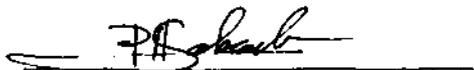


Este exemplar corresponde a redação final da Tese de Mestrado defendida pelo aluno Antonio José Balloni e aprovado pela Comissão Julgadora .

Campinas, 20 de dezembro de 1983.



Paulo H. Sakanaka

"VERIFICAÇÃO DE ONDAS DE IONIZAÇÃO
EM PLASMA PRODUZIDO POR RF EM
SISTEMA DE MÚLTIPLO ESPELHO"

Antonio José Balloni

Orientador: Prof. Dr. Shuko Aihara

Tese apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Mestre Em Física.

Campinas, dezembro de 1983

COMISSÃO JULGADORA

- Membros Titulares -

DR. PAULO HIROSHI SAKANAKA (PRESIDENTE)

Deptº de Eletrônica Quântica - IFGW - Unicamp

DR. CARLOS ALFREDO ARGÜELLO

Deptº de Física do Est. Sól. e Cienc. dos Mat. - IFGW - Unicamp

DR. KING-HAY TSUI

Instituto de Física - Universidade Federal Fluminense

- Membros Suplentes -

DR. HELMUT KARL BÖCKELMANN

Deptº de Eletrônica Quântica - IFGW - Unicamp

DR. ANTONIO MONTES FILHO

INPE - Instituto de Pesquisas Espaciais

*Ao meu pai, pelo seu incansável
espírito de luta; à minha mãe
pelo seu insubstituível amor
eu agradeço por tudo que sou.*

*À minha esposa Rosinha,
por tudo que me fez e que
ainda me fará ser!*

*Aos meus sobrinhos,
Alexandre, Luciano, Cláudia
e Paulinha, crianças como
todas as outras, que são
o motivo do crescimento
humano ...*

AGRADECIMENTOS

Agradecimento especial tem que ser feito ao meu Orientador, Prof. Dr. Shuko Aihara, pela dedicação e carinho com que sempre me acompanhou durante a realização desta pesquisa, apesar de ter a sua própria ocupação. Não posso me esquecer das horas difíceis que passei no laboratório, e dos momentos de desarmonia que tivemos, pois, foi exatamente nesse instante, que sentia meu crescimento como experimental.

Enfim, ao Prof. Shuko Aihara, orientador e amigo, o meu mais sincero e profundo muito obrigado e mais, que se ja sempre o meu modelo como pesquisador. Assim desejo!

Ao Prof. Dr. Paulo Sakanaka, pelo apoio e valiosa ajuda que sempre dispensou a este trabalho. Gostaria de aqui registrar, que não só medimos um Cientista pela dedicação com que realiza suas pesquisas, mas também pela sua integridade moral, justiça com que realiza as obras e capacidade de decisão. Assim, o Prof. Sakanaka, deixa em mim uma formação va liosa, recente, importante, e que quero cultiva-la sempre.

Ao Prof. Dr. Masanubo Niimura, ora ausente, pela agradável companhia nas noites que passamos trabalhando no laboratório.

Aos demais professores do grupo de plasma da UNICAMP, em particular aos Profs. Dr. José Busnardo Neto, Dr. Helmut K. Böckelmann e Dr. Aruy Marotta pelas sugestões e observações oportunas.

Ao pessoal da biblioteca que sempre com carinho me ajudaram nessa importante fase da vida.

Ao Antonio Carlos, Edson e Yoshiyuki pelas gra
tificantes discussões sobre os mais diversos temas.

Um abraço especial tem que ser feito aos demais
membros do Grupo de Plasma por todos esses anos de saudá-
vel e fraterna convivência. Seria injusto se pretendesse lem-
de todos, mas meu muito obrigado para Sanclair, Maurício, Car-
men, Tonhão, Honda, Augusto, Machida, Conrado, Vicente, Milton
e a todos os demais.

Ao Grupo de Laser, em particular a Carlos H. B.
Cruz, pelas inúmeras vezes que me emprestou o osciloscópio ,
sem o qual este trabalho não seria possível.

Ao Vasco e Charles pelos Desenhos.

À FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Esta-
do de São Paulo), pelo apoio financeiro.

A todos os familiares e amigos de Conchal pelo
carinho de sempre e de um modo geral a todos que contribuí-
ram para a realização desse trabalho, muito obrigado.

RESUMO

Foram projetados e construídos um sistema de múltiplo espelho e um gerador de rádio frequência (RF) de 600 W para o estudo das características de plasma produzidos e aquecidos por ondas de rádio frequência, com a meta final de estudar a lei de escala que rege o confinamento de plasmas neste tipo de sistema.

Neste trabalho, utilizando sondas de Langmuir foram descobertas flutuações enormes de densidade e temperatura ao longo do eixo de simetria do sistema. Essas flutuações possuem características muito semelhantes às de ondas de ionização encontradas em descargas do tipo "glow", na presença de uma corrente elétrica. Foi desenvolvido um modelo matemático que pode explicar estas flutuações encontradas levando em consideração o aquecimento de plasma por rádio frequência ao invés por corrente elétrica usual.

ABSTRACT

A system of multiple mirror and a radio frequency generator of 600W were designed and constructed to study characteristics of plasma produced and heated by radio frequency waves. The final goal for this system is to study the scaling law for the confinement of plasma.

In this work, by using Langmuir probes, we have detected large fluctuations of density and temperature along the axis of symmetry of the system. These fluctuations have characteristics similar to those striation waves found in glow discharges, in the presence of an electric current. We have developed a mathematical model which may explain these fluctuations taking into consideration the heating of plasma by radio-frequency instead of usual electric current.

ÍNDICE

	Introdução	01
CAPÍTULO I	- Confinamento de Plasma	
	Princípios Básicos de Confinamento	03
	Tempo de Confinamento para Sistema de Múltiplo Espelho	06
CAPÍTULO II	- Aparato Experimental	
	Sistema de Múltiplo Espelho	13
CAPÍTULO III	- Técnicas de Diagnóstico	
	Sondas de Langmuir	18
	Sonda Magnética	25
	Magnetômetro	29
CAPÍTULO IV	- Modelo Matemático para Ondas de Ionização ou "Striations"	
	Mecanismo Físico	36
	Modelo Matemático	39
CAPÍTULO V	- Resultados Experimentais	
	Descrição Geral	50
CAPÍTULO IV	- Conclusão	75
	Referências	77

INTRODUÇÃO

Atualmente há um grande interesse no uso de ondas de rádio frequência e de microondas de potência aplicadas à pesquisa de fusão termonuclear controlada pelo método de confinamento magnético. A interação de campo elétrico de alta frequência com um plasma magnetizado produz fenômenos lineares e não lineares, propagação de onda e aquecimento de plasma que são de interesse grande tanto do ponto de vista acadêmico quanto do ponto de vista prático. A faixa de frequência de interesse vai desde algumas centenas de quilohertz até dezenas de gigahertz.

Tanto os elétrons como os íons podem ser aquecidos na interação de ondas de alta frequência com o plasma magnetizado. Os elétrons podem ser aquecidos, por exemplo por ondas de rádio frequência na ressonância ciclotrônica dos elétrons (01), acima de ressonância híbrida inferior por decaimento de Landau (02). Os íons podem ser aquecidos, por exemplo por ondas na ressonância ciclotrônica dos íons (03), na ressonância híbrida inferior e na ressonância íon-acústica.

Campos elétricos de alta frequência são também usados para suprimir ou controlar instabilidades em plasmas (04); para vedação do plasma nas extremidades abertas de configurações magnéticas (05) e para o controle do nível de impurezas em experiências diversas.

No laboratório de plasma da Unicamp foi usada uma onda de rádio frequência como pré-pré-ionização do plasma em experimentos de θ -Pinch I e θ -Pinch II, usam-na no sistem

ma tupã, θ -Pinch de 55 kJ para o mesmo fim.

No presente trabalho, foi projetada e montada uma máquina de plasma chamada "Espelho Magnético Múltiplo" que é uma cadeia de espelhos simples formado por pares de bobinas. Neste sistema foram estudadas propriedades de um plasma criado por rádio frequência e imerso em um campo de espelho magnético. Em particular foram estudados o confinamento e a quecimento de plasma e a propagação de ondas de ionização.

Sistema de múltiplo espelho tem produzido resulta dos interessantes quanto a confinamento e aquecimento (06). De acordo com uma teoria, o tempo de confinamento de plasmas num destes sistemas é proporcional ao quadrado do número de pares de espelhos.

Neste sistema de múltiplo espelho da Unicamp foi verificada uma flutuação enorme de densidade e temperatura semelhante àquelas verificadas em ondas de ionização produzidas por descargas do tipo "glow" (07).

No capítulo I descreveremos uma teoria simples de confinamento de plasma fracamente ionizado em espelhos múltiplos. No capítulo II serão dados os detalhes do aparato experimental utilizado. No capítulo III serão discutidas as técnicas de diagnósticos utilizadas, tais como, sondas de Langmuir, sonda magnética e magnetômetro.

No capítulo IV introduziremos um modelo matemático construído para explicar a existência de ondas de ionização em um plasma produzido por rádio frequência sem a presença de uma corrente elétrica. No capítulo V apresentaremos os resultados experimentais e a análise deles e no capítulo VI a conclusão final.

CAPÍTULO I

Tempo de Confinamento em Sistema de Múltiplo EspelhoI.1 - Princípios Básicos de Confinamento de Plasma em um Espelho Simples

Confinamento de plasma em um campo de espelho magnético já existe desde quando o campo magnético terrestre foi formado. As partículas carregadas que vem do Sol ou espaço interplanetário são presas pelo campo do espelho magnético na magnetosfera, formando o que é chamado de cinturão de "van Allen".

O mecanismo da prisão é baseado na conservação do momento magnético μ das partículas girantes (08) e na conservação de energia. O momento magnético de uma partícula é expresso por

$$\mu = \frac{W_{\perp}}{B} \quad (I-01)$$

onde W_{\perp} é a energia cinética da partícula carregada, perpendicular à linha de força do campo magnético, e B é o módulo desse campo magnético. Essa lei de conservação é válida se a variação espacial do campo magnético é pequena comparada com o raio de Larmor das partículas, e a variação temporal do campo magnético for muito menor que a variação desse campo ocorrida durante o período ciclotrônico da partícula.

A conservação do momento magnético é a base de um dos esquemas primários para o confinamento de plasma: o Espelho Magnético. Quando a partícula se move de uma região de campo magnético fraco (B_0) para uma região de campo magnéti-

co forte (B_{\max}), ela vê um campo magnético B crescendo, e, conseqüentemente, sua velocidade perpendicular v_{\perp} deve também aumentar para que μ permaneça constante. Como a energia total deve ser também constante, a velocidade paralela v_{\parallel} deve necessariamente diminuir. Se o campo magnético for suficientemente forte em B_{\max} , (garganta do espelho) figura I-01, então v_{\parallel} torna-se zero antes de chegar ao ponto de B_{\max} , e, então a partícula é novamente refletida para a região de campo magnético mais fraco.

Combinando a equação I-01 e a lei de conservação de energia:

$$W_0 = W_{\parallel} + W_{\perp} \quad (\text{I-02})$$

obtemos o volume de confinamento no espaço de velocidades. Na expressão I-02 W_{\parallel} é a energia cinética da partícula paralela à linha de campo magnético e, W_0 é a energia cinética total.

O campo magnético não uniforme de um simples par de bobinas, forma dois espelhos magnéticos em cuja região limitada entre eles o plasma pode ser confinado, figura I-01. Os campos magnéticos B_{\max} e B_0 são os campos magnéticos máximo e central respectivamente. As partículas carregadas que possuem componentes de velocidade paralela $v_{0\parallel}$ e perpendicular $v_{0\perp}$ no ponto $B=B_0$ serão refletidas pelo campo magnético crescente se

$$\frac{v_{0\parallel}^2}{(v_{0\parallel}^2 + v_{0\perp}^2)} > \frac{B_0}{B_{\max}} = \frac{1}{R_m} \quad (\text{I-03})$$

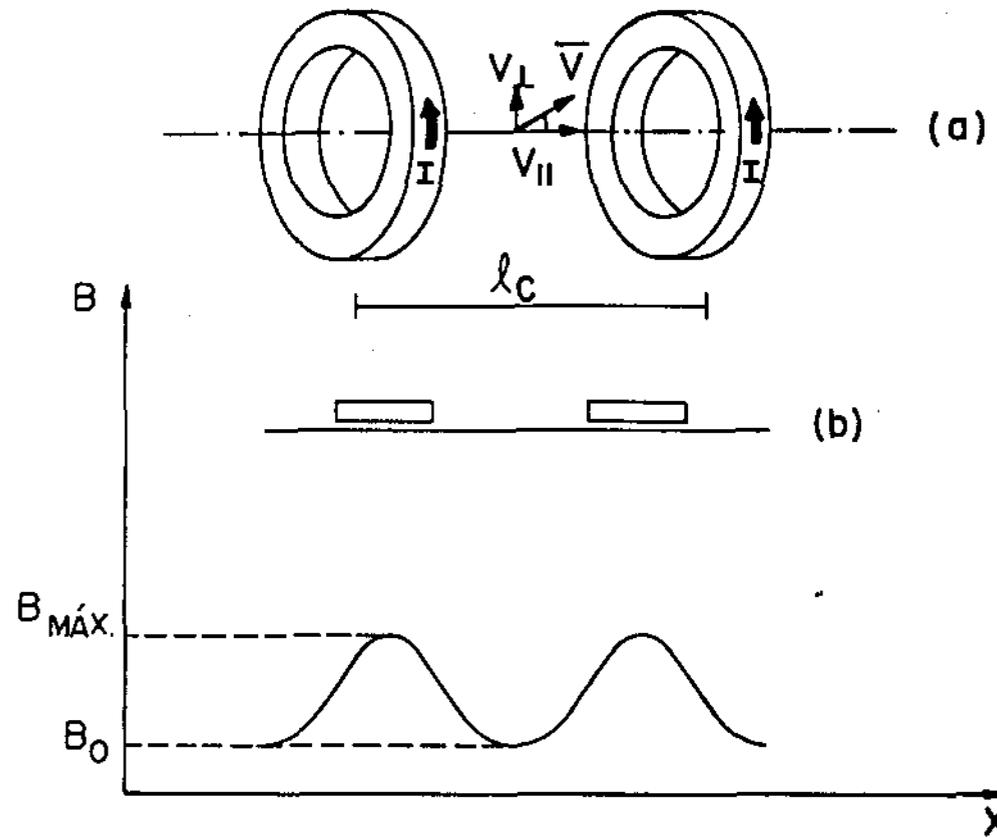


Fig.: I-01- a) Espelho Magnético Simples
 b) Perfil de Campo Magnético ao longo do eixo de simetria do espelho magnético simples

for satisfeita, onde R_m é a razão de espelho (09). As outras partículas carregadas que possuam um grau de inclinação θ , onde $\text{sen } \theta = \frac{v_{\theta}}{v_0}$ ao eixo em $B=B_0$, menor que $\theta_M = \text{arcsen}(B_0/B_{\text{max}})$ serão perdidas do volume entre os espelhos magnéticos. Esse volume no espaço de velocidades onde $\theta < \theta_M$ é denominado "cone de perdas", de acordo com a figura I-02. O complemento deste volume no espaço de velocidades é chamado volume de confinamento.

I.2 - Tempo de Confinamento em um Sistema de Múltiplo Espelho com Plasma Altamente Ionizado.

A figura I-03 mostra um sistema de espelho múltiplo que consiste de pares de espelhos conectados em série, sendo cada par de espelho ou célula representado pela figura I-01.

O principal mecanismo de confinamento de plasma altamente ionizado é descrito na referência (10), como segue:

Quando o livre caminho médio do íon λ_i , for muito menor que o comprimento de cada célula ℓ_c , o plasma comporta-se como um fluido MHD, então o tempo de confinamento pode ser determinado pela velocidade de fluxo do plasma.

Quando λ_i for maior que o comprimento total L do sistema, então os íons situados no cone de perdas de cada célula podem ser perdidos pelas extremidades do sistema sendo que o tempo de confinamento é dado por $L/V_{\theta i}$, onde $V_{\theta i}$ é a velocidade térmica dos íons. Quando $\ell_c < \lambda_i < L$, então os íons podem escapar de uma das células espelhos e serem presos na célula adjacente devido às colisões que os tirem do cone de perdas. Esses íons podem novamente escapar, ou para

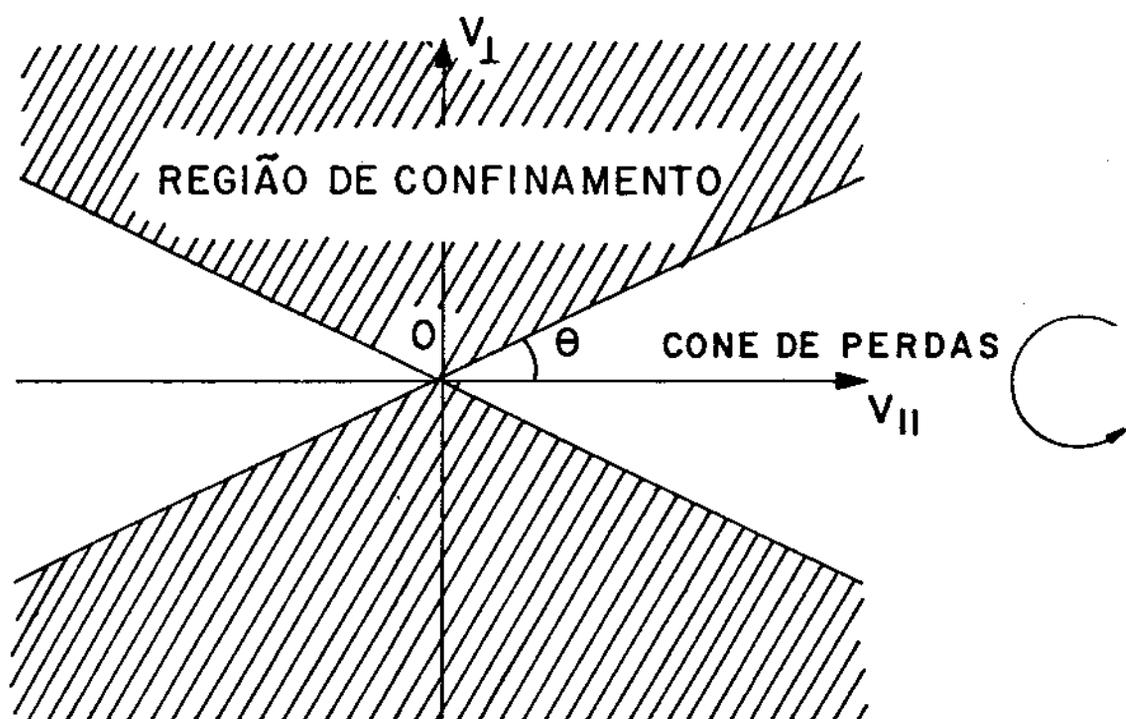


Fig.: I - 02 - Região de Confinamento e Cone de Perdas no espaço de velocidades, onde v_{\parallel} e v_{\perp} são as componentes de velocidades paralela e perpendicular ao campo magnético no centro do espelho.

