

Este exemplar corresponde a redação final da tese de mestrado defendida pelo aluno Vladimir Henrique Baggio Scheid e aprovada pela Comissão Julgadora.

Campinas, 26 de junho de 1986



PROPRIEDADES MACROSCOPICAS DE UM PLASMA MAGNETIZADO

5348

Vladimir Henrique Baggio Scheid

Orientador: Prof. Dr. Paulo Hiroshi Sakanaka

Tese apresentada no Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas para obtenção do título de "Mestre em Ciências"

Campinas, Junho de 1986.

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

Classif.
Autor
V. Ex.
Tombo BC/ 7224
.....
.....

FÍSICA - UNICAMP
.....
..... f/UNICAMP P/M
..... Sch 25p
.....
..... TM164
17-07-86

CM000341809

Aos meus pais

e irmãos,

à Marlene,

por todo o amor

e carinho recebido.

AGRADECIMENTOS:

Ao Prof. Dr. Paulo Hiroshi Sakanaka, pela orientação recebida.

A Marlene pelo seu amor, carinho e participação, que me foram imprescindíveis.

Aos meus pais, Vladimir e Célia, e irmãos, Inês, Valmir, Kite e Lulu, de quem sempre recebi todo o apoio e carinho, que para mim são inestimáveis.

Ao Magno e Delton, pela grande amizade e convivência, motivo de boas recordações.

Ao Braga e Altair, pelo apoio e amizade, que me é tão preciosa.

Ao Amigo Hector, a quem tanto prezo e respeito, pelas importantes discussões.

Aos colegas do grupo de plasma, Alfredo, Vicene, Newton, Conrado, Hisataki, Balloni, Milton, Emília, Yoshiyuki, Jamil, Vicente e Ana, pelo apoio e amizade recebidos.

Aos amigos Nélia, Alfredo, José Luis, Tebano, Diná e Cristina, com quem passei momentos agradáveis.

Ao Prof. Dr. Helion Vargas, pela espontaneidade e empenho em ajudar-me nos momentos difíceis.

Ao Prof. Dr. Aruy Marotta, pelas proveitosas discussões e boa convivência no laboratório.

Ao pessoal da Universidade Fluminense, especialmente ao Prof. Dr. Cândido da Cunha Rapôzo, pela amizade e empréstio

mo de equipamentos, sem os quais a realização deste trabalho não seria possível.

Ao Prof. Dr. José Busnardo Neto, sempre pronto a atender-me quando era necessário.

Aos técnicos do grupo de plasma, Sanclair, Douglas, Maurício, Antônio e Carlão, pelo companheirismo e presteza, que tornaram este trabalho menos árduo.

Ao pessoal da secretaria, Augusto, Cristina, Dina e especialmente a Valquíria, pelo apoio recebido no momento derradeiro.

A FINEP, CNEN, CAPES, FAPESPE e CNPq, pelo apoio financeiro.

E a todos que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho, o meu muito obrigado.

INDICE

RESUMO

CAPITULO 1

INTRODUÇÃO.....	1
-----------------	---

CAPITULO 2

MONTAGEM EXPERIMENTAL.....	3
----------------------------	---

2.1 - DIMENSIONAMENTO DA MÁQUINA.....	5
---------------------------------------	---

2.1-a - Fonte de Corrente e Bobinas do Espelho Magnético.....	5
--	---

2.1-b - Gerador de RF - Linha de Transmissão- Wattímetro-Antena.....	7
---	---

2.1-c - Montagem da Máquina.....	11
----------------------------------	----

2.2 - REGIME DE OPERAÇÃO.....	11
-------------------------------	----

2.3 - CARACTERISTICAS DO PLASMA PRODUZIDO.....	15
--	----

CAPITULO 3

TECNICAS DE DIAGNOSTICO.....	18
------------------------------	----

3.1 - MEDIDORES DE PRESSAO.....	19
---------------------------------	----

3.2 - SONDA HALL.....	19
-----------------------	----

3.3 - WATTIMETRO DE RF.....	22
-----------------------------	----

3.3-a - Equações das Linhas de Transmissão sem Perdas.....	22
---	----

3.3-b - Estimativa da Tensão de RF sobre Antena.....	27
--	----

3.4 - Sonda Magnética.....	29
3.4-a - Dimensionamento da Sonda.....	29
3.4-b - Cálculo da Tensão e Campo Elétrico de RF.....	32
3.4-c - Cálculo da Tensão Induzida na Sonda Magnética.....	40
3.5 - Sonda de Langmuir.....	45
3.5-a - Domínio de Operação.....	46
3.5-b - Teoria da Sonda de Langmuir no Limite Clássico.....	48
3.5-c - Cálculo Numérico de n e T_e	50
CAPITULO 4	
ESTUDO DA ABSORÇÃO DE POTENCIA.....	55
4.1 - CRITERIO DE LINEARIDADE.....	55
4.2 - MODELO TEORICO DO TENSOR PERMISSIVIDADE DIELETRICA DO PLASMA.....	58
4.3 - CALCULO DA POTENCIA ABSORVIDA PELO PLASMA.....	62
4.4 - CONSIDERAÇÕES SOBRE A ABSORÇÃO DE POTENCIA.....	68
4.5 - CALCULO DA CONDUTIVIDADE MEDIA DA COLUNA DE PLASMA....	77
CAPITULO 5	
RESULTADOS E CONCLUSOES.....	79
REFERENCIAS.....	85

RESUMO

Este trabalho experimental foi dedicado ao estudo das propriedades macroscópicas de um plasma não homogêneo e anisotrópico. Com este objetivo foi construída uma máquina linear de espelho magnético na qual o plasma era produzido na forma de uma coluna cilíndrica por rádio frequência (RF).

