

Das relações 12 e 18, obtemos:

$$V_4 = V_0 \frac{R_7}{R_7 + R_8} + V_3 \frac{R_8}{R_7 + R_8} \quad (19)$$

A tensão na sonda é dada por:

$$V_s = V - R_s \cdot i' \quad (20)$$

Substituindo nas relações, 9, 10, 16 e simplificando, obtemos:

$$V_s = VB - I_s R_s B + V_0 \frac{R_s}{A(R_s + R_5)(R_7 + R_8)} \quad (21)$$

onde,

$$B = 1 - \frac{R_s}{R_s + R_5} + \frac{R_s}{A(R_s + R_5)^2} \quad (22)$$

Considerando-se que o ganho interno do amplificador operacional, OP-27, seja $a \gg 1$, temos a relação:

$$V_0 = a(V_2 - V_4) \quad (23)$$

utilizando a relação, 7 e 19,

$$V_0 = a \left[VX - \left(V_0 \frac{R_7}{R_7 + R_8} + V_3 \frac{R_8}{R_7 + R_8} \right) \right] \quad (24)$$

Substituindo V_3 e isolando I_s , obtemos:

$$I_s = V_0 \left(\frac{Z}{a} + \frac{AR_7(R_s + R_5)}{R_8 R_s} + \frac{R_s + R_5}{R_s(R_7 + R_8)} \right) + V \left(\frac{1}{R_s} - ZX \right) \quad (25)$$

onde,

$$Z = \frac{A(R_7 + R_8)(R_s + R_5)}{R_8 R_s} \quad (26)$$

Impondo-se que $a \gg 1$, temos:

$$I_s = V_0 \left[\frac{AR_7(R_s + R_5)}{R_8 R_s} + \frac{R_s + R_5}{R_s(R_7 + R_8)} \right] + V \left[\frac{1}{R_s} - ZX \right] \quad (27)$$

E substituindo-se I_s na relação 21, obtemos V_s :

$$V_s = VR_s BZX + V_0 \left[\frac{R_s}{A(R_s + R_5)(R_7 + R_8)} - \frac{ABR_7(R_s + R_5)}{R_8} - \frac{B(R_s + R_5)}{R_7 + R_8} \right] \quad (28)$$

onde os termos A, B, X e Z são dados respectivamente pela relação 17, 22, 7 e 26.

Portanto, a corrente na sonda é dada pela relação 27 e a tensão na sonda é dada pela relação 28. Essas duas relações estão em função da tensão amplificada V , da saída do amplificador de potência e da tensão V_0 , que é a tensão da saída B ou V_y .

A relação do ganho, G , com a tensão da saída A, V_x , e com a tensão amplificada V , é dada por:

$$V = G \cdot V_x \quad (29)$$

ou

$$G = \frac{V}{V_x} \quad (30)$$

9.3 - Programa Langmuir

Linguagem de programação utilizada - **Linguagem C**, o programa está junto ao disket.