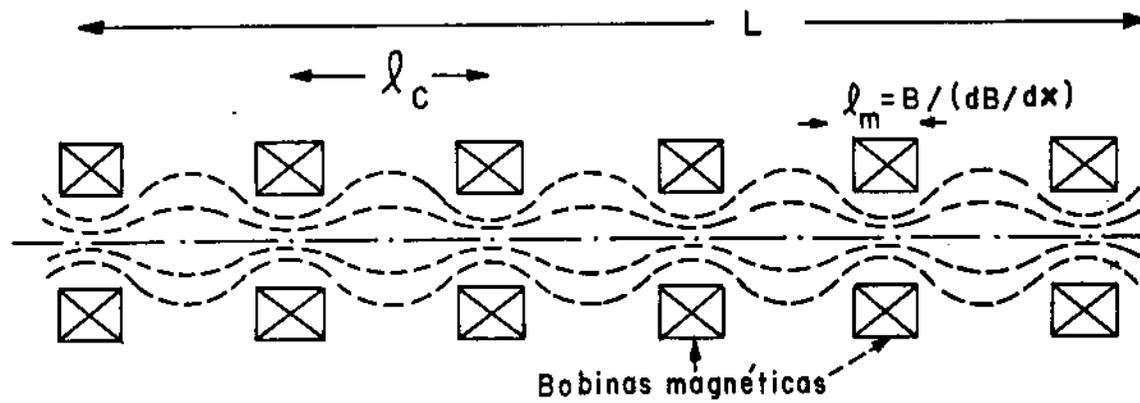


Fig.: I-03 - Configuração do Sistema de Múltiplo Es-
 pelho. Dimensão do sistema $L=160$ cm. Escala
 de comprimento de variação do campo magnético
 $\lambda_m=9,0$ cm. Comprimento de cada célula $\lambda_c=26$ cm.

uma outra célula ou para fora do sistema. Nessa situação o tempo de confinamento dos íons para todo o sistema de espelho múltiplo pode ser expresso por:

$$\tau_{mm} = \frac{R_m L^2}{2\lambda_i v_{\theta i}} \quad (I-04)$$

onde R_m é a razão de espelho de cada célula.

O tempo de confinamento para plasma altamente ionizado também pode ser obtido por teoria simples de difusão ou seja, sabemos que o coeficiente de difusão longitudinal, $D_{//}$ do sistema é definido por:

$$D_{//} = \frac{\lambda_c^2}{\tau_1} \quad (I-05)$$

onde τ_1 é o tempo de confinamento de partículas na célula espelho.

Mas da teoria de difusão sabemos que o tempo total de confinamento τ_t no sistema de múltiplo espelho é definido por:

$$\tau_t = \frac{Z^2}{D_{//}} \quad (I-06)$$

onde $Z=N\lambda_c$, e N é o número de pares de espelhos. $N=5$ de acordo com a figura II-01. Portanto das equações I-05 e I-06, temos

$$\tau_t = N^2 \cdot \tau_1 \quad (I-07)$$

onde N é o número de pares de espelhos e
 l_c é o tamanho de cada célula espelho
 λ_i é o livre caminho médio dos íons
 τ_1 é o tempo de confinamento em uma célula, ou entre cada par de bobina, de acordo com a figura I-01.

O tempo de confinamento τ_1 em um espelho simples, de acordo com a referência (11) é a razão entre o número de partículas por unidades de volume no sistema pelo número de íons que escapam por unidade de volume por segundo através do cone de perdas, figura I-02. Para um plasma altamente ionizado, temos

$$\tau_1 = \{0,5 + 0,785\} l_n (R_m) \tau_{ii} \quad (\text{s}) \quad (\text{I-08})$$

onde τ_{ii} é o tempo de relaxação de energia dos íons dado por Braginski, e $\ln (R_m)$ é o logarítmo neperiano da razão de espelho R_m .

$$\tau_{ii} = \frac{0,29 \sqrt{M_i} (K_B \bar{T}_i)^{3/2}}{n_i e^4 \ln \Lambda} \quad (\text{s}) \quad (\text{I-09})$$

Com as equações I-07 e I-08 temos

$$\tau_t = N^2 \cdot \{0,5 + 0,785\} \ln (R_m) \tau_{ii} \quad (\text{I-10})$$

No capítulo V, utilizando os resultados experimentais obtidos para a temperatura dos íons T_i , densidade dos íons n_i , e campo magnético, poderemos encontrar o tempo de confinamento definido pela relação da equação I-11.

I.3 - Tempo de Confinamento em Sistema de Múltiplo Espelho com Plasma Fracamente Ionizado

Para um plasma fracamente ionizado, com um grau de ionização menor que 10^3 , o tempo de confinamento discutido na seção I.2 deve ser modificado, introduzindo no lugar de τ_{ii} dado por Braginski, o tempo de relaxação τ_{in} , visto em um plasma fracamente ionizado, as colisões são predominantes entre elétrons e partículas neutras e íons e partículas neutras.

Assim, o tempo de colisão entre partículas carregadas e neutras é dado por (12)

$$\tau_{in} = \frac{1}{N_0 \sigma_{in} \sqrt{K_B T_i / M_i}} \quad (s) \quad (I-11)$$

onde N_0 é a densidade de partículas neutras, e σ_{in} é a seção de choque entre íons e partículas neutras, T_i é dado em eV e M_i em gramas.

Utilizando as equações I-10 e I-11, temos o tempo de confinamento total para um plasma fracamente ionizado em espelho múltiplo:

$$\tau_t = \frac{N^2 \{0,5+0,785\} \ln(R)}{N_0 \sigma_{in} \sqrt{T_i / M_i}} \quad (I-12)$$

onde N_0 é a densidade de partículas neutras,

σ_{in} é seção de choque entre íons e partículas neutras,
 N é o número de pares de espelhos.

Utilizando resultados experimentais obtidos no capítulo V, poderemos analisar numericamente as relações definidas pelas equações I-10 e I-12, dos quais faremos também um estudo desse resultado.

CAPÍTULO II

Aparato ExperimentalII.1 - Sistema de Múltiplo Espelho

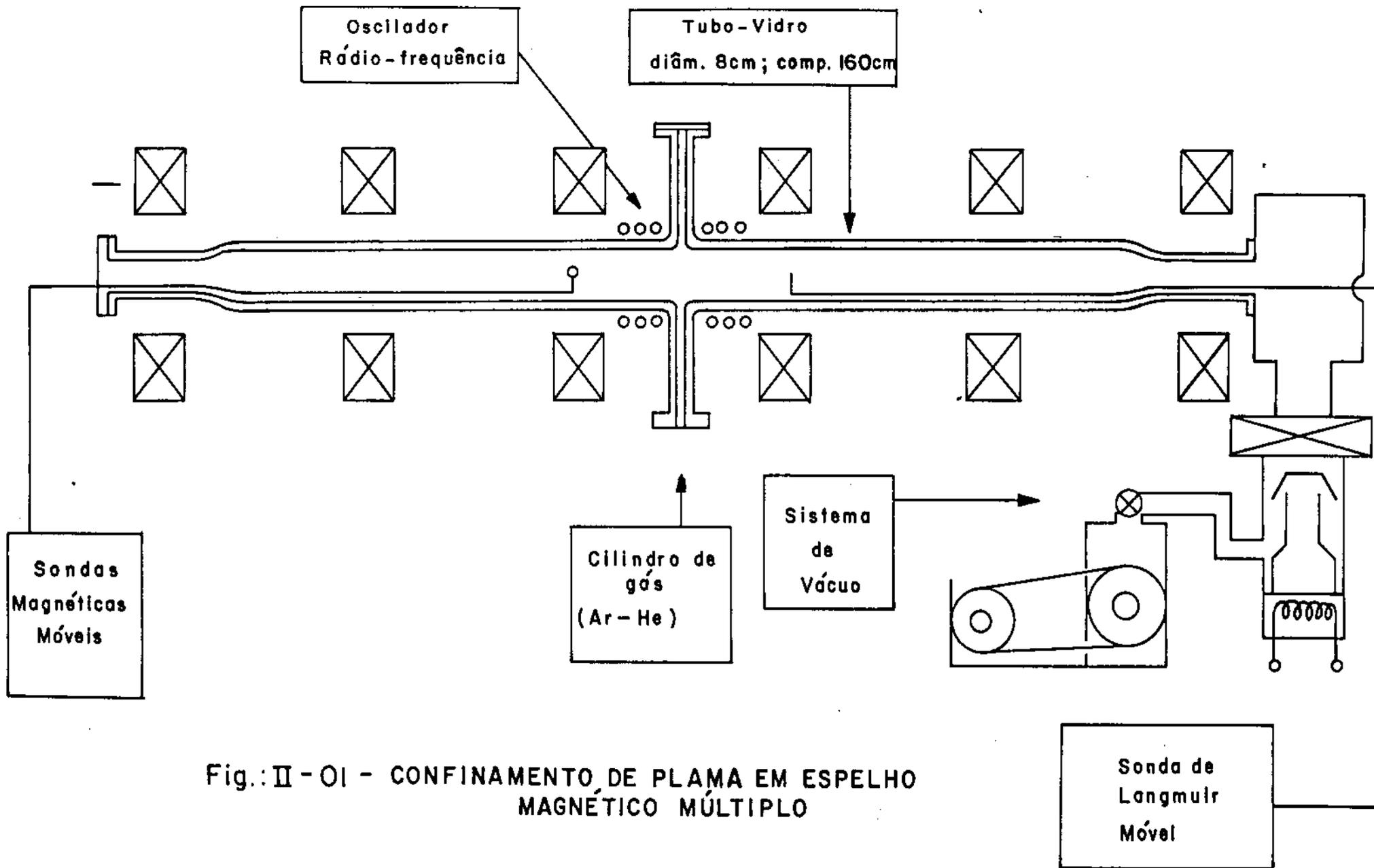
Foi projetado e construído um sistema de múltiplo espelho constituído de seis bobinas de 1200 voltas, raio interno de 5,0 cm, raio externo de 11,0 cm, largura de 9,0 cm, com uma corrente máxima de 35 ampères. As bobinas foram colocadas sobre um tubo de pirex de diâmetro externo igual à 8,0 cm, e comprimento $L=160$ cm, espaçadas de 26 cm, figuras II-01 e II-02.

Para a alimentação das bobinas foi construída uma fonte de corrente contínua de 35 ampères e potência máxima de 3,2 kW.

O tubo de pirex é selado e evacuado com um sistema de bomba mecânica e difusora, ambas de 4 polegadas, sendo a vazão da bomba mecânica de 350 litros por minuto e a difusora de 350 litros /segundo. O gás de argônio de 99,9% de pureza é introduzido no sistema através de um tubo, controlando-se sua vazão com uma válvula agulha, tal que se encha o recipiente a uma pressão de 3,0mTorr em regime de fluxo contínuo.

Um gerador de rádio frequência de 120MHz e potência de 600W foi construído para produzir e aquecer o plasma. A válvula utilizada é japonesa, cujas características são dadas na tabela II.01.

A onda de rádio frequência foi acoplada através de uma antena "loop", constituída de uma bobina de 8 voltas na seção central do sistema, com o qual se verificou



ESPELHO MAGNÉTICO

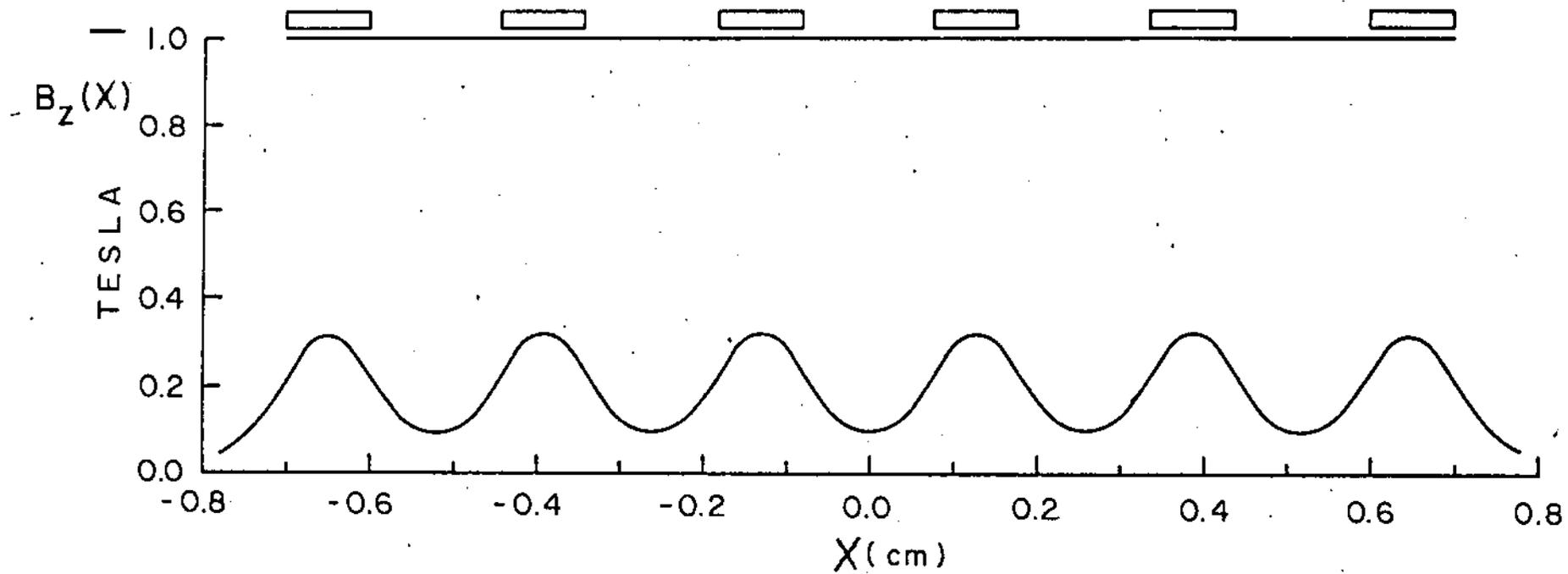


Fig.:II-02- Linhas de Campo Magnético em Espelho Múltiplo

uma melhor produção de plasma e conseqüentemente um melhor casamento de impedância.

TABELA II-01

Características da válvula 6F50R (pentôdo) utilizada no gerador de RF, cujo esquema é dado pela figura II-03.

V_p (tensão na placa)	+ 3000 V
V_{g1} (tensão no catodo)	+ 500 V
V_{g2} (tensão no anodo)	- 150 V
I_{g2} (corrente da grade)	35 mA
I_p (corrente da placa)	300 mA
P (potência)	600 W
f (frequência)	120 MHz

Para diagnósticos, foram construídos uma sonda de Langmuir, uma sonda magnética e um magnetômetro. Uma descrição mais ampla destas técnicas de diagnósticos está no capítulo seguinte.

CAPÍTULO III

Técnicas de DiagnósticoIII.1 - Sonda de Langmuir

Sonda de Langmuir ou eletrostática tem sido usada por muitos anos como ferramenta útil no diagnóstico de plasmas. Apresenta uma aparente simplicidade de manuseio e uma extensa documentação de características operacionais na literatura, porém tem limitações as quais podem tornar-se bem grande em muitas situações, tornando o seu uso inadequado.

A sonda de Langmuir consiste basicamente de uma placa metálica, normalmente de cobre ou aço inox, soldada a um fio, que, colocada dentro do plasma, e, submetida a uma diferença de potencial, coleta elétrons ou íons desse plasma. O perfil de corrente que se forma em função do potencial é chamado característica da sonda, do qual poderemos obter densidade eletrônica n_e , temperatura eletrônica paralela $T_{e//}$ e potencial de plasma V_p .

A teoria de Langmuir é bastante simples para plasmas não colisionais e na ausência do campo magnético (13). Com colisão ou campo magnético a teoria é ainda incompleta.

Para plasmas não colisionais, o livre caminho médio ℓ dos constituintes mais quentes (normalmente elétrons) deve ser muito maior que as dimensões da sonda D , e do comprimento de Debye λ_D . Distinguem-se duas regiões para a teoria de sonda eletrostática nesses plasmas:

1º) $\ell \gg D \gg \lambda_D$ blindagem de Debye fina (III-01)

2º) $\ell \gg \lambda_D \gg D$ blindagem de Debye espessa onde o comprimento de Debye é dado por (III-02)

$$\lambda_D = \frac{\sqrt{K_B T_e}}{\sqrt{4\pi n_e e^2}} = 743 \left\{ \frac{T_e}{n_e} \right\}^{1/2} \quad (\text{III-03})$$

onde T_e é dado em eV e n_e em cm^{-3} .

Entendemos como blindagem a região intermediária entre o plasma não perturbado e as paredes do recipiente, que o contém, ou da sonda. O comprimento de Debye é uma medida da extensão da blindagem. Normalmente a extensão da blindagem é da ordem de 5 a 7 λ_D 's em gases pouco ionizados.

No experimento a densidade eletrônica é da ordem de 10^9 cm^{-3} e a temperatura de 10 eV. O comprimento de Debye, então, é da ordem de 0,07 cm. Se as dimensões da sonda forem da ordem de 0,20 cm podemos considerar a condição de blindagem de Debye fina.

Plasmas de laboratório são sempre contidos em recipientes de tamanho finito. Desde que a velocidade térmica dos elétrons $v_{\theta e}$, é maior que a velocidade térmica dos íons $v_{\theta i}$, o plasma deve ter um potencial positivo em relação às paredes. Então há uma distribuição de potencial $\phi(r)$, de modo que a tensão decresça de regiões de plasma não perturbado até as paredes. Por causa da blindagem de Debye esta variação deve estar limitada a mesma camada de tamanho da ordem de alguns λ_D . A sua forma pode ser bastante complicada e

depende do problema em particular. Em (14) há um trabalho recente sobre a blindagem em plasmas não colisionais. Teorias referentes a este assunto prevêm um relacionamento entre a temperatura dos elétrons e o potencial, chamado de potencial de parede.

A teoria de Bohm prevê,

$$V_p - V_f = \frac{T_e}{2} \ln \left(\frac{M_i}{2\pi m_e} \right) \quad (\text{III-04})$$

em plasmas compostos de elétrons de massa m , íons de massa M , potenciais de plasma V_p e de flutuação V_f medidos com sondas eletrostáticas.

Desenvolvemos então a teoria de medida para esse trabalho, onde, a figura III-01 nos mostra uma curva típica característica da sonda. A figura III-02 apresenta o método para se calcular a temperatura eletrônica paralela, potencial de plasma e potencial de flutuação, ($T_{e//}$, V_p e V_f) respectivamente.

Nestas figuras, V é a tensão aplicada sobre a sonda com relação a parede metálica que deve estar em contato com o plasma e I_e (mA) é a corrente total (elétrons e íons) que passa pela sonda. O circuito básico pode ser visto na figura III-03.

Definimos o potencial de flutuação V_f como o valor de V tal que $I = 0$ e o potencial de plasma V_p seria o potencial no qual a corrente dos elétrons (I_e) satura.

A densidade de corrente dos elétrons na região BC, figura III-01, pode ser expressa em termos da função de distribuição isotrópica de velocidade $F_e(v)$ (13),

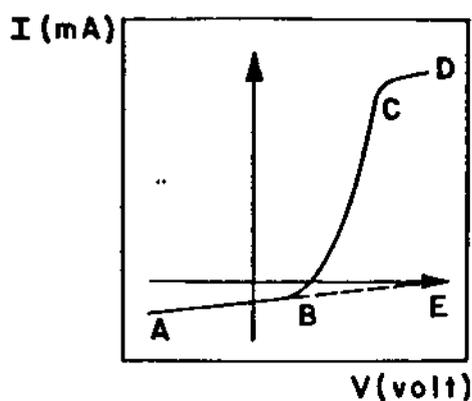


Fig.:III-01- Curva característica da sonda.