As medidas das propriedades macroscópicas do plasma foram levantadas basicamente com o uso das sondas de Langmuir, Hall e magnética.

Os resultados experimentais obtidos são discutidos, analisados e comparados com os que foram fornecidos pelo modelo teórico proposto para representar o tensor de permissividade dielétrica do plasma. Estes resultados indicam que o plasma magnetizado possui propriedades não lineares e anisotrópicas, propriedades estas que se apresentam de forma não homogênea ao longo da coluna de plasma.

CAPITULO 1

INTRODUÇÃO

Neste trabalho, foi dado ênfase especial ao estudo das propriedades eletromagnéticas do plasma. Entretanto, como o plasma é produzido por RF, todos os outros parâmetros estão relacionados de forma direta ou indireta com o tensor de permissividade dielétrica do plasma.

Grande parte do trabalho experimental foi dedicado às tentativas de:

- compreender o complexo problema de acoplamento entre a linha de transmissão e a antena;
- efetuar medidas das grandezas relacionadas não só com a RF utilizada, mas também com a interação entre a RF e o plasma.

A escolha do plasma e o dimensionamento da máquina, dentro das possibilidades existentes (em virtude dos equipamentos disponíveis e das dificuldades técnicas encontradas), é discutido no capítulo 2.

No capítulo 3 são apresentadas todas as técnicas de diagnóstico utilizadas. Neste capítulo, a teoria envolvida na utilização da sonda magnética e do wattímetro foi desenvolvida para calcular as grandezas associadas à RF. No final do capítulo, é feita uma breve menção sobre os critérios utilizados

para a escolha da teoria envolvida no cálculo dos parâmetros macroscópicos do plasma, a partir das curvas características ($I \times V$) obtidas com a sonda de Langmuir.

Uma abordagem teórica do problema da absorção de potência pelo plasma, utilizando os formalismos da teoria de campo e dos circuitos (representativos da configuração antena-plasma), é introduzida no capítulo 4.

Finalmente, no capítulo 5 são apresentados e analisados os resultados experimentais dos parâmetros macroscópicos do plasma.

CAPITULO 2

MONTAGEM EXPERIMENTAL

A escolha do plasma só pode ser entendida se conhecermos os mecanismos de interação do plasma com a radiação eletromagnética. Com relação a propagação de ondas eletromagnéticas, os meios podem ser classificados como dispersivos, dissipativos e ativos. Basicamente todos os meios são dispersivos, isto é, possuem uma constante de permissividade dielétrica real $\epsilon(\omega)$, que depende da frequência ω da onda eletromagnética. Neste caso, cada componente da radiação eletromagnética associada a uma frequência ω terá uma velocidade de propagação diferente $v_f = \frac{c}{\sqrt{\mu\epsilon(\omega)}}$, onde c é a velocidade da luz no vácuo e μ é a permeabilidade magnética do meio e a onda irá se dispersar. Entretanto, além de dispersivos, os meios podem ser também dissipativos ou ativos. No primeiro caso a radiação é absorvida pelo meio, no segundo, o meio fornece energia para a radiação e a onda é amplificada.

A dissipação da radiação no meio pode ocorrer através de dissipação ôhmica, como no caso dos dutos imperfeitos portadores de elétrons livres, ou através de absorção ressonante, como no caso dos dielétricos cujos elétrons ligados oscilam em várias frequências.

Utilizando o formalismo bem estabelecido da eletrodinâmica os mecanismos de absorção de energia podem ser descri-

tos pela constante de permissividade dielétrica complexa do meio:

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0(\omega) + i \frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega},$$

onde $\epsilon_0(\omega)$ é a contribuição dos elétrons ligados (representa o efeito da polarização do meio na radiação eletromagnética) e $\sigma(\omega)$ é a condutividade associada a corrente de condução do meio.

Como será visto adiante, a absorção de energia relaciona-se apenas com a parte imaginária de $\epsilon(\omega)$, ou seja, sempre que

$$\text{Im} \{\epsilon(\omega)\} = \text{Im} \{\epsilon_0(\omega)\} + \frac{4\pi}{\omega} \text{Re} \{\sigma(\omega)\}$$

for apreciável, a absorção de energia será grande. Neste formalismo a absorção ressonante é representada por $\epsilon_0(\omega)$ o qual podemos escrever de forma implícita como

$$\epsilon_0 = \epsilon_0(\omega, \omega_1, \omega_2, \dots, \omega_j),$$

onde, $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_j$, são as frequências de ressonância dos elétrons ligados.

Um plasma magnetizado possui os dois tipos de absorção de energia. As frequências de ressonância são as frequências ciclotrônicas, eletrônica e iônica ω_{ce} e ω_{ci} respectivamente e outras possíveis combinações destas duas como por exemplo a frequência híbrida inferior $\omega_{LH} = (\omega_{ce} \times \omega_{ci})^{1/2}$.

A construção da máquina foi desenhada de tal modo que uma das frequências de ressonância do plasma produzido coinci-

disse com a frequência da RF.

O gás escolhido foi o argônio, com 99% de pureza, (fornecido pela Oxigênio do Brasil).

2.1 - DIMENSIONAMENTO DA MAQUINA

2.1.a - Fonte de Corrente e Bobinas do Espelho Magnético

As bobinas do espelho são circulares, com seção transversal retangular. As dimensões e as disposições das mesmas podem ser vistas na fig. 2.1-1. Cada bobina possui 3400 voltas de fio de cobre nº 3 e uma resistência de 4 Ω . Foi verificado que elas podiam suportar, em regime contínuo durante várias horas, uma potência dissipada, em cada uma, de até 100 W, o que correspondia a uma corrente contínua igual a

$$I_{Dc} = \sqrt{\frac{100}{4}} = 5 \text{ A}$$

circulando por elas.

A corrente máxima AC disponível era de 25A. Isto significa que a corrente contínua máxima na saída de um retificador de onda completa seria:

$$I_{Dc} = \frac{2I_{\max}}{\pi} = 15,9 \text{ A,}$$

portanto, mais do que suficiente para os nossos propósitos.

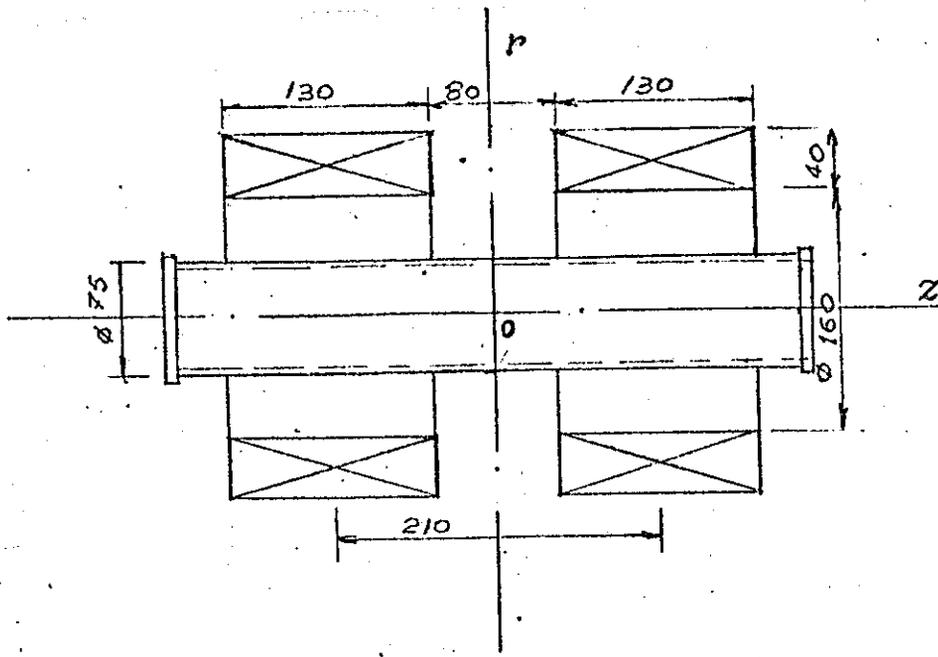


Fig. 2.1-1

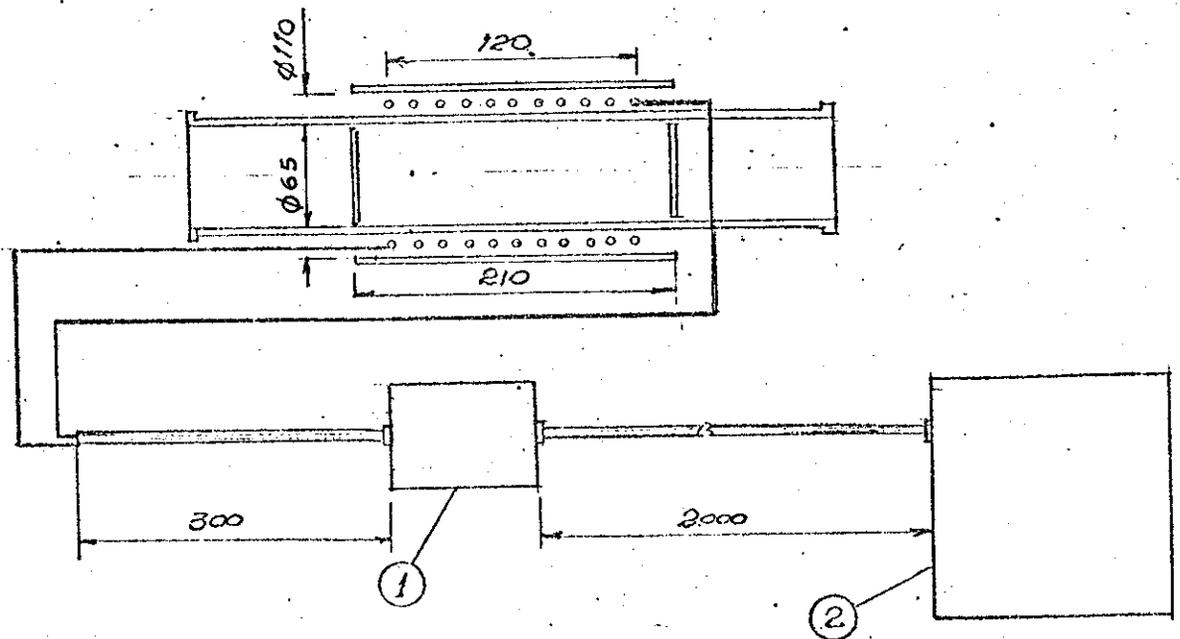


Fig. 2.1-4

1. Wattímetro
2. Gerador de RF

OBS.: cotas em milímetros

O esquema da fonte de corrente construída pode ser visto na fig. 2.1-2. Ela utiliza um filtro duplo LC responsável por um fator de ripple de 1% em 5 A. Com esta fonte de corrente e as duas bobinas, tínhamos uma variação de 0 a 0.5kG na indução magnética B, quando a corrente variava de 0 a 10 A.

A razão de espelho ρ é obtida a partir da expressão:

$$\rho = \frac{B(r = 0,0, z = 10,0)}{B(r = 0,0, z = 0,0)} = 1,3 ,$$

onde r corresponde à coordenada radial e z à coordenada axial, conforme está indicado no referencial da fig. 2.1-1.