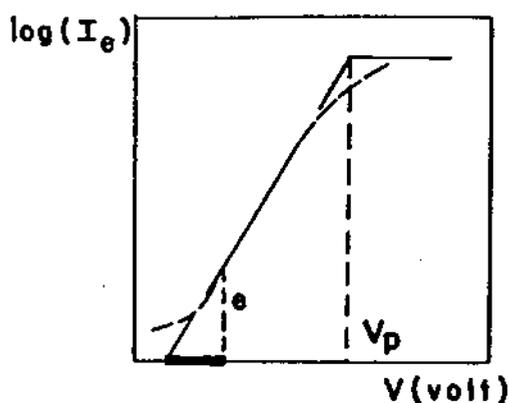


Fig.: III-02- $\log(I_e) \times V$, para obtenção da $T_{e//}$

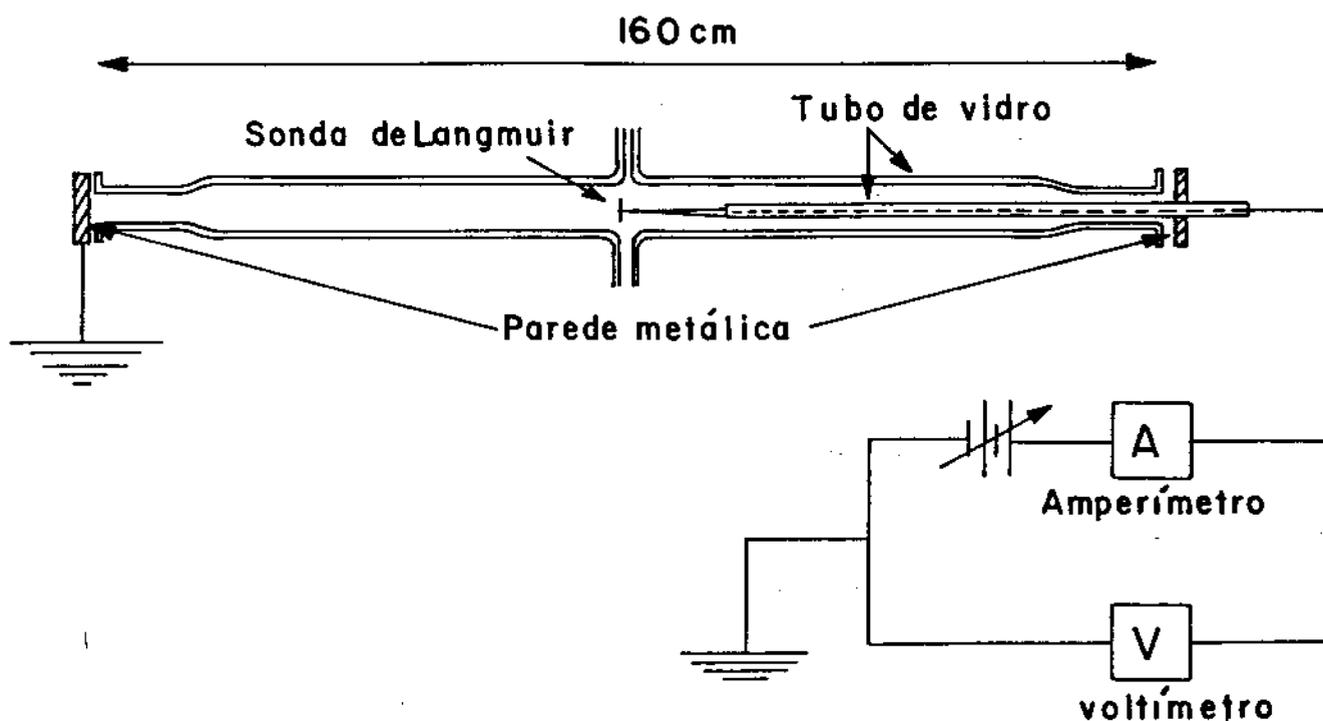


Fig.:III-03- Esquema utilizado para obtenção da corrente $I(\text{mA}) \times V$ utilizando sonda de Langmuir.

$$J_e(v_\phi) = n_e e \langle v \rangle \quad (\text{III-05})$$

onde $v_\phi = v_p - v$. A equação III-05 pode ser reescrita

$$J_e(v_\phi) = e \int_{v_\phi}^{\infty} v^3 F_e(v) dv \cdot \int_{v_\phi}^{\pi} \cos \theta d(\cos \theta) \int_0^{2\pi} d\phi \quad (\text{III-06})$$

onde

$$v_\phi = \sqrt{2eV_\phi/m}$$

Integrando nas coordenadas de ângulo, a equação III-06 fica

$$J_p(v_\phi) = \pi p \int_{v_\phi}^{\infty} v^3 F_e(v) \left(1 - \frac{v_\phi^2}{v^2}\right) dv \quad (\text{III-07})$$

Considerando que a densidade de corrente de elétrons é experimentalmente medida em função de V_ϕ , uma descrição mais conveniente de $J_e(v_\phi)$ é obtida expressando-a como função de $J_e(\epsilon)$, a função de distribuição isotrópica de energia dos elétrons,

$$F_e(\epsilon) = n_e \left(\frac{m}{2\pi K_B T_e}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\epsilon}{K_B T_e}\right) \quad (\text{III-08})$$

O resultado da integral na equação III-07 se expressa

$$J_e(v_\phi) = n_e e \left(\frac{K_B T_e}{2\pi m}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eV_\phi}{K_B T_e}\right). \quad (\text{III-09})$$

A temperatura T_e dos elétrons pode então ser calculada medindo-se a declividade de $\ln J_e(V_\phi)$ versus V_ϕ , como mostrado na figura III-02.

A corrente de saturação dos elétrons é obtida para $V_\phi = 0$. Então:

$$J_{eo} = n_e e \left(\frac{k_B T_e}{2\pi m} \right)^{1/2} \quad (\text{III-10})$$

ou

$$I_{eo} = n_e e S \left(\frac{k_B T_e}{2\pi m} \right)^{1/2} \quad (\text{III-11})$$

onde S é a área da sonda exposta ao plasma. Como T_e já foi obtida, uma medida de I_{eo} produz como resultado a densidade eletrônica.

A medida de V_p é obtida na curva " $\log(I_e) \times V_\phi$ " com a interseção da reta para medida de T_e com a reta na região de saturação de corrente como mostra a figura III-02.

Campos magnéticos introduzem efeitos nas características de sonda (13). Pode ser mostrado que um campo magnético de 0,2 Gauss em plasmas ionosféricos ($n_e = 10^6 \text{ cm}^{-3}$) produzem tanta ação quanto um de 30 kGauss em plasma quente e denso ($n_e = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Nós temos usado neste trabalho sondas planas e cilíndricas. Porém, com a presença de campo magnético, somente foi utilizado geometria plana, com o eixo de simetria dirigida ao longo do campo. Isto evita complicações mas só permite a medida da temperatura paralela.

Como este trabalho foi feito para plasmas produzido por RF, também devemos considerar os possíveis efeitos que

isto acarretará a característica da sonda (15). Essencialmente RF pode produzir um potencial alternado entre o plasma e o terra, ou seja, o potencial de plasma oscilará. Esta tensão que é retificada pela condutividade não linear da blindagem da sonda, distorce sua característica $V \times I$. Isto é válido para frequência de rádio frequência f_{rf} menores que a frequência de plasma f_{pe} para os elétrons. Godyak e Popov em (16) desenvolveram métodos para corrigir características de sonda em presença de campo elétrico de alta frequência.

Suponha-se então que na equação III-09 V_{ϕ} tenha uma componente que dependa do tempo

$$V_{\phi} = V_{\phi}(0) + V_{RF} \cos(\omega t) \quad (\text{III-12})$$

Calculando-se a média temporal de $J_e(V_{\phi})$

$$\langle J_e(V_{\phi}) \rangle = J_{e0} \exp\left(-\frac{eV_{\phi}(0)}{K_B T_e}\right) \left\langle \exp\left(-\frac{eV_{RF} \cos(\omega t)}{K_B T_e}\right) \right\rangle \quad (\text{III-13})$$

obtem-se como resultado

$$\langle J_e(V_{\phi}) \rangle = J_{e0} \exp\left(-\frac{eV_{\phi}(0)}{K_B T_e}\right) I_0(eV_{RF}/K_B T_e) \quad (\text{III-14})$$

onde I_0 é a função modificada de Bessel de ordem zero.

Deste resultado concluímos que há mudanças apreciáveis nas medidas de n_e , $T_{e//}$ e V_p se $V_{RF} > (K_B T_{e//})/e$. A medida de V_{RF} é feita acoplando a sonda a um osciloscópio. No capítulo V apresentaremos os resultados experimentais obtidos, onde verificamos que $V_{RF} < (K_B T_{e//})/e$, portanto o erro na medição esperado é de somente alguns por cento na determi

nação daquelas quantidades, usando os métodos desenvolvidos neste capítulo.

III.2 - Sonda Magnética

A sonda magnética é um instrumento para medida de variação temporal do campo magnético. Embora ela perturbe o plasma da mesma forma que a sonda de Langmuir, é muito comum o seu uso em experimentos de Física de Plasma. Contudo, quando o tempo de confinamento nesses experimentos torna-se grande, a sensibilidade dessa sonda diminui devido a sua natureza indutiva. Assim alguma técnica alternativa para medir-se um campo magnético estático precisa ser desenvolvida. As mais indicadas são a Modulação de Espalhamento Thompson, o método de Rotação de Faraday ou o Magnetômetro.

Muito cuidado é necessário quando se usa uma sonda magnética em plasma de alta densidade e energia. Pesquisadores têm observado um alto nível de interação entre a sonda e o plasma, devido ao aumento de concentração de impurezas que soltam das paredes da sonda, aumentando a resistividade do plasma causado pela queda da temperatura do elétron, o que leva a uma rápida difusão do campo magnético para a região resfriada.

A medida de $\partial B/\partial t$ dá informação do campo elétrico \vec{E} o qual pode ser numericamente calculado da equação de Maxwell $\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \partial \vec{B}/\partial t$ aplicando-se as condições de contorno na sonda magnética, figura III-04.

A variação temporal do fluxo magnético Φ através de uma bobina de área A , produz uma tensão induzida que po

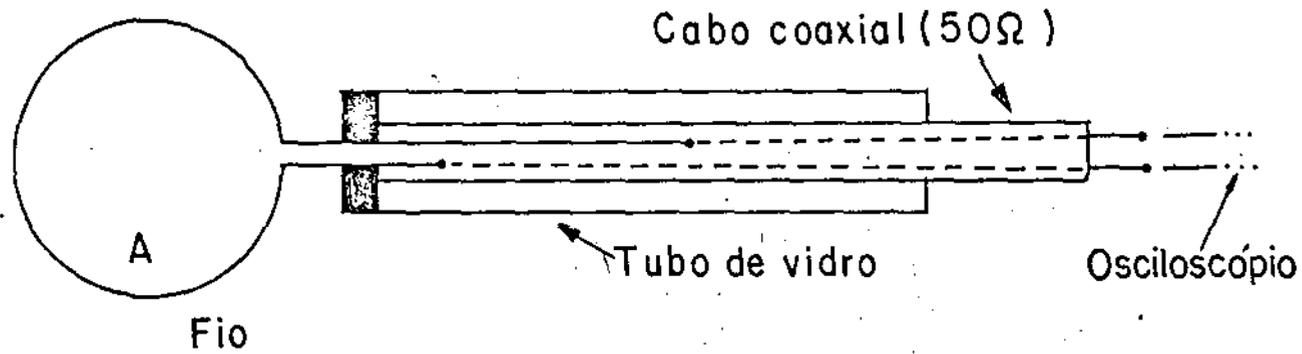


Fig: III - 04 - Sonda Magnética utilizada para se medir campos elétrico E_{RF} e magnético B_{RF} . A é a área da superfície definida pela espira quando esta for colocada no plano perpendicular ao campo magnético B..

de ser expressa por

$$V_{RF} = - N \frac{d\phi}{dt} = - NA \frac{dB}{dt} \quad (\text{III-15})$$

onde N é o número de espiras da bobina e A é a área de cada espira e RF refere-se a rádio - frequência.

Definindo V_{RF} e B_{RF} como amplitudes de oscilação e sendo $B = B_0 + B_{RF} \cos \omega t$, resulta

$$V_{RF} = NAWB_{RF} \quad (\text{III-16})$$

donde obtemos

$$B_{RF} = \frac{V_{RF}}{NAW} \quad (\text{III-17})$$

da mesma forma temos

$$E_{RF} = \frac{V_{RF}}{\ell} \quad (\text{III-18})$$

sendo:

A = área da espira,

$\omega/2\pi$ = frequência de oscilação,

V_{RF} = tensão de rádio frequência medido no osciloscópio e

ℓ = comprimento total de cada espira.

Os campos elétricos E_{RF} e magnético B_{RF} foram medidos utilizando-se a sonda magnética da figura III-04, e uma vez com esses valores conhecidos, poderemos estimar a energia de rádio frequência ϵ_{RF} e a potência de rádio frequência P_{RF} , ou seja

$$\epsilon_{RF} = \left(\frac{B_{RF}^2 + E_{RF}^2}{8\pi} \right) V \text{ (ergs)} \quad (\text{III-19})$$

onde V é o volume onde estamos incidindo RF.

A potência pode ser obtida do vetor de Poynting

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \cdot \vec{E} \times \vec{H}, \text{ ou seja}$$

$$P_{RF} = \frac{c}{4\pi} \cdot E_{RF} B_{RF} A \text{ (ergs/s)} \quad (\text{III-20})$$

onde A é a área correspondente ao volume V onde estamos incidindo a RF.

A energia do plasma é obtida conhecendo-se a temperatura T_e dos elétrons e dos íons T_i , ou seja

$$\epsilon_p = (T_e + T_i) V_t n_e \text{ (ergs)} \quad (\text{III-21})$$

onde V_t é o volume total do Sistema de Múltiplo Espelho.

A potência dissipada P_d é obtida dividindo-se a equação III-21 pelo tempo em que a energia fica confinada, ou seja

$$P_d = \frac{\epsilon_p}{t_a} \quad (\text{III-22})$$

onde t_a é o tempo de confinamento de energia do plasma.

No capítulo V, utilizando os resultados experimentais obtidos, poderemos analisar numericamente as relações definidas pelas equações acima.

O volume estimado onde a energia de rádio frequência está sendo incidida é $V = 1,6 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$, enquanto o volume total de plasma é $V_t = 7,5 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$. A área correspondente ao volume V é $A = 9,24 \cdot 10^2 \text{ cm}^2$.

III.3 - Magnetômetro

Magnetômetro é um dispositivo utilizado para se medir campo magnético estático. Ele consiste de uma bobina ou N espiras, com uma haste que é acionada para girar dentro do campo magnético de modo a variar o seu fluxo dentro dessa espira, figura III-05.

Seu princípio de funcionamento é o mesmo que o da sonda magnética, sendo que enquanto a sonda magnética é utilizada com o campo magnético variando, o magnetômetro é utilizado com o campo magnético estático e a bobina girante.

Seja essa bobina localizada em um campo magnético uniforme perpendicular ao seu eixo de rotação, como na figura III-06.

Devido à variação de fluxo, teremos uma tensão induzida que é medida no osciloscópio, ou seja

$$V_i = - N \frac{d\phi}{dt} = N \frac{d}{dt} (BS \cos(\omega t)) \quad (\text{III-23})$$

ou seja

$$V_i = NBS\omega \sin(\omega t) \quad (\text{III-24})$$

para um valor máximo de tensão, teremos $\sin(\omega t) = 1$, então a equação III-24 fica

$$V_i = (NS)\omega B \quad (\text{III-25})$$

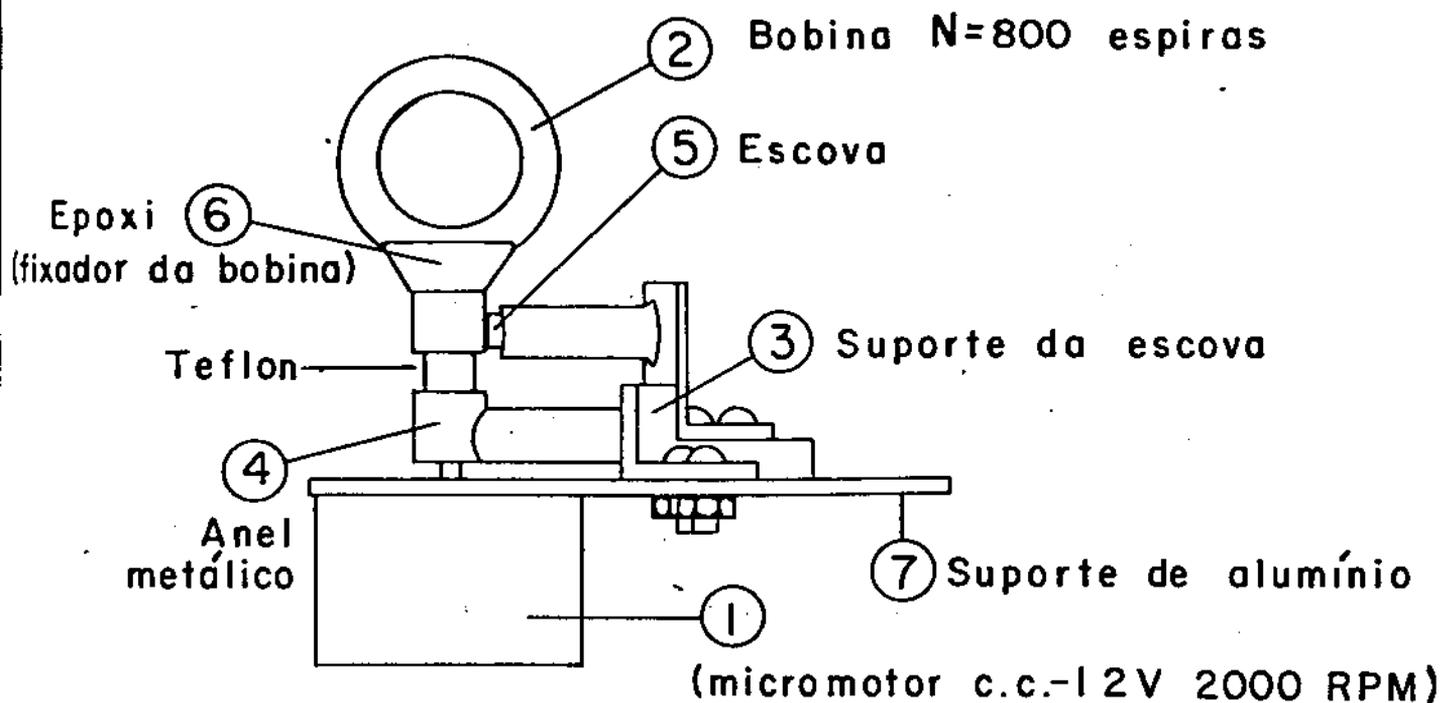


Fig.: III - 05 - Esquema detalhado do magnetômetro usado para se medir campo magnético estático.

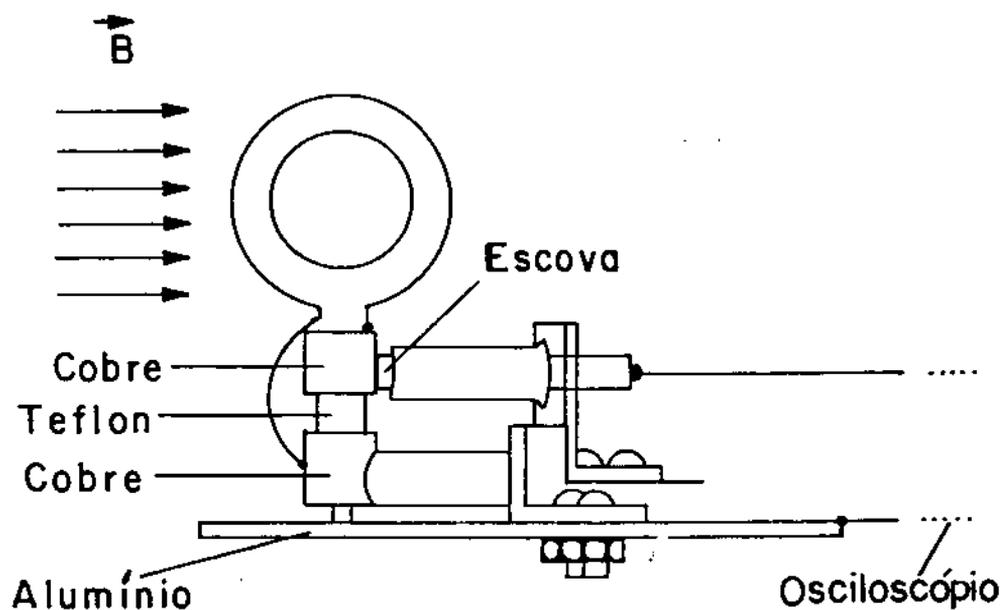


Fig.: III-06 - Esquema mostrando a ligação dos fios das espiras com o eixo conectado a um motor. A tensão induzida é obtida num osciloscópio.