2.1.b - Gerador de RF - Linha de Transmissão - Wattímetro - Antena

Uma vez definido o intervalo de variação da indução magnética B, ($0 \leq B \leq 150$ Gauss), no regime de operação contínua, podemos também calcular os intervalos de variação das frequências de ressonância do plasma, definidas com as seguintes fórmulas:

$$f_{ce} = \frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m_e c} = 1,76 \times 10^7 B \text{ (Hz)}$$

$$f_{ci} = \frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m_i c} = 9,58 \times 10^3 \frac{Z}{\mu} B \text{ (Hz)}$$

$$f_{LH} = (f_{ce} \times f_{ci})^{1/2} = 6,53 \times 10^4 \sqrt{\frac{Z}{\mu}} B \text{ (Hz)},$$

onde: f_{ce} = frequência de ciclotron do elétron

f_{ci} = frequência de ciclotron do íon

f_{LH} = frequência híbrida inferior

e = carga do elétron

B = indução magnética em Gauss

m_e (m_i) = massa de elétron (íon)

Z = estado de ionização

$\mu = \frac{m_i}{m_e}$ = razão entre a massa do íon e a massa do próton.

Assim, para uma indução magnética máxima de 150 Gauss as frequências de ressonância ficaram dentro dos intervalos:

$$0 \leq f_{ce} \leq 0,42 \text{ GHz}$$

$$0 \leq f_{ci} \leq 5,7 \text{ KHz}$$

$$0 \leq f_{LH} \leq 1,6 \text{ MHz}$$

Quando a frequência da RF está fora dos intervalos de f_{ci} e f_{LH} , apenas os elétrons são aquecidos por efeito ôhmico, as partículas pesadas (íons) permanecem em temperaturas bem inferiores e podem ser consideradas imóveis. Todos os esforços foram feitos para que o gerador de RF oscilasse dentro do intervalo de f_{LH} , entretanto, por motivos técnicos, a frequência de RF ficou restrita ao intervalo $25 \text{ MHz} \leq f_{RF} \leq 100 \text{ MHz}$. A frequência que utilizamos, para a qual, potência de saída do gerador foi otimizada, foi de $f_{RF} = 29 \text{ MHz}$. Com esta frequência de RF e o intervalo de variação da indução magnética B citado anteriormente, a única absorção ressonante possível de ser observada é a elétron ciclotron.

O gerador de RF construído utilizou uma válvula 6F50RA, conforme pode ser visto na fig. 2.1-3, que permite uma potência de saída de até 500 W. Entretanto, devido a limitação de outros componentes do circuito, não era conveniente trabalhar com uma potência direta superior a 50 W.

A RF era levada do gerador até a antena através de um cabo coaxial nº 220/V de 50Ω .

O casamento de impedância entre a saída do gerador, e a linha de transmissão, foi feito utilizando-se dois capacitores: um de 47 pf, e o outro de 82 pf fixados em paralelo e em série, respectivamente, nos terminais do cabo coaxial.

Um wattímetro de RF conectado através da linha de transmissão à 30 cm da antena, monitorava a potência dissipada pela antena.

O comprimento da coluna de plasma, igual a 210 mm, era limitado por dois eletrodos de latão, conforme pode ser visto na fig. 2.1-4. Os eletrodos eram discos de 3.5 mm de espessura e possuíam sete furos: um no centro com 10 mm de diâmetro (para permitir a introdução de sondas axiais), e os outros com 6 mm de diâmetro, igualmente espaçados em torno do furo central, para permitir o fluxo de gás. Um dos eletrodos foi aterrado para permitir que fossem feitas medidas, com a sonda de Langmuir conforme será posteriormente discutido na seção 3.5 do capítulo 3.

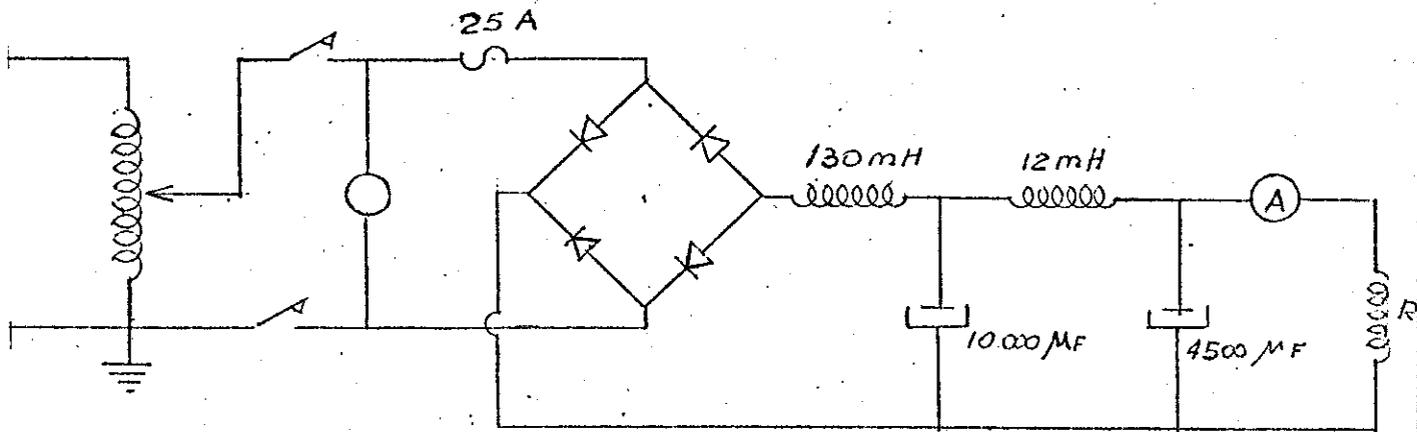


Fig. 2.1-2

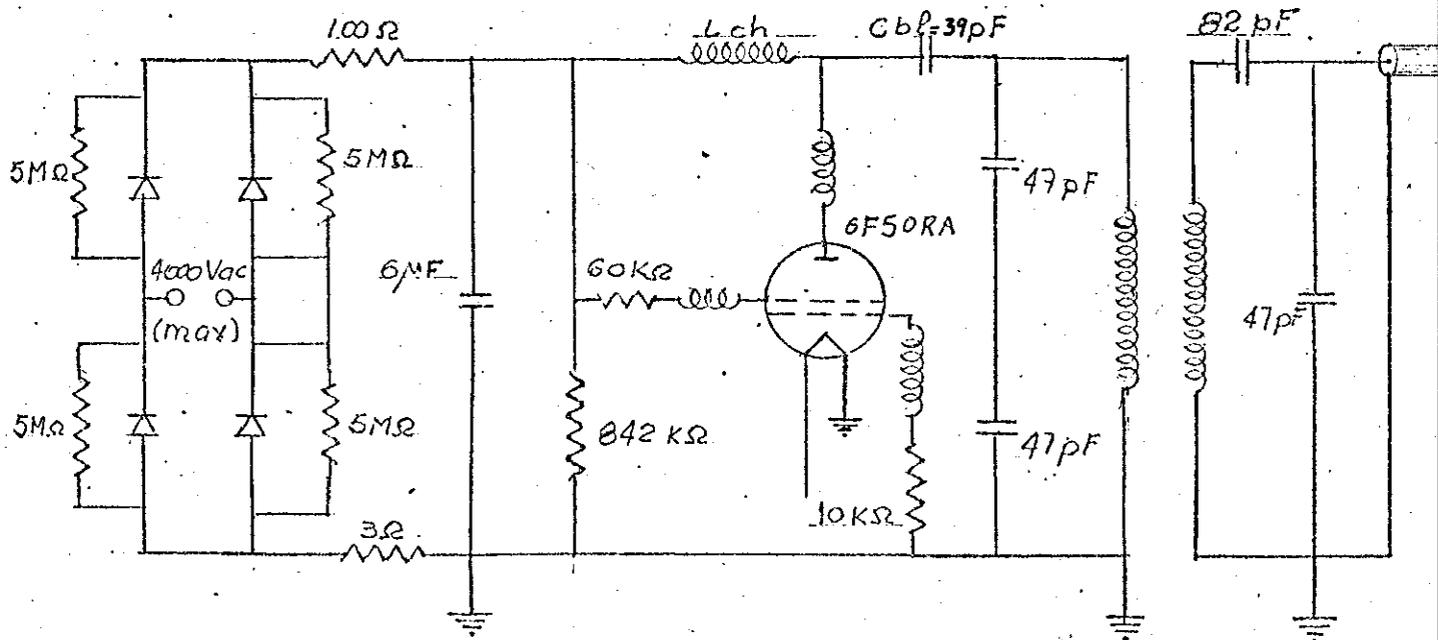


Fig. 2.1-3

2.1.c - Montagem da Máquina

A construção da máquina seguiu a linha padrão de um espelho magnético linear. O tubo de vidro utilizado para confinar o plasma, cujas dimensões podem ser vistas nas fig. 2.1-1, era acoplado ao sistema de vácuo por meio de uma câmara, onde estavam fixados os medidores de vácuo do tipo penning e pirani. Uma vista completa da montagem é mostrada na fig. 2.1-5. O sistema de vácuo era formado por uma bomba mecânica de um estágio, capaz de abaixar a pressão até 1 mtorr, e de uma bomba difusora, utilizada para limpar o sistema à uma pressão de 2 mmtorr. Este sistema utilizou duas válvulas de gaveta e uma válvula solenóide conforme indicado na fig. 2.1-5.

2.2 - REGIME DE OPERAÇÃO

O plasma era produzido em regime de fluxo contínuo. A pressão era controlada por meio de uma válvula de agulha e monitorada pelos medidores do tipo penning e pirani. As medidas dos parâmetros do plasma foram executadas para uma potência efetiva, dissipada na antena, variando de 7 W a 16 W e uma indução magnética variando de 0 a 150 G.

A escolha da pressão de trabalho foi baseada em três critérios: O primeiro, foi devido à frequência de RF. Para cada frequência de RF pode-se traçar uma curva de potência ne-