III.3A - Calibração do Magnetômetro

A tensão induzida V_i definida pela equação III-25 possui um parâmetro (NS), que deve ser calculado experimentalmente, ou seja

$$(NS)_{\text{exp}} = \frac{V_i}{\omega B} \quad (\text{III-26})$$

O primeiro passo é ter um campo magnético bastante uniforme. Tal campo é fornecido por um solenóide, e, utilizando a lei de Biot-Savart calculamos com bastante precisão o valor teórico do campo magnético B no centro do solenóide, ou seja (17)

$$B = \frac{\mu_0 NI}{(4R^2 + \ell^2)^{1/2}} \quad (\text{weber/m}^2) \quad (\text{III-27})$$

onde

μ_0 é a permeabilidade magnética,

ℓ é o comprimento do solenóide,

R raio do solenóide.

Dessa forma, o magnetômetro é introduzido dentro do solenóide, e, com a utilização de um osciloscópio, poderemos medir o valor da tensão induzida V_i e da frequência de giro ω , e como o campo magnético é conhecido pela equação III-27, poderemos estimar $(NS)_{\text{exp}}$ (equação III-26). A Tabela III-01 nos fornece as características do magnetômetro.

Uma vez calibrado o magnetômetro, poderemos medir o campo magnético do Sistema de Múltiplo Espelho, conforme pode ser visto pelas Figuras III-07, III-08 e III-09.

TABELA III-01

Características do Magnetômetro, utilizado para medir campo magnético do Sistema de Múltiplo Espelho.

$B_{exp} = V_i / w (NS)_{exp}$ $B_{exp} = 2,86 \cdot V \cdot T \cdot 10^4 \text{ (Gauss)}$
$(NS)_{exp} = V_i / w \cdot B_{teórico} = 2,1 \text{ V} \cdot T \text{ (cm}^2\text{)}$ $(NS)_{exp} = 556 \text{ cm}^2$ <p>N = número de voltas da bobina = 800</p> <p>Conhecendo-se o valor de B_{teor} no interior do selenóide ideal, calculamos o valor de $(NS)_{exp}$.</p>
<p>V_i valor da tensão induzida</p> <p>T período da onda com amplitude V_i</p>

As figuras III-07, III-08 e III-09 nos mostram respectivamente, as linhas de campo magnético, fluxo magnético e campo magnético longitudinal. A figura III-09, correspondente ao campo elétrico longitudinal $B_x \times X$ calculada teoricamente, também foi obtida experimentalmente conforme veremos no capítulo V.

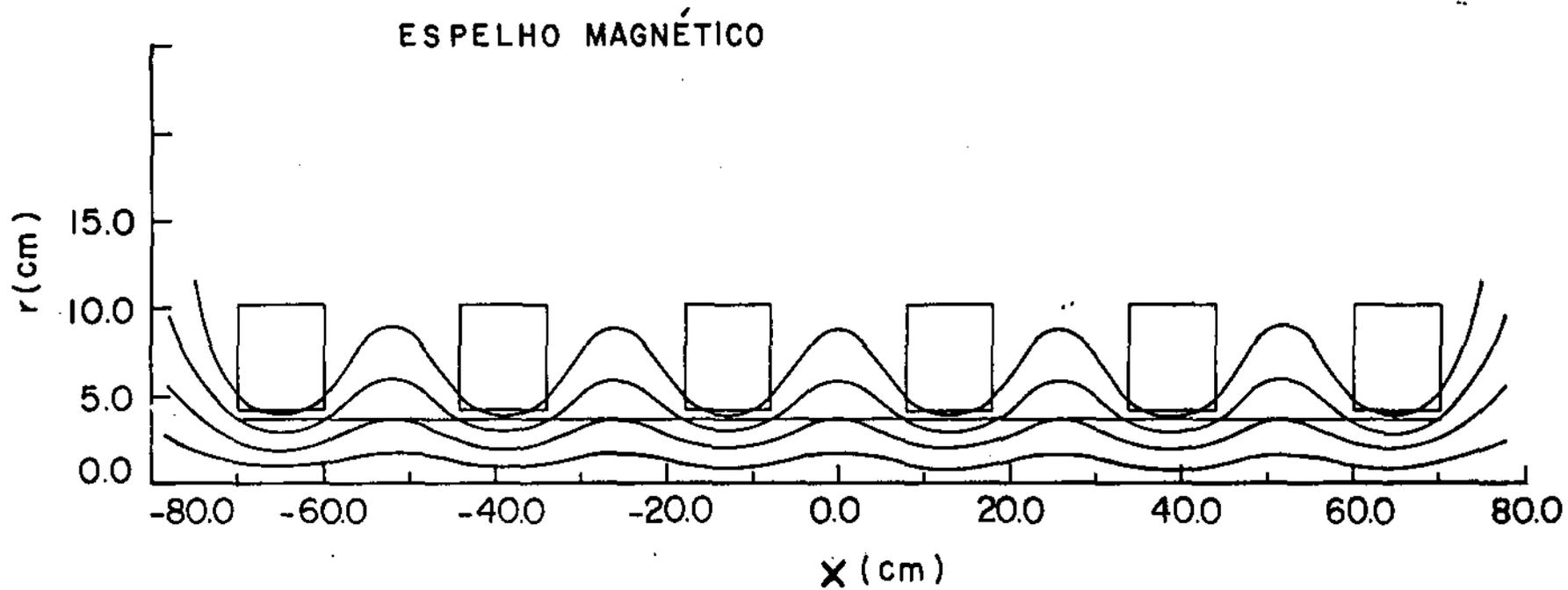


Fig.: III-07- Linhas de campo magnético do Sistema de Múltiplo Espelho correspondente à figura II-01, obtidas teóricamente com a ajuda do computador.

ESPELHO MAGNÉTICO

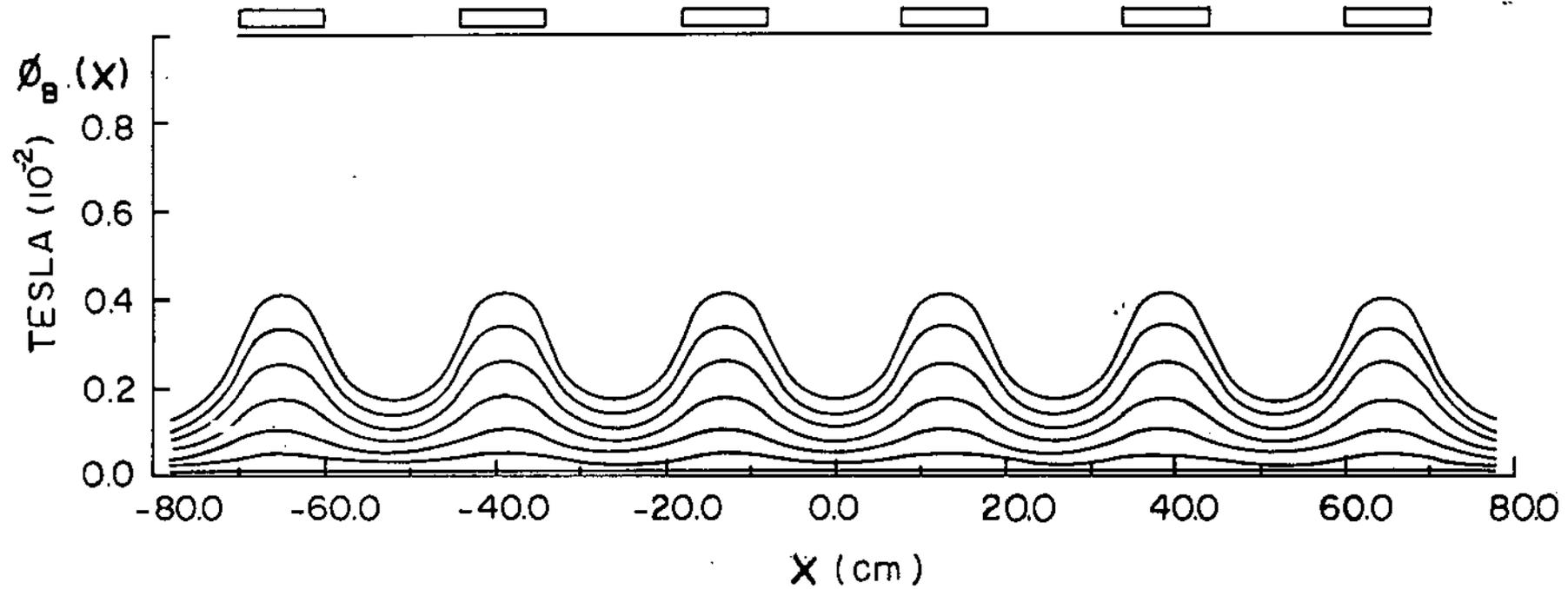


Fig.: III-08- Perfil de Fluxo magnético ϕ_B X X. Esses perfiz estão deslocado de $d\phi = 0,00014$ T.

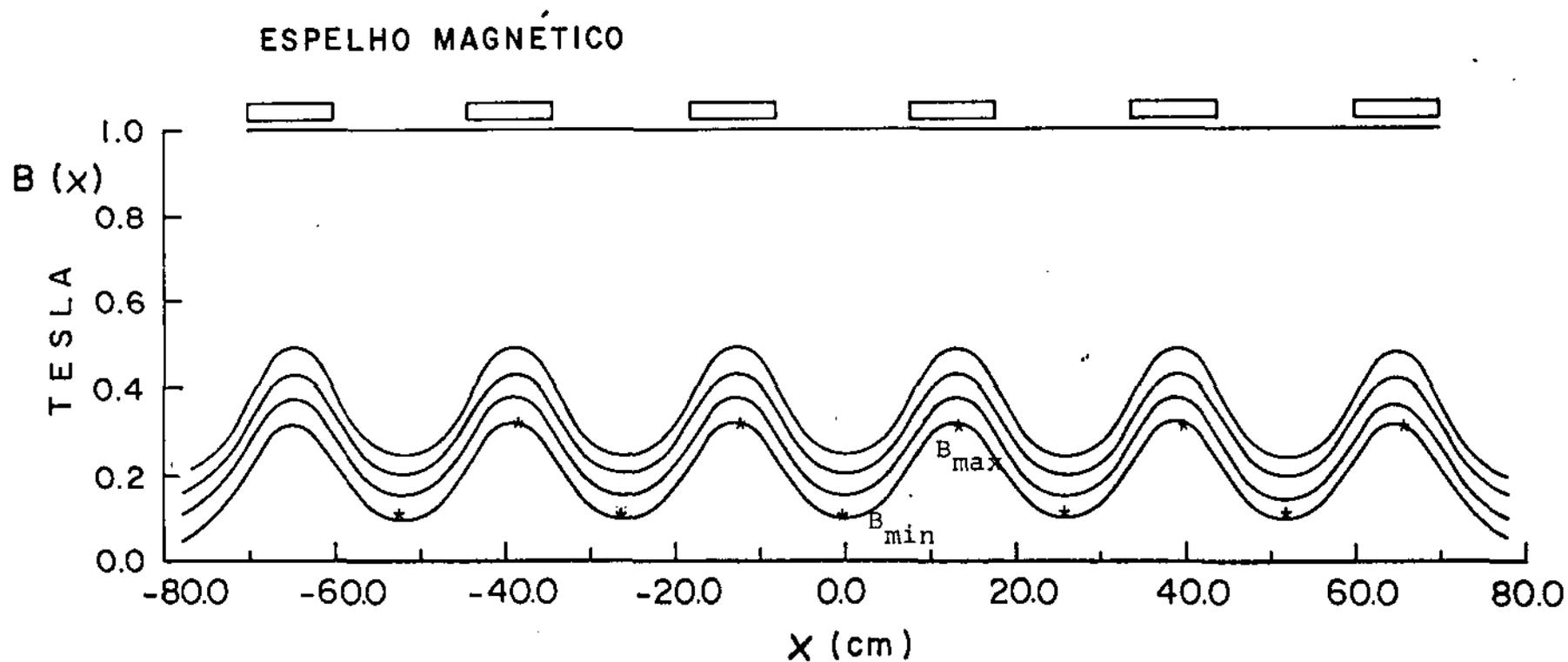


Fig.:III-09- Perfil de Campo magnético $B_x \times X$. Esses perfiz estão deslocado de $\Delta B=0,05T$.
 A curva em (*) : devera ser comparada com a curva obtida experimentalmen_{te}, figura V-01. $I_{max}=34,5 A$.

CAPÍTULO IV

Modelo Matemático para Ondas de IonizaçãoIV.1 - Mecanismo Físico das Ondas de Ionização

O mecanismo físico das ondas de ionização ('Striation') é melhor entendido se analisarmos o estágio inicial da sua evolução. Em um plasma fracamente ionizado na presença de uma fonte de energia, por exemplo uma corrente elétrica, uma perturbação local não linear no plasma, tal como, um aquecimento suplementar localizado, dá origem à reprodução repetitiva de perturbações do mesmo tipo no espaço separadas uma das outras por regiões frias. Esta cadeia de perturbações, ou seja, este fenômeno de estratificação de plasma é chamada onda de ionização (07).

Suponhamos inicialmente a existência de um plasma totalmente homogêneo atravessado por uma corrente elétrica. Suponhamos então que uma perturbação não linear localizada no ponto $X = 0$ seja introduzida, Figura IV-01(a) tal que haja um excesso de íons, $n_i = N_i - N_0 > 0$ e elétrons, $n_e = N_e - N_0 > 0$, Figura IV-01(b) onde $N_{i,e}$ são densidades totais, N_0 densidade antes da perturbação e $n_{i,e}$ densidade perturbada. Esses excessos de partículas carregadas se difundiriam ao longo do eixo (paralelo às linhas de campo magnético, no caso de espelho) de acordo com a equação de difusão ambipolar:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = D_a \frac{\partial^2 n_i}{\partial X^2} \quad (\text{IV-01})$$

onde D_a é o coeficiente de difusão ambipolar

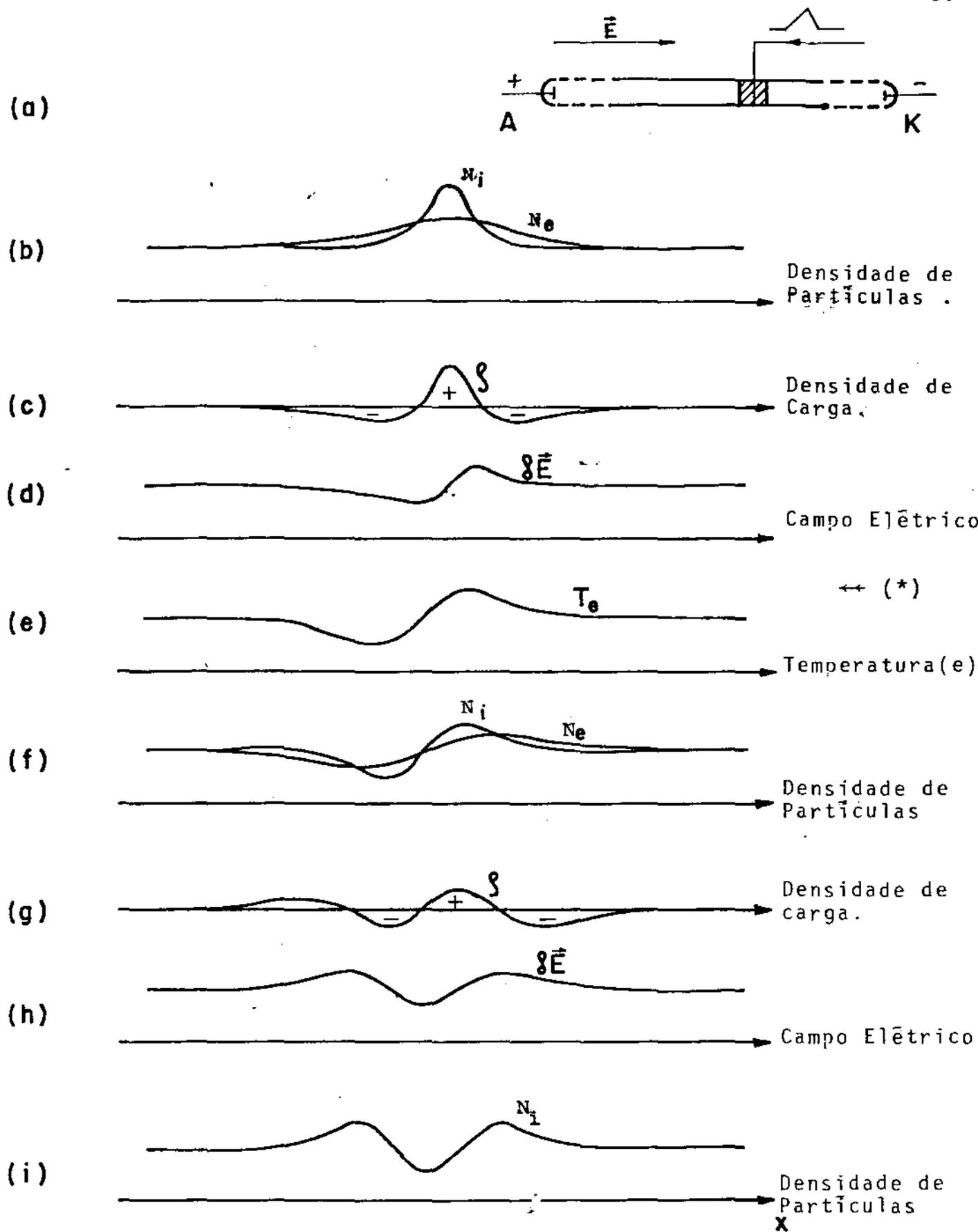


Fig. IV-01- Mecanismo Físico das Ondas de Ionização.

(*) O movimento dos elétrons que produz corrente elétrica sofre deslocamento na direção da seta. Ver texto.

devido ao campo elétrico produzido pela carga espacial. Só com a difusão ambipolar, sem outro mecanismo, porém, não se produz uma onda. O mecanismo suficiente para produzir a onda de ionização é a ionização por elétrons. Então um termo de ionização deve ser acrescentada na equação IV-01.

O campo elétrico adicional associado à difusão ambipolar, Figura IV-01(d), produz uma variação local da temperatura dos elétrons (efeito Joule) como mostra a Figura (e) deslocada devido à variação do campo elétrico na direção do movimento dos elétrons (*); isto é, a variação da temperatura fica deslocada para a direção do ânodo. Como a frequência de ionização Z , é uma função exponencial da temperatura eletrônica, a densidade das partículas fica afetada enormemente (f) criando uma depressão de cargas na região frontal de perturbação inicial e um excesso de carga na região anterior (g). Por sua vez esta depressão e excesso produzem outras depressões e excessos de densidade (i).

Esse processo repete-se cada vez mais próximo ao ânodo e catodo, conduzindo-se a ocorrência gradual de regiões com sinais alternados de desvios do estado de equilíbrio (regiões de alta e baixa concentrações de partículas carregadas).

Isso pode ser expresso matematicamente, somando-se à equação de difusão ambipolar, equação IV-01, o termo expressando mudança na variação de ionização como função da temperatura dos elétrons, ou seja

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = D_a \frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} + Z N_o \theta \quad (\text{IV.02})$$

onde $\theta = K_B(T_e - T_0)$ é o desvio da temperatura eletrônica do valor de equilíbrio,

$\dot{Z} = \left(\frac{\partial Z}{\partial \theta}\right)_{T_0}$ é a derivada da frequência de ionização Z , e N_0 a densidade não perturbada.