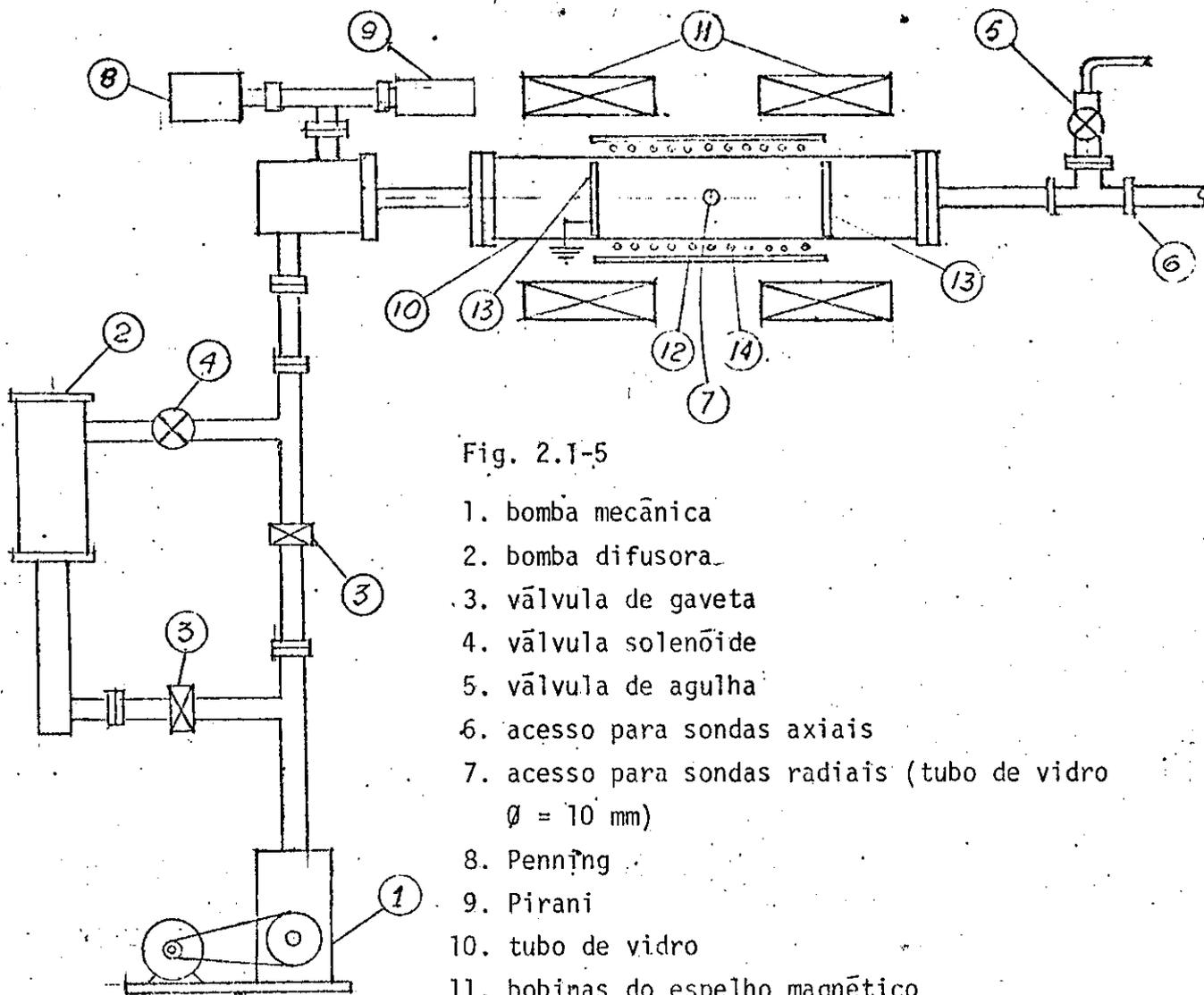


Fig. 2.1-5

1. bomba mecânica
2. bomba difusora
3. válvula de gaveta
4. válvula solenóide
5. válvula de agulha
6. acesso para sondas axiais
7. acesso para sondas radiais (tubo de vidro
 $\varnothing = 10 \text{ mm}$)
8. Penning
9. Pirani
10. tubo de vidro
11. bobinas do espelho magnético
12. solenóide de uma volta
13. eletrodos
14. antena helicoidal

cessária para que ocorra a ionização inicial versus a pressão do gás neutro. Em geral esta curva possui um mínimo para uma certa pressão, que denominaremos de pressão ótima. Portanto, a pressão ótima, que para o nosso caso foi de 23 mtorr, seria a primeira escolha natural para a pressão de regime de trabalho. O segundo foi o volume do plasma. Como já foi dito, durante a experiência, o plasma foi mantido confinado na forma de uma coluna cilíndrica de 210 mm de comprimento por 65 mm de diâmetro, por meio de dois eletrodos de latão. Tal requerimento é indispensável para se fazer uma boa medida da potência de RF, que é absorvida pelo plasma. Este requisito limitou a pressão de trabalho em valores inferiores a 15 mtorr. Acima de 15 mtorr o plasma ultrapassava os eletrodos e se espalhava por todo o tubo de vidro para potências diretas acima de 20 W. Tal fato também ocorria mesmo para potências diretas menores do que 20 W, quando a indução magnética ultrapassava 40 Gauss. O último critério baseia-se na relação entre λ e r_L , onde λ é o livre caminho médio, e r_L é o raio de Larmor.

Uma maneira simples de verificar se a ressonância poderá ser observada é a de que $\lambda \gg r_L$ ou, o que é equivalente, $\omega_{ce} \gg \nu$, onde ν representa a frequência de colisão elétron-átomo neutro. Este critério é intuitivamente razoável, pois quando r_L é muito menor do que λ a partícula poderá girar várias vezes em torno de uma linha de indução magnética B, antes de colidir, o que a torna apta a absorver energia da RF, caso as condições de ressonância sejam satisfeitas.

Para compreendermos como o mecanismo de absorção res-

sonante funciona, vamos decompor o movimento orbital do elétron em um movimento de dois osciladores lineares acoplados, com as direções de deslocamento perpendiculares entre si, em seguida façamos com que um dos eixos de oscilação coincida com a direção da componente do campo elétrico de rádio frequência E_{RF} , que é perpendicular a B. Quando $\omega_{RF} = \omega_{ce}$ a força externa exercida por E_{RF} sobre o elétron atuará sempre no mesmo sentido do deslocamento e a amplitude do movimento bem como a sua velocidade aumentarão. Conseqüentemente, também a temperatura e a energia do elétron aumentarão. Dizemos então, que o plasma está absorvendo energia na ressonância elétron ciclotron.

No caso em que $n_0 \gg n$, onde n_0 (n) representa a densidade de partículas neutras (elétrons), o livre caminho médio λ pode ser representado pela expressão

$$\lambda = \frac{1}{n_0 \sigma_{0a}}, \quad (2.2-1)$$

onde n_0 é a densidade do gás neutro e σ_{0a} é a seção de choque. Usando a equação de estado de um gás ideal para representar n_0 em função da pressão P a eq. 2.2-1 assume a forma

$$\lambda = \frac{6,23 \times 10^{-3}}{P} \quad (\text{cm}) \quad (2.2-2)$$

onde a unidade empregada para P é o torr. Nesta expressão, assumimos que $T = 300$ K, onde T representa a temperatura dos átomos neutros e $\sigma_{0a} = 5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$. Considerando a eq. 2.2-2, para que a desigualdade $\lambda > r_L$ seja satisfeita na ressonância, onde $r_L \approx 0.41$ cm, devemos trabalhar somente com valores de P tais que satisfaçam a relação $P < 16$ mtorr.

Com estes três critérios definimos o limite superior para a pressão de 15 mtorr. O limite inferior foi fornecido pela observação experimental. Verificamos que abaixo de 0.8 mtorr a RF não conseguia ionizar o gás. De acordo com as considerações feitas acima, seria apropriado escolhermos uma pressão de trabalho à 0.8 mtorr, porém, infelizmente, nesta faixa de pressão tanto o medidor de pressão do tipo penning quanto pirani são imprecisos. Por este motivo, que nada tem a ver com o plasma, foi escolhida a pressão de trabalho de 10 mtorr, a qual satisfaz a desigualdade $\lambda > r_L$ e pode ser medida com boa precisão pelo medidor pirani.

2.3 - CARACTERISTICAS DO PLASMA PRODUZIDO.

O plasma produzido, quando uma potência de 10 W era dissipada na antena, apresentou uma temperatura eletrônica média de 4 eV e uma densidade eletrônica de $3,5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, no centro da coluna de plasma. A temperatura aumentava quando íamos do centro para a periferia da coluna, enquanto que a densidade diminuía. Na tabela 2.3-1 podem ser vistos os valores de alguns parâmetros do plasma e seus respectivos erros, obtidos por meio da sonda de Langmuir.

TABELA 2.3-1

Sonda Paralela (r=0,0,z=4,0 cm) - B=0,0 - Pot.=10 W

Parâmetros		Erros Absolutos
KTe (ev)	4,2	Δ KTe 0,6
Vp (V)	12,1	Δ Vp 0,5
Is (μ A)	133,	Δ Is 10,
$n \times 10^8$ (cm ⁻³)	3,4	Δ n 0,6
λ (cm)	0,6	$\Delta\lambda$ 0,2
VTex10 ⁵ (cm/s)	6,8	Δ VTe 0,5
Fpex10 ⁸ (s ⁻¹)	1,7	Δ Fpe 0,2
$\nu \times 10^6$ (s ⁻¹)	1,1	$\Delta\nu$ 0,4
(1/2)nKTex10 ⁻⁴ (erg/cm ³)	11,0	Δ ((1/2)nKTe) 4,0

Nesta tabela, KTe é a temperatura eletrônica, Vp o potencial de plasma, Is a corrente de saturação dos elétrons, n a densidade eletrônica, λ o livre caminho médio, VTe a velocidade térmica dos elétrons, Fpe a frequência de plasma dos elétrons, ν a frequência de colisão elétron-átomo neutro, $(1/2)nKTe$ a densidade de energia.

Obs.: o erro absoluto é dado na mesma ordem de grandeza do respectivo parâmetro ao qual ele está associado.

TECNICAS DE DIAGNOSTICO

O levantamento dos parâmetros macroscópicos do plasma, foram realizados com a utilização de cinco técnicas de diagnóstico:

- medidores de pressão
- sonda Hall
- sonda magnética
- wattímetro de RF
- sonda de Langmuir.

Antes de iniciar a descrição detalhada de cada uma das técnicas acima, classificaremos as grandezas a serem medidas da seguinte forma:

Grandeza fundamental - é aquela que pode ser obtida da observação direta do instrumento ou sonda utilizado na sua medição,

Grandeza secundária - é aquela que necessita ser calculada de forma indireta, com o auxílio de uma ou mais equações teóricas, a partir dos resultados da observação do instrumento ou sonda utilizada na sua medição,

Grandeza terciária - é aquela que necessita de duas ou mais técnicas para ser medida e ou calculada.

3.1 - MEDIDORES DE PRESSAO

Os medidores de pressão utilizados foram modelos convencionais do tipo penning e pirani. O penning foi utilizado, na faixa de pressão 1 mtorr a 1 mmtorr, para monitorar a pressão na qual era feita a limpeza interna do tubo de vidro utilizado para confinar o plasma. O pirani foi previamente calibrado e empregado para controlar a pressão de regime do trabalho do gás neutro. O erro instrumental ΔP cometido na leitura da pressão para valores de P próximos a 10 mtorr era inferior a 2 mtorr.

Grandezas medidas: Fundamental: P - pressão

Terciárias: n_0 - densidade das partículas neutras

ν - frequência de colisão elétron-átomo neutro

σ - condutividade

λ - livre caminho médio

3.2 - SONDA HALL

A sonda Hall é utilizada para medir a indução magnética B . Esta sonda baseia-se no princípio do efeito Hall, onde os portadores de carga, na presença de uma indução magnética B , são desviados perpendicularmente à sua direção de deslocamento, dando origem a uma diferença de potencial V_H , como pode

ser visto na fig. 3.2-1. A relação entre V_H , a corrente que circula pela placa Hall I_c e B é:

$$V_H = K_H \cdot I_c \cdot B_n \quad (3.2-1)$$

onde K_H é a constante de Hall e B_n é o módulo da componente de B normal à placa Hall. A eq. 3.2-1 mostra que, uma vez conhecido o valor de K_H , se medirmos os valores de V_H e I_c , poderemos calcular B_n .