IV.2 - Modelo Matemático para Ondas de Ionização Produzido por Corrente Elétrica.

Grabec foi quem idealizou o primeiro modelo matemático para ondas de ionização, mostrando que as mesmas podem ser tratadas como um fenômeno não linear (18). Um conjunto de equações descrevendo um estado de plasma fracamente ionizado em uma coluna de plasma do tipo glow, foram derivadas das equações da hidrodinâmica, equações de Poisson e a equação para frequência de ionização para processos de ionização direta.

Utilizando a concentração de partículas carregadas n , intensidade de campo elétrico E , energia média dos elétrons \bar{T} e frequência de ionização Z , após algumas suposições ele obteve o seguinte conjunto de equações:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial n_i v_{xi}}{\partial X} + \frac{n_i}{t_a} = n_e Z \quad (\text{IV-03})$$

$$\frac{\partial n_e v_{xe}}{\partial X} = 0 \quad (\text{IV-04})$$

$$n_i v_{xi} = \mu_i n_i E \quad (\text{IV-05})$$

$$n_e v_{xe} = -\mu_e n_e E - \frac{\mu_e K_B T_e}{e} \left(\frac{\partial n_e}{\partial X}\right) \quad (\text{IV-06})$$

onde t_a é o tempo de relaxação ambipolar na direção radial,

$\mu_{i,e}$ é a mobilidade dos íons e dos elétrons,

$v_{xi,e}$ é a velocidade térmica dos íons e elétrons e

Z é a frequência de ionização, que é proporcional à concentração de elétrons, sendo funcional de sua distribuição de velocidade. Para o caso de função de distribuição Maxwelliana temos:

$$Z = A(T_e) \exp\left(-\frac{eV_i}{k_B T_e}\right) \quad (1/s) \quad (IV-07)$$

onde V_i é o potencial de ionização

Como os elétrons são aquecidos pelo campo elétrico e esfriados pelas colisões elásticas e não elásticas com os átomos neutros, então a equação que leva em conta esses processos é da forma

$$\frac{\partial n_e v_{xe} \bar{T}}{\partial X} = -en_e v_{xe} E - \frac{n_e \bar{T}}{t_1} - n_e Z e V_i \quad (IV-08)$$

onde t_1 é o tempo de relaxação que descreve a perda de energia média \bar{T} dos elétrons por colisão elástica.

Dessa forma com as equações IV-03 à IV-08 Grabec conseguiu descrever o fenômeno de ondas de ionização, resolvendo-as numericamente já que essas equações formam um conjunto completo (18).

Modificando o modelo proposto por Grabec construímos um modelo matemático bem como análise numérica para ondas de ionização produzida por rádio frequência (sem corrente).

IV.3 - Modelo Matemático para Ondas de Ionização Produzido por Rádio Frequência (Sem Corrente)

A existência de ondas de ionização sempre se dá na presença de campo elétrico, mas esse campo elétrico não precisa ser unidirecional como é o caso de glow-discharge. O campo elétrico tem o papel de fornecimento de energia e criação de distribuição de potencial de plasma, portanto plasmas produzidos por RF pode criar ondas de ionização.

O processo fundamental que governa as propriedades dessas ondas são a difusão ambipolar e a ionização, (19) sendo que o principal mecanismo de sua propagação causado pela mudança na frequência de ionização $Z(07)$.

Considerando então o seguinte conjunto de equações, com a condição de fluxo constante, quase neutralidade e ondas de ionização estacionárias:

$$n_i v_{xi} = n_e v_{xe} \quad (IV-09)$$

$$n_i v_{xi} = -D_i \frac{\partial n_i}{\partial X} + \mu_i E n_i \quad (IV-10)$$

$$n_e v_{xe} = D_e \frac{\partial n_e}{\partial X} + \mu_e E n_e \quad (IV-11)$$

$$\frac{\partial n_i v_{xi}}{\partial X} + \frac{n_i}{t_a} = n_e Z \quad (IV-12)$$

$$\frac{\partial n_e v_{xe}}{\partial X} = -n_e v_{xe} E - \frac{n_e \bar{T}}{t_1} - n_e Z v_i \quad (IV-13)$$

$$Z = N_0 \sigma v_{e_e} \quad (IV-14)$$

Para verificar uma consistência interna deste conjunto de equações com a onda de ionização supomos que a densidade tenha uma variação senoidal do tipo:

$$n(X) = n_0 \left\{ 1 + \cos\left(\frac{2\pi X}{\lambda}\right) \right\} \quad (\text{IV-15})$$

onde n_0 e λ são respectivamente a densidade e o comprimento de oscilação, Figura IV-02.

Usando o conjunto de equações IV-09, IV-10 e IV-11, obtém-se após alguma álgebra

$$y \equiv n_i v_{xi} = n_e v_{xe} = -D_a \frac{\partial n}{\partial X} \quad (\text{IV-16})$$

onde D_a é o coeficiente de difusão ambipolar (09)

$$D_a = \frac{D_e D_i \left(\frac{1}{T_i} + \frac{1}{T_e}\right)}{\frac{D_e}{T_e} + \frac{D_i}{T_i}} \quad (\text{IV-17})$$

sendo $D_{e,i}$ o coeficiente de difusão dos elétrons e dos íons e n é dado pela equação IV-15.

Substituindo IV-15 em IV-16 obtém-se

$$y = -\left(D_a n_0 \frac{2\pi}{\lambda}\right) \text{sen} \frac{2\pi X}{\lambda} \quad (\text{IV-18})$$

Substituindo a equação IV-16 na equação IV-12

obtemos

$$\frac{\partial y}{\partial X} = n \left(Z - \frac{1}{t_a} \right) \quad (\text{IV-19})$$

Como a temperatura eletrônica paralela $T_{e//}$ obtida experimentalmente, Capítulo V, é aproximadamente cons-

tante, então podemos usar o fato de que $\partial \bar{T} / \partial Z = 0$, onde \bar{T} é a energia média dos elétrons ($\frac{3}{2} K_B T_{e//}$). Dessa forma a equação IV-13 fica

$$\frac{\partial}{\partial X} (n v_{xe}) \bar{T} = - n v_{xe} E - \frac{n \bar{T}}{t_1} - n Z e v_i \quad (\text{IV-20})$$

Das equações IV-16, IV-19 e IV-20 temos que

$$E(x) = - \left\{ \frac{\bar{T}}{e} + \frac{\frac{\bar{T}}{e t_1} + Z v_i}{(Z - 1/t_a)} \right\} \frac{(\partial y)}{y \partial X} (v/cm) \quad (\text{IV-21})$$

A equação IV-21 pode ser reescrita numa forma mais compacta, ou seja,

$$E(x) = - \left\{ \frac{(\partial y)}{\partial X} \frac{1}{y} \right\} h(\bar{T}) (V/cm) \quad (\text{IV-22})$$

onde

$$h(\bar{T}) = \left\{ \frac{\bar{T}}{e} + \frac{\frac{\bar{T}}{e t_1} + Z v_i}{(Z - \frac{1}{t_a})} \right\} (V) \quad (\text{IV-23})$$

de acordo com a figura IV-2a.

Como a única incôgnita na equação IV-23 é a frequência de ionização Z , então para o nosso modelo utilizemos

$$Z = N_o \sigma v_{\theta e} \quad (\text{IV-24})$$

onde σ é a seção de choque de ionização por impacto de elétrons, e para uma energia média $\bar{T} = 15$ eV, de acordo com Brown (20), está entre

$$\sigma = \{ 0,025 \quad , \quad 0,08 \} \pi a_o^2 (cm^2) \quad (\text{IV-25})$$

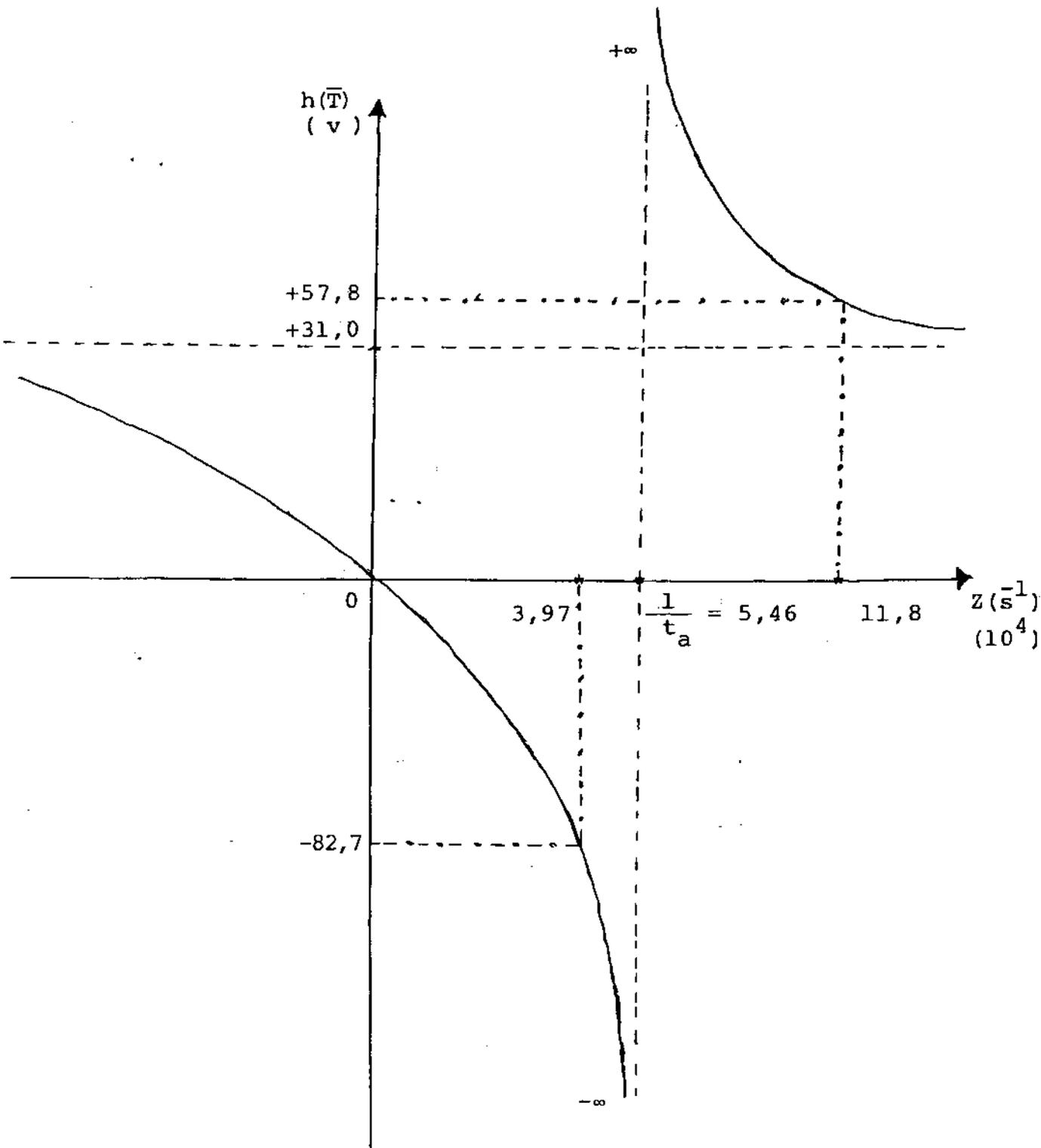


Fig.:IV-2a - Mostrando que as ondas de ionização acontecem se e somente se $Z = \frac{1}{t_a}$. Z =frequência de ionização e t_a =tempo de relaxação ambipolar. Quando $Z < (t_a)^{-1}$, a perturbação inicial da figura IV-01 difundirá ambipolarmente sem resultar em ondas de ionização. Se $Z > (t_a)^{-1}$ também não teremos ondas de ionização, pois a perturbação inicial crescerá até estabelecer um equilíbrio.

onde a_0 é o raio de Bohr,

$$N_0 = \text{número de partículas neutras} = 9,7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} \\ (T = 300 \text{ K}^{\circ}).$$

Como a velocidade térmica dos elétrons é conhecida, então das equações IV-24 e IV-25 temos

$$Z = \{ 3,97 \quad , \quad 11,78 \} 10^4 / \text{s}. \quad (\text{IV-26})$$

Como estamos interessados na distribuição de potencial à qual o modelo conduzirá, então por integração da equação IV-21 obtemos:

$$V_p(X) = V(X) - V(X = \delta) = \int_{\delta}^X E(X) dx \quad (\text{IV-27})$$

onde $\delta = \lambda/4$, ou

$$V_p(X) = h(\bar{T}) \ln \left| \left(\text{sen} \frac{2\pi X}{\lambda} \right) \right| \quad (\text{IV-28})$$

Encontrando-se valores para a relação dada pela equação IV-23, temos

$$t_a = \text{tempo de relaxação ambipolar} = \frac{R^2}{D_{\perp a}} = 1,83 \cdot 10^{-5} \text{ s}$$

onde

$$D_{\perp a} \equiv \left\{ \frac{\frac{D_{\perp e} D_{\perp i}}{T_i}}{\frac{D_{\perp e}}{T_{e//}} + \frac{D_{\perp i}}{T_i}} \right\} = 6,7 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 / \text{s} \quad (\text{IV-29})$$

e

R = raio médio do tubo de pirex da Figura II-01,

$R = 3,5 \text{ cm}$,

$$D_{\perp e} = r_L^e \cdot v_{\theta e} = \text{coeficiente de difusão perpendicular} = \\ = 8,65 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{s},$$

$$r_L^e = \text{raio de Larmor do elétron} = 4,65 \cdot 10^{-3} \text{ cm},$$

$$D_{\perp i} = (\lambda_{n,i} \cdot v_{\theta i})/3 = 5,9 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{s},$$

$$\lambda_{n,i} = \text{livre caminho médio dos íons} = 1/\sigma_i N_0 = 1,72 \text{ cm},$$

$$N_0 = \text{número de partículas neutras} = 9,7 \cdot 10^{13} \text{ part/cm}^{-3},$$

$$\sigma_i = \text{seção de choque dos íons} = 6,0 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2,$$

$$v_{\theta e} = \text{velocidade térmica dos elétrons} = 1,86 \cdot 10^8 \text{ cm/s e}$$

$$v_{\theta i} = \text{velocidade térmica dos íons} = 1,03 \cdot 10^5 \text{ cm/s}.$$

Como $n_e v_{\theta e} = n_i v_{\theta i}$, então é razoável que $t_a \approx t_1$, pois $D_{\perp a}$ acontece de maneira arbitrária, sendo o tamanho do passo dessa difusão determinado pelo raio de Larmor, o qual depende das colisões entre elétrons e partículas neutras, sendo nessas colisões que os elétrons perdem energia conforme vimos no mecanismo físico das ondas de ionização.

Portanto, substituindo as equações IV-26 e IV-29 na equação IV-23 temos, para $V_i = \text{potencial de ionização do argônio} = 16 \text{ eV}$ e $\bar{T} = \text{energia média do elétron} = 15 \text{ eV}$

$$h(\bar{T}) = \{ -82,7 \quad , \quad 57,8 \} \text{ volts} \quad (\text{IV-30})$$

Quando $h(\bar{T})$ vai de um valor negativo para positivo ele passa por um ponto de singularidade simples como mostra a expressão IV-23.

Essa singularidade dá origem à instabilidades do tipo onda de ionização mesmo quando não existir uma corrente global como em descargas glow ou quando existir algum campo elétrico localizado como no caso de espelho magnético.

Substituindo a equação IV-30 na equação IV-28 temos finalmente:

$$V_p(x) = \{-82,7, 57,8\} \ln \left| \sin \left(\frac{2\pi x}{\lambda} \right) \right| \text{ (volts) ,}$$

sendo $\lambda = 2,97 \text{ cm.}$ (IV-31)

Tomando como exemplo, um valor extremo inferior positivo da equação IV-31 temos

$$V(x) = -82,7 \ln \left| \sin \left(\frac{2\pi x}{\lambda} \right) \right| \text{ (IV-32)}$$

cujos gráficos podem ser vistos na Figura IV-03. No ramo positivo o coeficiente da expressão IV-32 é sempre maior que 82,7 V

O resultado obtido na figura IV-03 é satisfatório, pois explica de maneira razoável as oscilações de potencial de plasma obtido experimentalmente, como veremos no capítulo V. Contudo, apesar do modelo matemático proposto ter chegado a uma boa distribuição de potencial de plasma, e explicado a existência de ondas de ionização, figura IV-04, verificamos que o mesmo é incompleto, pois não explica as singularidades surgidas

ESPELHO MÚLTIPLO

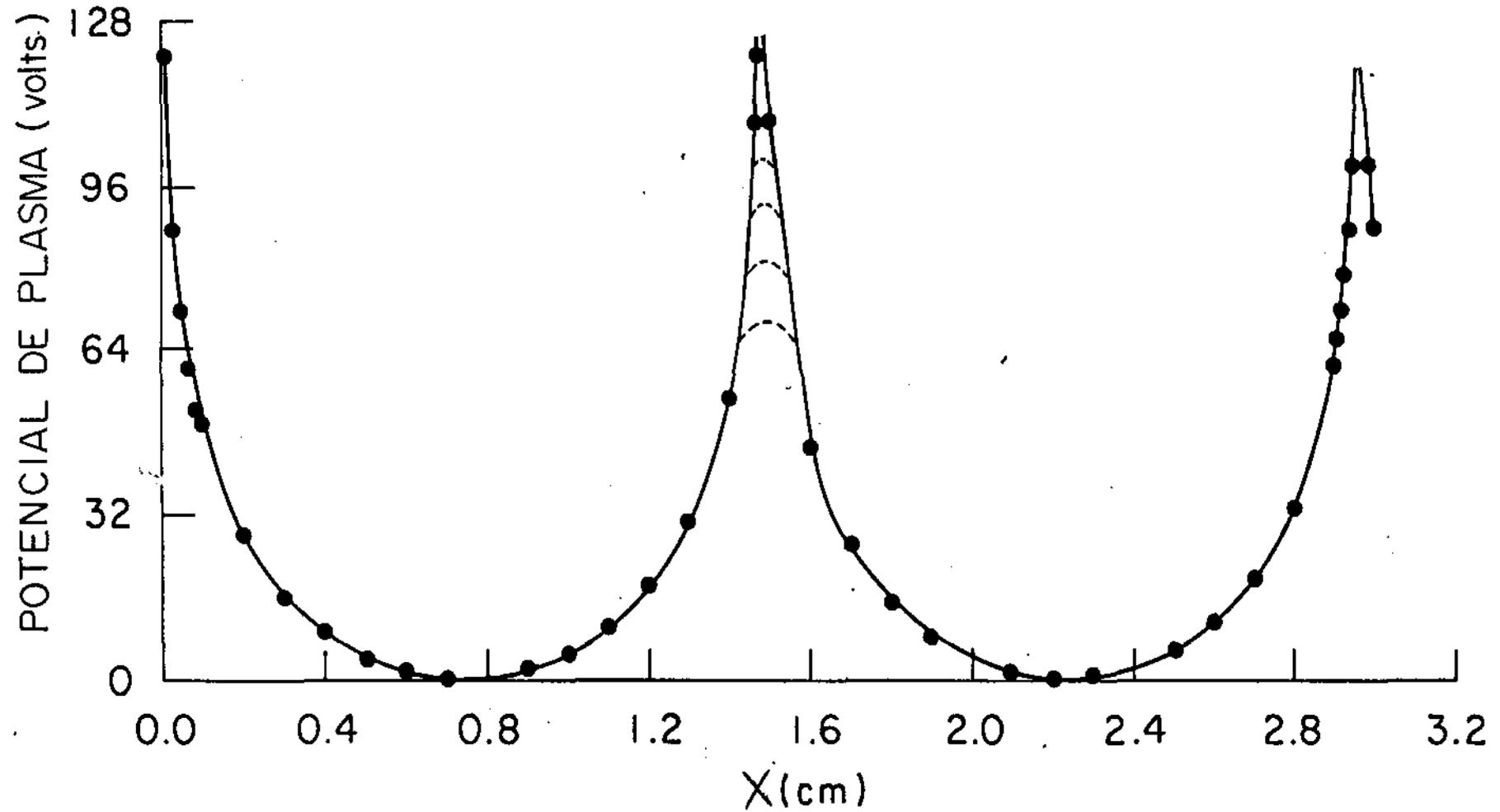


Fig.: IV-03 - Perfil de potencial de plasma, onde a amplitude de oscilação teórica $V_p(\text{teor}) \cong 130\text{v.}$

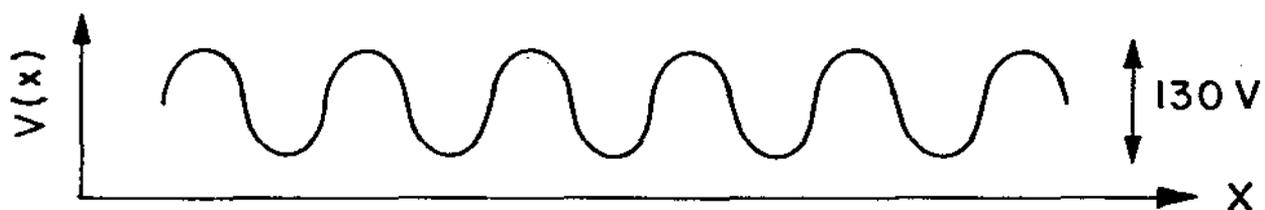


Fig.:IV-04 - Perfil de potencial de plasma obtido te
óricamente, usando-se modelo proposto,
de acordo com a figura IV-02.

CAPÍTULO V

Resultados Experimentais

V.I - Descrição Geral dos Resultados

O esquema básico do aparato experimental já foi mostrado na figura II-01, no capítulo II.

Plasma de argônio foi produzido no tubo de pirex, utilizando-se um gerador de rádio frequência de potência de 600W. A esse plasma, utilizando-se espelhos magnéticos aplicamos um campo magnético médio de 2300 gauss.

Os sistemas de medidas utilizadas tais como: sonda de Langmuir, Magnetômetro e Sonda Magnética já foram descritos no capítulo III, a tabela V-01 nos fornece as características básicas de tais dispositivos.

As medidas de densidade, temperatura e potencial de plasma foram feitas com uma sonda de Langmuir plana (área=0,060 cm²) com possibilidade de movimento axial. Foi construído um circuito chamado analisador tensão-corrente para se obter a corrente de plasma.

A pressão do gás podia ser controlada utilizando-se uma válvula agulha, e, toda a experiência foi realizada em fluxo contínuo de gás argônio, com pressão constante de 3,0mTorr.

O valor médio da temperatura paralela $\bar{T}_{e//}$ é de 10eV, e a sua densidade eletrônica média $\bar{n}_e = 6,0 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$, supondo o gás argônio uma vez ionizado.

TABELA V-01

Características básicas do sistema de diagnóstico utilizado para se obter os resultados experimentais.

SONDA DE LANGMUIR

COMPRIMENTO DO TUBO DE VIDRO	=	90,0 cm
DIÂMETRO DO TUBO DE VIDRO	=	0,76 cm
DIÂMETRO DO FIO DA SONDA	=	5,0 mm
ÁREA EFETIVA DA SONDA (A)	=	0,060 cm ²
DENSIDADE ELETRÔNICA = $3,7 \cdot 10^{11} \frac{I_e}{(A \sqrt{T_e})}$		
I_e = Corrente de saturação dos elétrons.		

SONDA MAGNÉTICA

COMPRIMENTO DO TUBO DE VIDRO	=	30,0 cm
DIÂMETRO DO TUBO DE VIDRO	=	0,76 cm
FIO INTERNO: CABO COAXIAL. IMPEDÂNCIA DE 50 ohms		
PERÍMETRO EFETIVO DA SONDA (L)	=	1,85 cm
ÁREA EFETIVA DA SONDA (S)	=	0,135 cm ²
TEMPO DE RESPOSTA DA SONDA (τ_{rs})	=	0,12 ns

MAGNETÔMETRO

$B_{exp} = V/w(NS)_{exp} = 2,86 \cdot V \cdot T \cdot 10^4$ gauss	
$(NS)_{exp} = V/w B_{teor} = 2,1 \cdot V \cdot T = 556$ cm ²	
N = NÚMERO DE VOLTAS DA BOBINA = 800 voltas	
V = VALOR DA TENSÃO INDUZIDA MEDIDA NO OSCIOS CÓPIO.	
T = PERÍODO DA ONDA COM AMPLITUDE V, MEDIDA NO OSCIOSCÓPIO. $T = 2\pi/w$.	

Utilizando-se uma pequena bobina calibrada ligada a um osciloscópio por um cabo coaxial, medimos os campos elétrico e magnético de rádio frequência com e sem plasma no centro do sistema.

Com o magnetômetro, medimos a distribuição de campo magnético, a qual será comparada com o resultado teórico obtido no capítulo III, figura III-09.

V.2 - Magnetômetro

A distribuição de campo magnético sem plasma do sistema de múltiplo espelho é mostrada na figura V-01. Os valores máximo e mínimo de campo magnético obtido experimentalmente foram de

$$B_{\max} = 3236 \text{ gauss}$$

$$B_{\min} = 1336 \text{ gauss}$$

enquanto que de acordo com a figura III-09, os valores teóricos de campo magnético máximo e mínimo foram de

$$B_{\max} = 3215 \text{ gauss}$$

$$B_{\min} = 983 \text{ gauss}$$

temos portanto um erro médio menor 13% entre o resultado teórico e experimental.

V.3 - Sonda Magnética

Utilizando osciloscópio 7904, com amplificador 7A/19/dc, possuindo largura de banda de 600MHz, base de tempo de até pico-segundo e impedância de entrada de 50 ohms, obtivemos com a sonda magnética o seguinte resultado, Tabela V-02.

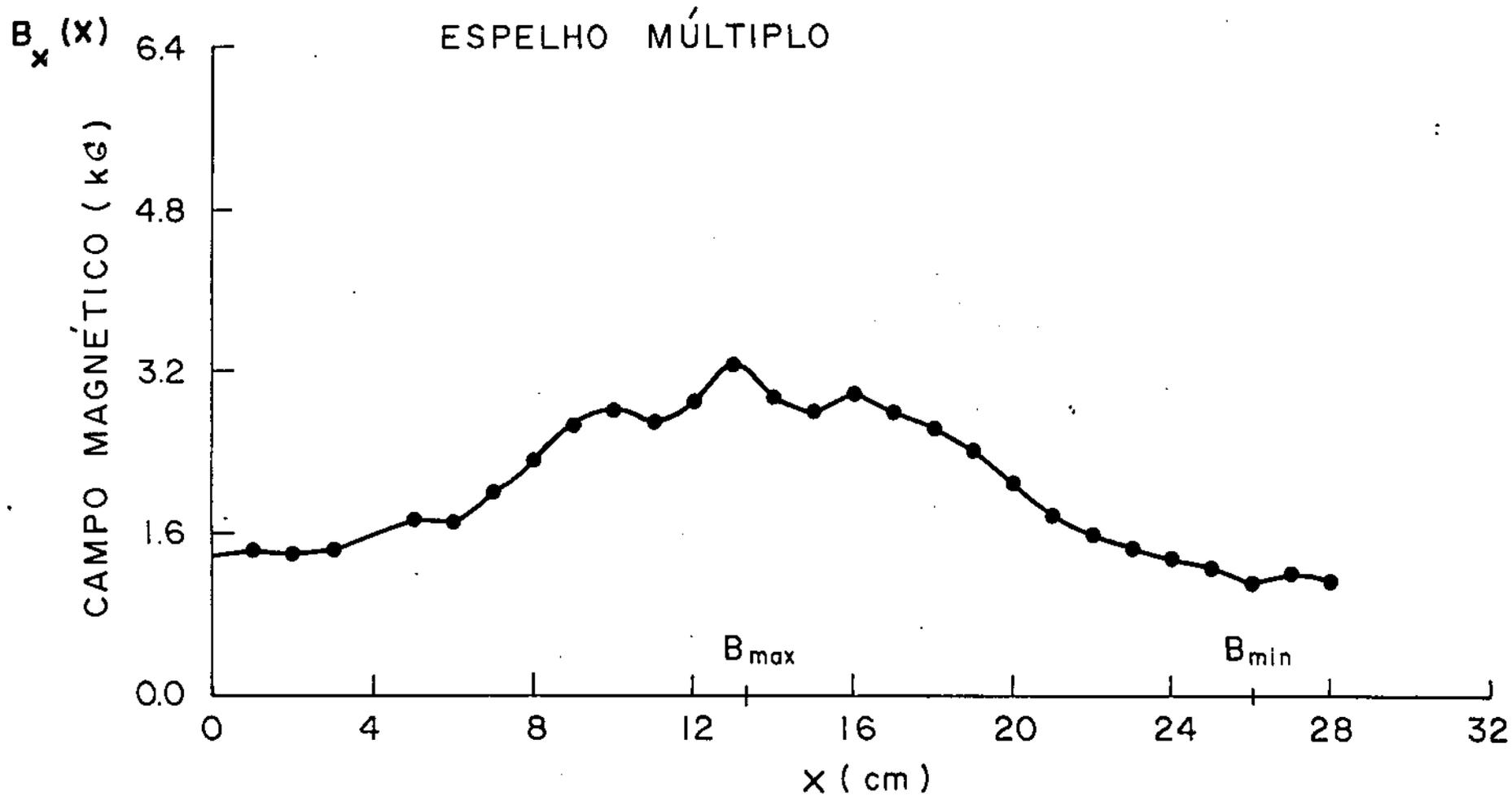


Fig.: V-01- Campo magnético no eixo. $I_{\max} = 34,5$ A .

Esse resultado experimental está em acordo com o obtido teoricamente conforme pode ser visto pela figura III-09 na curva em (*).

TABELA V-02

Valores da tensão de RF V_{RF} , frequência f_{RF} , campos elétrico E_{RF} , e magnético B_{RF} obtidos em presença de plasma e sem plasma.

SEM PLASMA			COM PLASMA			COM E SEM PLASMA
V_{RF} $10^3 V$	E_{RF} (V/m)	B_{RF} $10^5 T$	V_{RF} $10^3 V$	E_{RF} (V/m)	B_{RF} $10^5 T$	f_{RF} MHz
350	19,0	3,44	150	8,13	1,47	120

Com os resultados experimentais da tabela V-02 obtivemos, usando a teoria do capítulo III, os resultados da tabela V-03.

TABELA V-03

SEM PLASMA			COM PLASMA		
ϵ_{RF} $10^7 J$	P (W)	ϵ_{RF} $10^7 J$	P (W)	ϵ_p $10^6 J$	P_d (W)
7,53	47	1,37	8,78	7,4	0,4

onde ϵ_{RF} = energia de rádio frequência com e sem plasma,

P = potência jogada num volume $v=1,6 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$, com ou sem plasma,

ϵ_p = energia do plasma

P_d = potência dissipada no plasma, durante o tempo t_a em que ficou confinado, t_a dado no capítulo IV pag. 45.

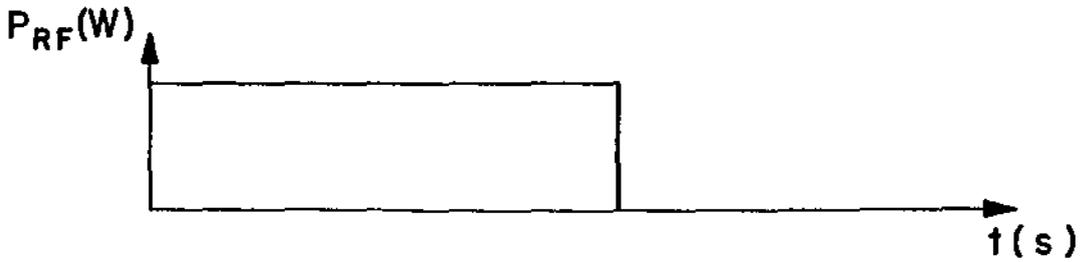
Como podemos observar da tabela V-02, esse resultado experimental é bastante coerente, pois o fato de V_{RF} sem plasma ser maior que V_{RF} com plasma, pode ser explicado fisicamente, ou seja:

Suponhamos que no sistema de múltiplo espelho estejamos sem plasma, mas que estejamos jogando uma certa quantidade de energia ϵ_{RF} nesse sistema, e que por hipótese as paredes desse sistema possuam condutividade infinita (paredes supercondutoras). Então se cortássemos o fornecimento dessa energia ao sistema, ocorreria que pelo fato das paredes do mesmo serem supercondutoras a energia contida dentro do sistema levaria um tempo infinito para desaparecer.

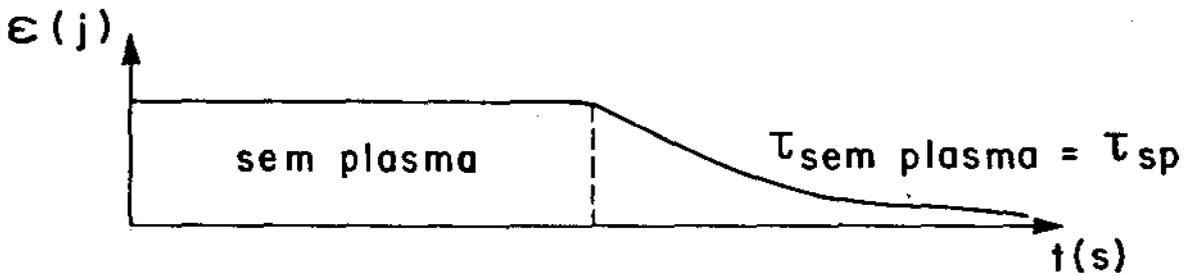
No entanto, se tivermos plasma, e cortarmos o fornecimento dessa energia para o sistema, então a energia contida dentro do mesmo seria dissipada pelo plasma num tempo menor do que aquele para o qual não se tinha plasma, onde havíamos suposto que as paredes do sistema possuíam condutividade infinita.

Isso se explica porque \bar{V}_{RF} , \bar{E}_{RF} e \bar{B}_{RF} com plasma é menor que sem plasma, independentemente da condutividade das paredes do sistema, ver figura V-02.

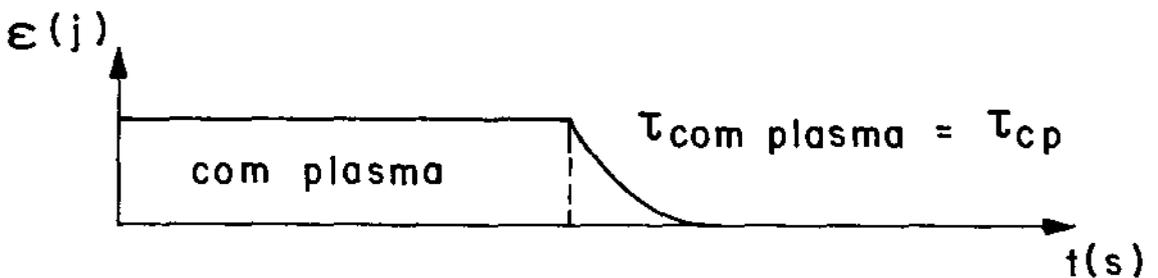
O resultado da tabela V-03 também pode ser explicado de forma bastante coerente, pois o fato da potência dissipada P_d ser menor que a potência jogada na presença de plasma P , implica claramente que nem toda a potência jogada está sendo usada para criar e aquecer o plasma. As razões disso são devido as perdas de energia eletromagnética pelo sistema.



- a)- Potencia de Rádio Frequência fornecida ao sistema de Múltiplo Espelho pelo gerador de RF.



- b)- Após desligar-se o gerador de RF a energia leva um tempo τ_{sp} para dissipar-se.



- c)- Tempo de dissipação é menor na presença de plasma.
 $\tau_{sp} > \tau_{cp}$

Fig.:V-02- Dissipação da energia dentro do Sistema de Múltiplo Espelho.

Por outro lado, a potência que o gerador de RF pode fornecer é de acordo com as especificações da válvula dado na tabela II-01 no capítulo II de 600W, no entanto efetivamente o que jogamos no sistema com ou sem plasma, é muito menor, o que é razoável, devido a grande dificuldade experimental que se tem de realizar um casamento de impedância 100%, isto é, ideal entre o sistema de múltiplo espelho e o gerador de RF, e, também devido a grande quantidade de energia que se perde no espaço. O que fizemos nesse caso, foi a de encontrar uma situação experimental onde houvesse uma maior produção de plasma dentro do tubo de vidro, mas, nunca se consegue usar toda a energia do gerador para produzir esse plasma, devido às razões acima.

V.4 - Estudo Experimental do Tempo de Confinamento

No capítulo I fizemos um estudo sobre o tempo de confinamento em um plasma fracamente e altamente ionizado, e os valores numéricos para as relações dadas pelas equações I-11 e I-14 serão colocadas abaixo utilizando dados experimentais obtidos nesse capítulo.

A equação I-11, supondo-se plasma totalmente ionizado nos fornece o seguinte resultado

$$\tau_t \cong 2.0.10^{-4} \text{ seg.}$$

A equação I-14, para plasma fica fracamente ionizada, temos

$$\tau_t \cong 7,4.10^{-8} \text{ seg.}$$

A diferença entre esses dois resultados é razoável, pois plasma altamente ionizado é muito menos resisti-

vo que os plasmas fracamente ionizado, ou seja, o tempo de confinamento é inversamente proporcional à resistividade, assim plasma menos resistivo é melhor confinado.

V.5 - Resultados Experimentais Obtidos com a Sonda de Langmuir

Antes de iniciarmos a análise dos resultados experimentais, verificaremos a validade da aplicação da teoria de Langmuir em plasma na presença de campos elétrico e magnético de RF.

De acordo com a figura V-03 o plasma próximo à sonda consiste de uma resistência em paralelo com uma capacitância, de tal forma que a impedância é dada por:

$$\left| \frac{1}{Z} \right| = \left| \left(\frac{1}{R} + iwC \right) \right| \quad (V-01)$$

sendo w = frequência de RF = $2\pi \cdot 120\text{MHz}$,

R = resistência do plasma ≈ 30 ohms e

C = capacitância do plasma $\approx 1,14 \cdot 10^{-14}$ Faraday

A resistência do plasma foi obtida tirando a derivada da corrente I em relação à tensão V , para todas as curvas de Langmuir obtidas experimentalmente, ou seja, o que fizemos foi traçar uma tangente em todas as curvas características do tipo do da figura III-01, e a partir dessa reta obtermos a resistência R . O valor médio dessa resistência obtido foi

$$\frac{dI}{dV} = \frac{1}{R} = \frac{1}{30} \quad (V-02)$$

A capacitância C é definida por

$$C = \frac{\epsilon_0 A s}{d} = 1,14 \cdot 10^{-14} \text{ F} \quad (V-03)$$

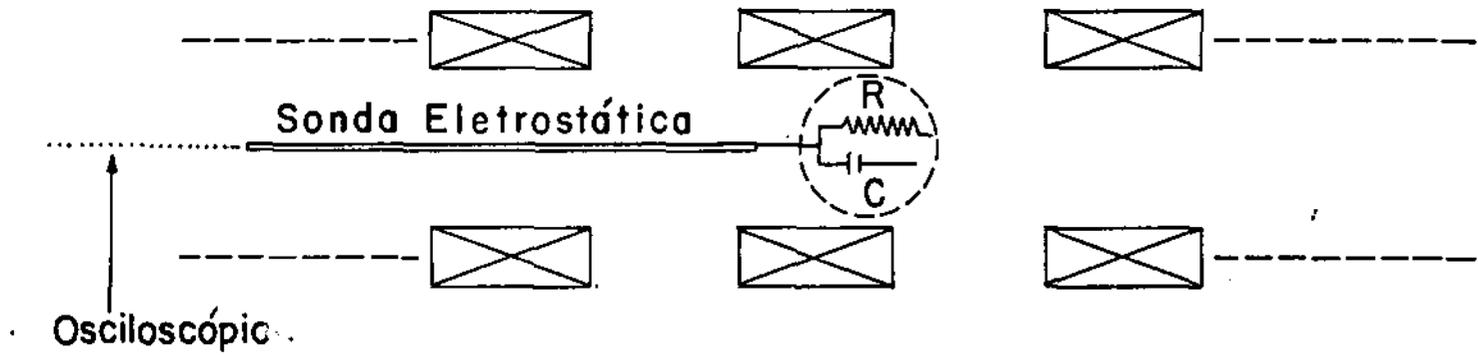


Fig.: V-03- Esquema mostrando a Sonda de Langmuir e a Impedância dentro da blindagem. R=resistência. C= capacitância.

onde A_s = área da sonda de Langmuir = $0,060 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ e

d = tamanho da blindagem, estimado como sendo de 5 a

$$6 \lambda_D$$

$$(\lambda_D = 9,6 \cdot 10^{-2} \text{ cm}).$$

Dessa forma, da equação V-01 obtemos a impedância Z igual

$$Z \cong R \cong 30 \text{ ohms}$$

Como a impedância Z_1 do osciloscópio série 556 com base de tempo de nanoseg. e $Z_1 = 10\text{M ohms}$, e a tensão de RF V_{RF} medida na sonda de Langmuir é $V_{RF} = 860 \text{ mV}$, então a tensão real devido à impedância do osciloscópio é V_{RF}^r

$$V_{RF}^r = V_{RF} \left(\frac{Z_1 + Z}{Z_1} \right) \cong 860 \text{ mV} \quad (\text{V-04})$$

Donde concluimos, de acordo com a teoria do capítulo III, que

$$\frac{k_B T_e}{e} = \frac{10\text{eV}}{e} = 10 \text{ volts} > V_{RF}^r = 860 \text{ mV}$$

portanto podemos aplicar a teoria de Sonda de Langmuir sem a necessidade de se corrigir os possíveis efeitos que a RF causaria nas medidas, de acordo com teoria de capítulo III.

Com a sonda de Langmuir foram realizadas medidas de perfil de potencial de plasma $V_p(X)$, densidade $n_e(X)$ e temperatura $T_e(X)$.

Para um campo magnético médio \bar{B} , obtido na figura V-01

$$\bar{B} = \frac{B_{\max} + B_{\min}}{2} = 2300 \text{ gauss} \quad (\text{V-05})$$

obtivemos o perfil de densidade, temperatura e potencial de plasma, que pode ser visto nas figuras V-4a, V-4b e V-4c respectivamente.

A tabela V-04 nos mostra os resultados obtidos dos gráficos V-4a, V-4b e V-4c.

É importante notar que todas essas medidas foram realizadas de maneira bastante rigorosa. Para cada centímetro do eixo X do sistema de múltiplo espelho, levantamos em média 6 (seis) curvas de Langmuir com características semelhantes à da figura III-01 do capítulo III. Essas curvas, interpretadas de acordo com teoria do capítulo III, e obtido o valor médio gaussiano para cada conjunto de medidas em um mesmo ponto, nos deu, utilizando-se interpolação na construção dos gráficos, as figuras V-4a, V-4b e V-4c.

Esse mesmo trabalho foi realizado sob três outros valores de campo magnético médio. Os gráficos para esses três valores de campo magnético e os correspondentes perfis de densidade, temperatura e potencial de plasma não acompanham esse trabalho, por serem semelhantes ao das figuras V-01, V-4a, V-4a e V-4c. Contudo, colocamos apenas os resultados dessas três medidas, conforme pode ser visto na tabela V-04.

ESPELHO MÚLTIPLO

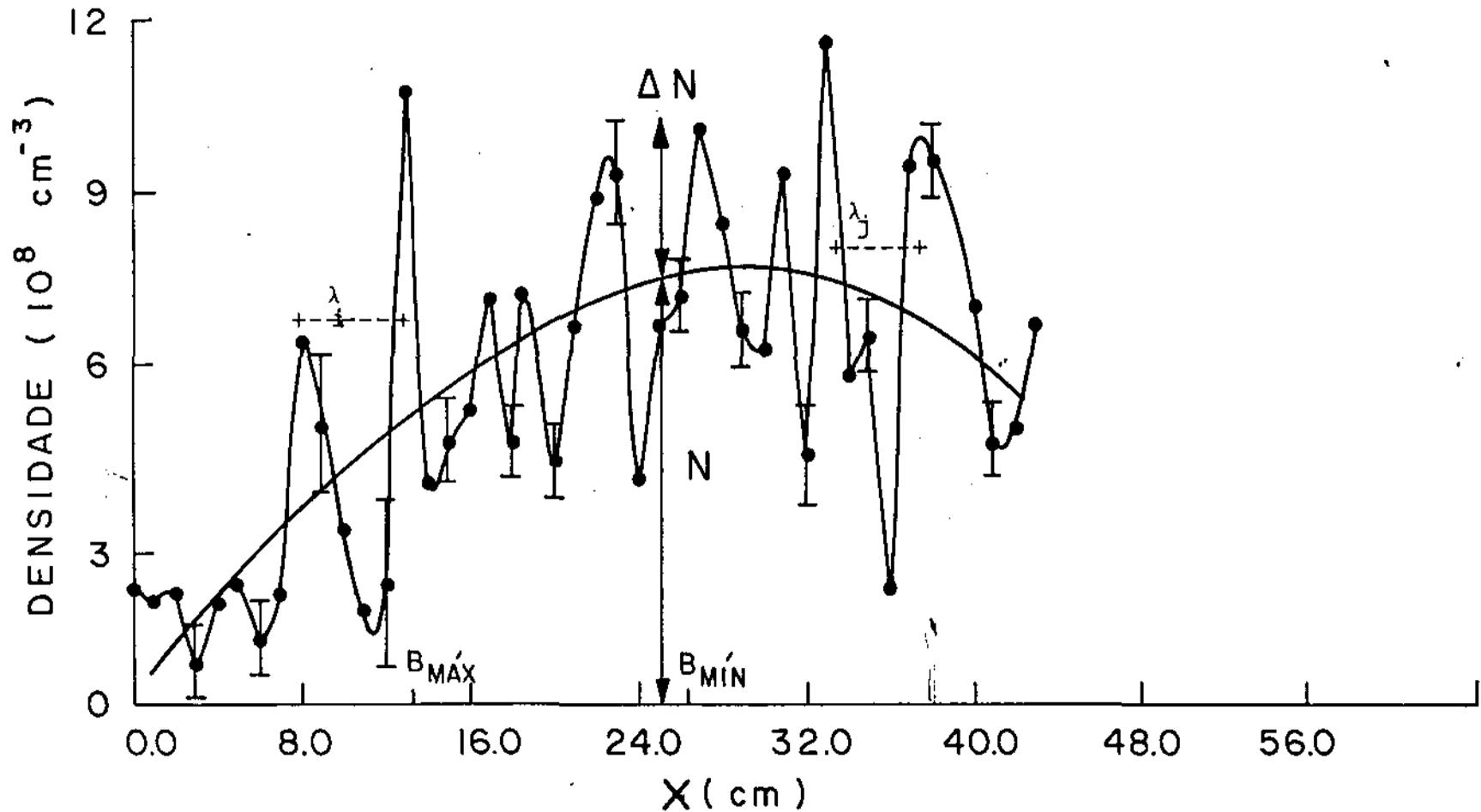


Fig.:V-4a- Perfil de Densidade obtido sob campo magnético médio $\bar{B}=23000$ gauss.

$\Delta N/N \approx 40\%$ • $\lambda_{1,j}$ = comprimento de oscilação característico.

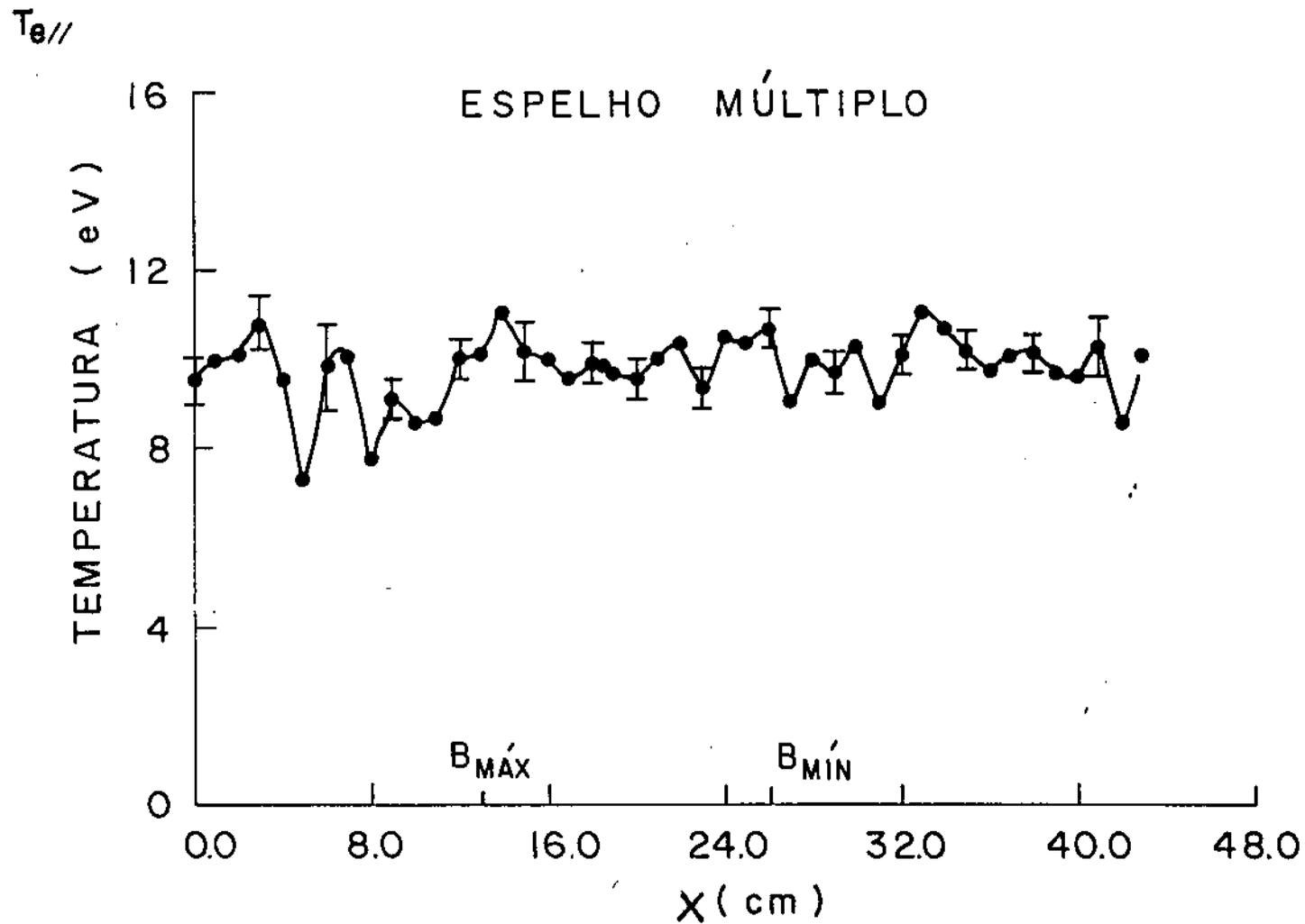


Fig.:V-4b- Perfil de temperatura,mostrando que a $T_{e//}$ dos elétrons é aproximadamente constante ao longo do eixo Z .

ESPELHO MÚLTIPLO

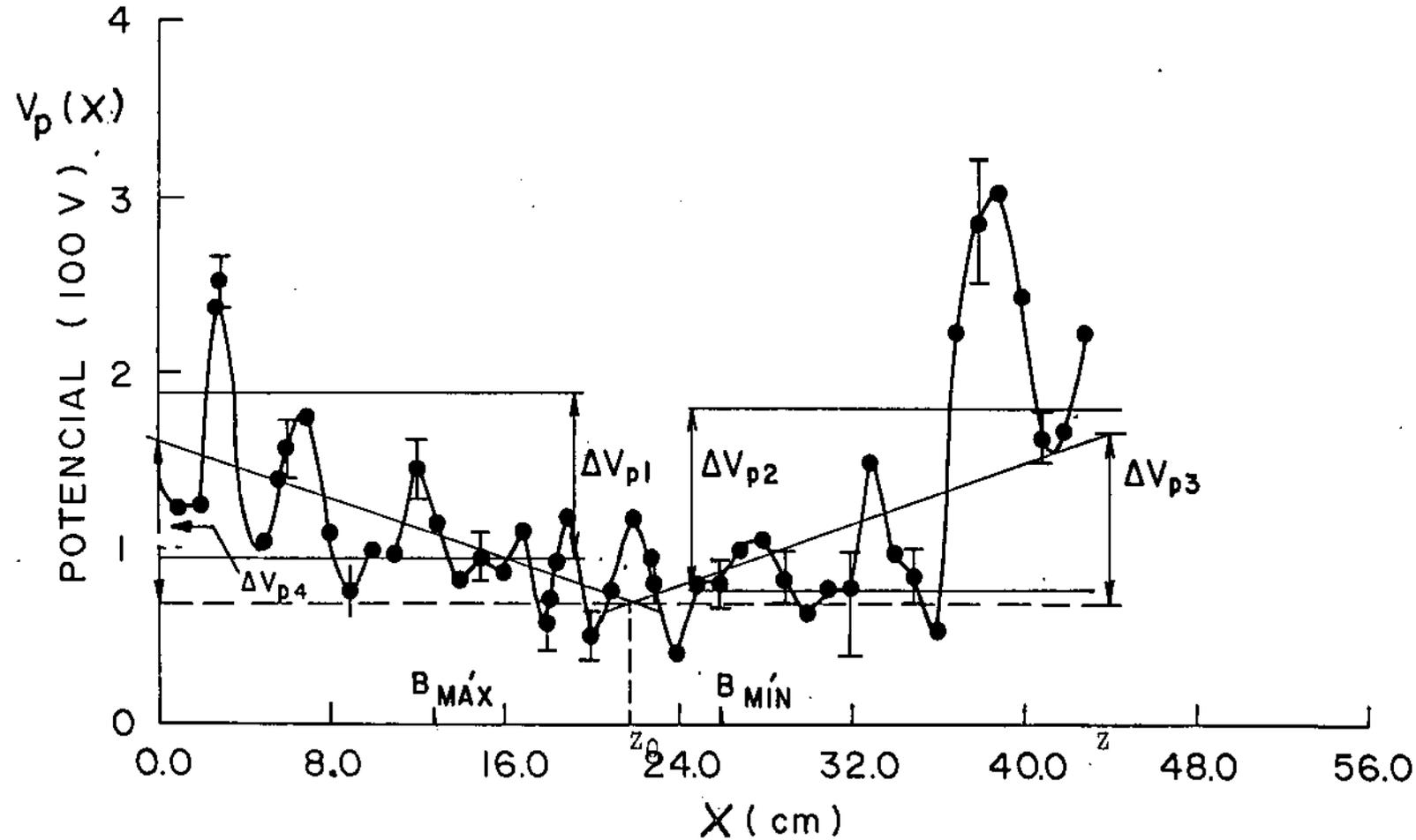


Fig.: V-4c-Perfil de potencial de plasma obtido experimentalmente, mostrando como se calcula campo elétrico E_1 usado para se obter as tabelas V-05 e V-07 sendo $E_1 = (\Delta V_{p4}/z_0 + \Delta V_{p3}/z - z_0) \cdot (1/2)$, e a ordem de grandeza do campo elétrico oscilante E_2 é obtido experimentalmente por $E_2 = (\Delta V_{p1} + \Delta V_{p2}) \cdot (1/\lambda)$.

TABELA V-04

Tabela correspondente às figuras V-01, V-4a, V-4b e V-4c. Para outros dados, não acompanha as figuras nesse trabalho.

\bar{B} (KG)	\bar{n}_e (10^8 cm^{-3})	$\bar{T}_{e//}$ (eV)	$\bar{\lambda}$ (cm)	$\Delta N/N$ (%)
2,3	6,0	10,0	2,97	41
1,4	7,5	8,0	3,80	60
0,7	6,0	7,0	3,44	60
0,56	4,5	11,0	3,0	100

onde \bar{B} é definido pela equação V-05, n_e = densidade eletrônica onde $T_{e//}$ = temperatura eletrônica paralela, $\bar{\lambda}$ = comprimento médio de oscilação característico de acordo com a figura V-4a e $\Delta N/N$ = flutuação de densidade, figura V-4a.

Um primeiro estudo interpretativo desses dados foi feito com o gráfico da figura V-05, que nos mostra um aumento da temperatura paralela dos elétrons quando nos aproximamos da condição de ressonância elétron-ciclotron (REC) que acontece por volta de $\bar{B} = 50$ gauss.

Em seguida passamos a estudar porque a figura V-4a possuía uma grande flutuação de densidade ($\Delta N/N$) e seu comprimento característico de oscilação ($\lambda_{i,j}$) não eram sempre iguais ($\lambda_i \neq \lambda_j$).

O único fenômeno conhecido que exhibe tal comportamento é denominado "Striation" ou ondas de ionização,

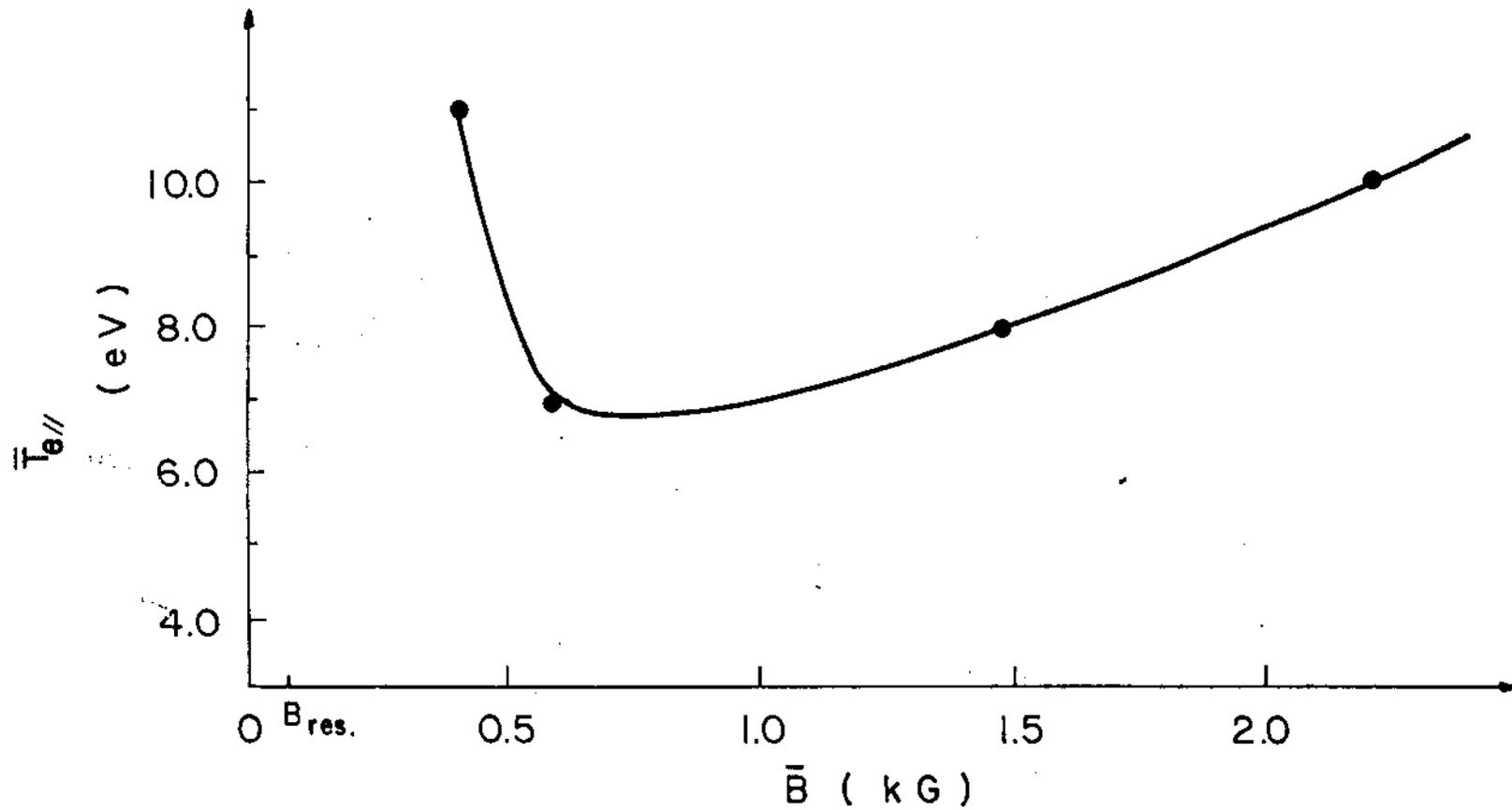


Fig.: V-05- Verificação do aumento da $T_{e//}$ quando se aproxima da condição de ressonância elétron ciclotron (REC), em $B_{res} \approx 50,0$ gauss.

pois não poderia ser ondas de plasma, visto que para ser onda de plasma $\Delta N/N$ deve ser menor que 5%, pois caso contrário a grande flutuação de densidade causaria o aparecimento de instabilidades que por sua vez apagariam o plasma.

Para as condições de trabalho do sistema de múltiplo espelho com plasma fracamente ionizado, a onda de ionização existe, pois a mesma é uma instabilidade característica de plasma fracamente ionizado (21).

Cada onda de ionização é acompanhada pela variação na sua forma de ionização, densidade de carga, temperatura eletrônica e intensidade de campo elétrico. Em muitos casos, a amplitude alta dessas variações indicam que ondas de ionização são ondas não lineares.

As pesquisas realizadas até agora mostram que ondas de ionização foram obtidas num largo range de pressão (100 a 10^{-3} torr) e corrente de fração I de mili-ampères até próximo de 10 ampères. Contudo ainda não se desenvolveu uma teoria matemática definitiva para os mesmos.

Até agora todas as ondas de ionização observadas foram feitas na presença de um catodo-anodo (glow discharge). Não se sabe se a mesma fora observado em plasma produzido por RF (sem corrente), e para a onda de ionização aqui estudada, desenvolvemos um modelo teórico conforme vimos no capítulo IV.

Como no modelo matemático desenvolvido teremos a necessidade de se conhecer a temperatura dos íons, a mesma será então calculada abaixo através de um método semi-teórico e semi-experimental.

V.6 - Método para Cálculo da Temperatura dos Íons

Para se obter a temperatura média dos íons, precisamos conhecer a distribuição do potencial de plasma, o qual nos é dado pela figura V-4c. Esse tipo de distribuição existe, pois plasmas de laboratórios estão contidos em recipientes de tamanho finito, e desde que a velocidade térmica dos elétrons é maior que a dos íons, esse plasma deve ter um potencial positivo em relação às paredes.

$$\vec{E}_1 = - \vec{\nabla} V_p(x) \quad (V-06)$$

e

$$m \frac{d\vec{v}_{\theta i}}{dt} = e\vec{E}_1 \quad (V-07)$$

Integrando a equação V-07 temos a energia do íon

$$W_i = m \frac{v_{\theta i}^2}{2} = eE_1 \quad (V-08)$$

Substituindo a equação V-06 na equação V-08 temos

$$W_i = -e\nabla V_p(x) \cdot x \quad (V-09)$$

Físicamente esse equação significa que um átomo neutro ao sofrer colisão com um elétron, perde um elétron tornando-se um átomo ionizado ou íon. Posteriormente esse íon devido à existência da distribuição de potencial de plasma (campo elétrico) é acelerado pelo campo elétrico até que o mesmo colida com outro átomo neutro, ocorrendo uma troca de carga. Assim o caminho que o íon percorreu até colidir com o átomo neutro é o livre caminho médio desse

íon λ_i , definido por

$$\lambda_i = v_{\theta i} \tau_{cx} \quad (V-10)$$

onde τ_{cx} é o tempo de troca de carga entre o íon e o átomo neutro.

Assim das equações V-09 e V-10 temos finalmente

$$W_i = - e \nabla V_p(X) \cdot v_{\theta i} \tau_{cx} \quad (V-11)$$

Para o caso do gás argônio, se para a discussão acima tivermos Ar (átomos neutros) e Ar^+ (íons), temos utilizando o livro de Sanborn (20), o seguinte resultado

$$\sigma = - 2,5 \cdot 10^{-20} v_{\theta i} + 1,5 \cdot 10^{-13} \quad (V-12)$$

onde σ = seção de choque entre Ar e Ar^+ , definida por

$$\sigma = \frac{1}{N_o \tau_{cx} v_{\theta i}} \quad (V-13)$$

e $N_o = 9,7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ densidade de partículas neutras.

Usando as equações V-11, V-12 e V-13 temos

$$W_i = - \frac{e \nabla V_p(X)}{N_o (2,5 \cdot 10^{-20} \cdot v_{\theta i} + 1,5 \cdot 10^{-13})} \quad (V-14)$$

Da definição de velocidade térmica dos íons e da equação V-14 temos finalmente

$$2,83 \cdot \bar{T}_i - 0,44 \cdot (\bar{T}_i)^{3/2} = - e \nabla V_p(X) = e \cdot E_1(X) \quad (V-15)$$

A tabela V-05 nos fornece valores de $E_1(X)$ obtidos na figura V-4c de acordo com a regra de interpretação mostrado na sua legenda. Os demais valores de $E_1(X)$ também foram colocados.

TABELA V-05

Tabela mostrando a temperatura dos íons e valores do campo elétrico $|E_1| = |(E^1 + E^2)/2| = |(\Delta V_{p4}/x_0) + (V_{p3}/x - x_0)|$. Conhecendo-se os valores de E_1 , podemos obter \bar{T}_i através da relação V-15.

\bar{B} (gauss)	E_1 (V/cm)	\bar{T}_i (eV)
2300	4,37	0,20
1450	5,60	0,255
700	2,70	0,12
560	2,30	0,10

Uma vez determinados valores para $E_1(z)$ e \bar{T}_i , passaremos ao estudo das ondas de ionização, onde, usando a constante de Novak, explicaremos as oscilações características da densidade λ_i (figura V-4a), colocada na tabela V-04.

V.7 - Medidas dos Parâmetros das Ondas de Ionização

Como já sabemos todo o plasma fracamente ionizado produzido por glow-discharge, exibe a presença de ondas de ionização, sendo que a corrente I nessa descarga pode variar de miliamperes até quase 10 ampéres.

No sistema de múltiplo espelho, as ondas de ionização observadas são ondas de ionização estacionárias como já estudamos no modelo matemático no capítulo IV.

Novak estudando ondas de ionização em glow

discharge, trabalhando com Ar e Ne, numa pressão de 10^{-2} torr, com corrente da ordem de 5 ampères ele encontrou que o produto do comprimento de onda pelo campo elétrico na coluna era igual a uma constante V_λ , a qual era uma característica do dado tipo de gás, que Novak denominou essa constante de constante de Novak, de acordo com a tabela V-06 (22,23).

TABELA V-06

Valores do potencial por comprimento de oscilação característico. Constante de Novak V_λ .

GÁS	Tipo de onda - V (volts)		
	P	R	S
N_e	9,20	12,67	19,48
A_r	6,70	9,50	12,0

As ondas P são ondas de ionização do tipo lenta, e existem devido à mudança na densidade de átomos em estados meta estáveis. As ondas R,S são ondas de ionização do tipo rápida.

Para gases Ne e Ar, essas ondas possuem velocidade de fase aumentando na direção de arrasto do anodo, figura IV-01.

A lei $E\lambda = V_\lambda$ é válida não somente em uma larga variação de pressão, corrente e diâmetro das colunas, mas também quando o plasma é colocado sob forte campo magnético ou exposto à intensidade de luz de alta potência.

A tabela V-07 nos mostra os valores teóricos e experimentais obtidos para o comprimento de oscilação característico λ , utilizando a constante de Novak (tabela V-06), o campo elétrico obtido experimentalmente (tabela V-05) e a lei $E\lambda = V_\lambda$.

TABELA V-07

Tabela mostrando os comprimentos de oscilações característicos experimental λ_{exp} e teórico λ_{teor} da densidade

\bar{B} (KG)	λ_{exp} (cm)	E_1 (v/cm) (exp)	V_λ (v)	λ_{teor} (cm)
2,30	2,97	4,37	12,0	2,70
1,45	3,80	5,60	12,0	2,15
0,69	2,70	2,70	6,70	2,48
0,56	3,0	2,30	6,70	2,91

Se considerarmos que a constante de Novak V_λ pode ter uma flutuação maior que 25% (21), então os resultados experimentais estão em bom acordo com os obtidos teoricamente.

V.8 - Comparações dos Resultados Experimentais com os Resultados Teóricos Obtidos no Capítulo IV

Foi visto no capítulo IV que o modelo matemático para Ondas de Ionização produzida por RF (sem corrente) nos forneceu um bom valor de potencial de plasma médio, conforme pode ser visto pela figura IV-03, onde a amplitude do potencial de plasma obtido teoricamente é de $V_{P(teor)} \cong 130v$.

Esse valor teórico de potencial de plasma está dentro da ordem de grandeza do valor obtido experimentalmente.

mente, onde a amplitude de oscilação média é de aproximadamente $V_{p.(exp)} \approx 120$ V, conforme pode ser visto pela figura V-4c.

Para cálculo da ordem de grandeza do campo elétrico $E(X)$, podemos fazer a seguinte aproximação na equação IV-22

$$E(X) = -h(\bar{T}) \frac{1}{y} \frac{2y}{2X} \quad (V-16)$$

Assim usando-se a equação IV-28 e V-16 a equação IV-22 fica

$$E(X) = \frac{2\pi}{h} \{82,7 \sim - 57,8\} \cotg \frac{2\pi X}{h} \text{ V/cm} \quad (V-17)$$

como $h = 2,97$ a equação V-17 fica

$$E = \{175 \sim + \infty, - \infty \sim - 122\} \text{ V/cm} \quad (V-18)$$

ou, no ramo positivo, a amplitude do campo elétrico é

$$E \approx 200 \text{ V/cm} \quad (V-19)$$

No resultado experimental obtido para potencial de plasma, na figura V-4c, vimos que a ordem de grandeza do campo elétrico oscilante E_2 podia ser obtida de

$$V(X) = V_0 \cos(KX - \omega t) \quad (V-20)$$

mas

$$E'(X) = -\nabla V(X) \quad (V-21)$$

portanto da equação V-20 e equação V-21 vem

$$E'(X) = V_0 K \text{sen}(KX - \omega t) = E_2 \text{sen}(KX - \omega t) \quad (V-22)$$

Portanto a amplitude do potencial oscilante pode ser obtida por

$$E_2 = \frac{2\pi V_o}{\lambda} \quad (V-22)$$

onde V_o é obtido experimentalmente da figura V-4c, ou seja

$$V_o = \frac{1}{2} \{ \Delta V_{p1} + \Delta V_{p2} \} \quad (V-22)$$

sendo ΔV_{p1} e ΔV_{p2} obtidos através da figura V-4c.

Finalmente obtivemos para a equação V-22

$$E_2 \cong 200 \text{ V/cm} \quad (V-23)$$

Comparando-se os resultados das equações V-19 obtida teoricamente e V-23 obtida experimentalmente, concluimos que suas ordens de grandeza são próximas, e portanto mais uma vez o modelo matemático nos deu bom resultado.

A tabela V-08 nos mostra os resultados experimentais e teóricos obtidos.

TABELA V-08

V_p (teor) (V)	V_p (exp) (V)	E_{teor} (V/cm)	E_{exp} (V/cm)
100	110	200	200

onde V_p (teor) = potencial de plasma teórico,

V_p (exp) = potencial de plasma experimental,

E_{teor} = campo elétrico teórico e

E_{exp} = campo elétrico experimental.

CAPÍTULO VI

CONCLUSÃO

Foi criado um modelo matemático para onda de ionização estacionária produzida por RF em plasma de argônio e seu resultado comparado com os dados experimentais. Essa teoria é baseada num modelo proposto por Grabek, e no nosso caso a ordem de grandeza do potencial de plasma obtido experimentalmente foi comparado com a ordem de grandeza do potencial de plasma obtido pelo modelo teórico do capítulo IV. O potencial de plasma teórico é

$$V_p(z) = -A \{\ln|\text{sen}(2\pi x/\lambda)|\}, A > 83,0$$

onde λ = comprimento de oscilação característico dado na ta bela V-04.

Essa teoria reproduziu muito bem os seguintes re sultados experimentais:

Explicou porque acontecem as oscilações de densidade, temperatura e potencial de plasma, que ocorrem devido à ionização e difusão. Obtivemos um bom resultado quanto à ordem de grandeza do potencial de plasma e campo elétrico teórico e experimental, conforme pode ser visto na ta bela V-08.

Conseguimos finalmente reproduzir a constante de Novak mesmo na ausência de campo elétrico unidirecional, ta bela V-07.

Futuramente pretende-se dar um maior desenvolvimento ao modelo matemático proposto, eliminando-se as singularidades surgidas, bem como obter o tempo de confinamento

to de plasma experimentalmente, com o qual poderemos estudar a lei de escala de confinamento em um sistema de múltiplo espelho.

REFERÊNCIAS

- (01) - H. Ikegami, S. Aihara, M. Hosokawa et al, Nuclear Fusion, 13(1973)351.
- (02) - J.C. Sprott, K.A. Connor et al, Plasma Physics, 14 (1972)269.
- (03) - T. Honzawa, S. Aihara et al, Physics Letter, 40A(1972) 335.
- (04) - S. Aihara, S. Takamura, Applied Phys. Letters, 18 (1971)375.
- (05) - C. Gormezano, Nuclear Fusion, 19(1979)1085.
- (06) - D.E. Baldwin, Rev.Mod. Phys., 49(1977)317.
- (07) - L. Pekarek, Soviet Phys. Uspekhi, vol.11-nº02 (1969) 188.
- (08) - F.F. Chen, Introduct to Plasma Physics. Nicholas A. Krall et al, Principles of Plasma Physics, pag.332.
- (09) - A.I.Morozov et al, Review of Plasma Physics, V.2, 231.
- (10) - B.G.Logan et al, Phys. of Fluids, 17 (1974)1435
- (11) - D.V. Sivukhin, Review of Plasma Physics, V.4, 197.
- (12) - NRL. Collection of Plasma Phys.Formulas and Data.72.
- (13) - S. Aihara et al, Nuclear Fusion, 12(1972)45.
- (14) - G.A. Emmert et al, Phys.Fluids, 23(1980)803.
- (15) - S. Aihara et al, Phys.Review Letter, 32(1974)1035.
- (16) - S. Aihara et al, Plasma Physics, 16(1974)717.
- (17) - Handbook of Physics - B. Yavorsky - pag.552
- (18) - I. Grabec, The Phys. of Fluids, 17 (1974) 1834

- (19) - A. A.B. Stewart, J. Applied Phys, 27(1956)911.
- (20) - Basic data of Plasma Physics 1966, 2ª edição
Sanborn C. Brown pags.: 13, 43, 73, 131.
- (21) - Ionizations Waves in glow discharges - Alen
Garscadden, capítulo 2 pág. 61.
- (22) - M. Novak et al, Beitr ~~Plasma Phys.~~ 2(1962)66. - 37574
CZECH J. PHYS.
- (23) - V. Krejci, Masek et al, ~~Beitr Plasma Phys.~~ 7(1967)
413. CZECH J. PHYS.

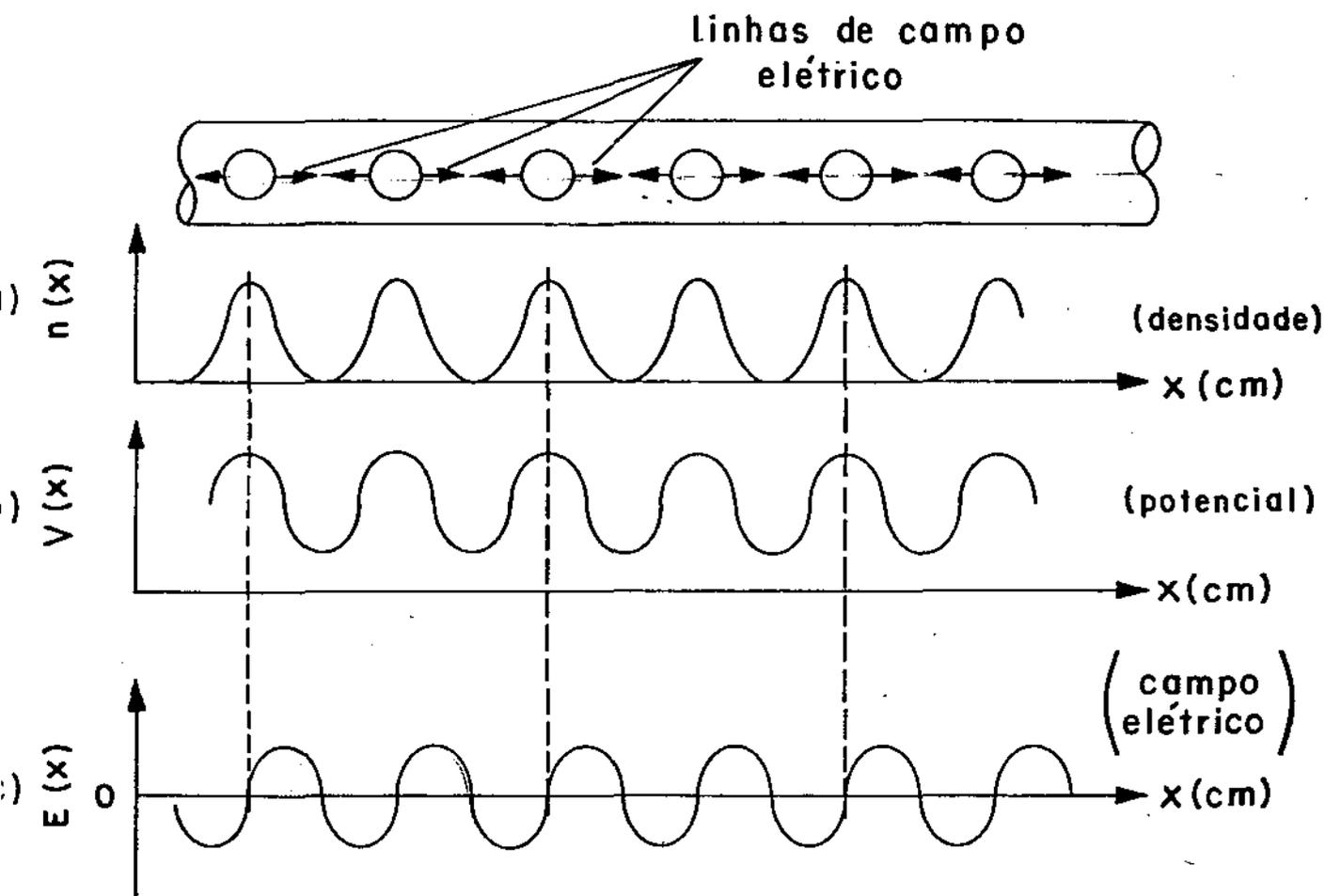


Fig:IV-02- Perfis das Ondas de Ionização ('Striation'), conforme o presente modelo, geradas por PF (sem corrente), onde o campo elétrico é uma função oscilante ao invés de um campo elétrico constante como no modelo de Grabec.