A calibração da sonda foi feita em um eletroímã, onde o valor de B era conhecido com uma precisão de uma parte em 10^7 , mantendo a corrente I_c fixa em 200 mA. O intervalo de campo magnético utilizado no ajuste das constantes da equação de Hall se situou entre $50 \text{ G} \leq B \leq 1081 \text{ G}$. A equação ajustada neste intervalo pelo método dos mínimos quadrados é:

$$V_H = b + a B_n \quad (3.2-2)$$

onde: $b = -0,95$

$\Delta b = 0,07$

$a = 0,074$

$\Delta a = 0,0001$

O erro instrumental de B_n , obtido pela eq. 3.2-2 é:

$$\Delta B_{ins} = B_n \left\{ \frac{\Delta V_H + \Delta b}{V_H - b} + \frac{\Delta a}{a} \right\} \quad (3.2-3)$$

Substituindo os valores numéricos das constantes na eq. 3.2-3, teremos:

$$\Delta B_{ins} = B_n \left\{ \frac{0,17}{V_H + 0,95} + 0,014 \right\}$$

As medidas de B_n foram feitas com uma sonda Hall comercial (modelo BH-700, fabricada pela Bell Inc.). O desenho e as dimensões da mesma podem ser vistos na fig. 3.2-2.

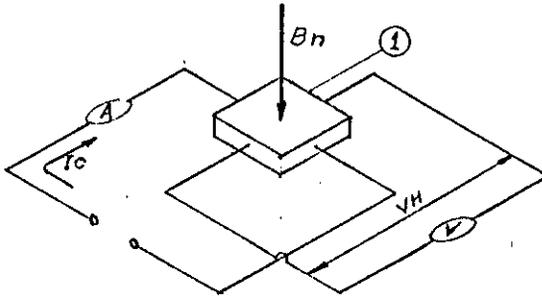


Fig. 3.2-1

1. Sonda de Hall

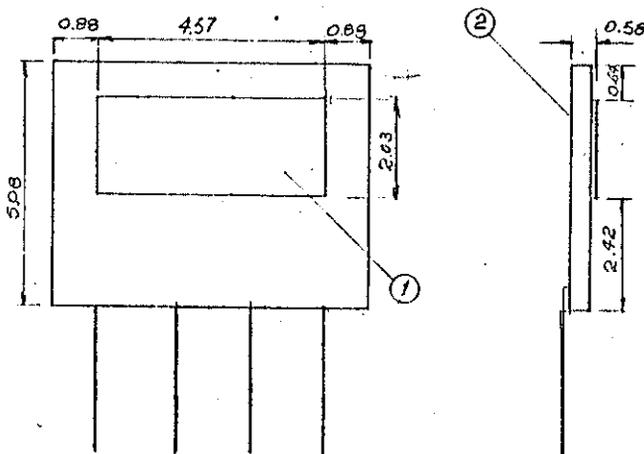


Fig. 3.2-2

1. Placa de Hall

2. Substrato de Cerâmica

3.3 - WATTÍMETRO DE RF

O wattímetro de RF é um instrumento utilizado para medir potência de RF. O wattímetro ficou permanentemente conectado à linha de transmissão entre o gerador de RF e a antena conforme pode ser visto na fig. 2.1-4. O instrumento utiliza um pequeno acoplador direcional, inserido em uma cavidade coaxial. O acoplador direcional é um dispositivo que separa amostras da onda direta e refletida, na linha de transmissão, amostras estas, que são levadas até um voltímetro de RF, que fornecerá, através de uma escala corrigida, as potências direta e refletida (Refs. 6, 7, 8, 9).

Grandezas medidas: Fundamental: $\langle P \rangle$ - potência

Secundárias: $|\rho|$ - módulo do coeficiente de reflexão

S - razão de onda estacionária

Terciárias: ρ - coeficiente de reflexão

Z_L - impedância de carga

σ - condutividade

V_{RF} - tensão de RF

E_{RF} - campo elétrico de RF

3.3.a - Equações das Linhas de Transmissão sem Perdas

Com a finalidade de explorarmos todas as informações,

que podem ser obtidas com a utilização do waltímetro, faremos uma breve discussão sobre a teoria das linhas de transmissão.

As equações para as distribuições de tensão e corrente podem ser escritas na seguinte forma (Ref. 10):

$$V(x) = |V_D| e^{j\omega t} e^{jkx} + |V_R| e^{j(\omega t + \phi)} e^{-jkx} \quad (3.3.a-1)$$

$$I(x) = \frac{|V_D|}{Z_0} e^{j\omega t} e^{jkx} - \frac{|V_R|}{Z_0} e^{j(\omega t + \phi)} e^{-jkx} \quad (3.3.a-2)$$

Nessas equações, $|V_D|$ e $|V_R|$ representam os valores máximos das tensões direta e refletida respectivamente. $V(x)$ e $I(x)$ representam a tensão e corrente a uma distância x da impedância de carga (considerada como a origem do sistema de coordenadas), eles são números complexos definidos como fasores. Z_0 é a impedância característica da linha de transmissão. ω é a frequência da oscilação. ϕ foi introduzido para incorporar uma defasagem entre a tensão direta e a refletida. $K = 2\pi/\lambda$ é o número de onda.

Colocando $|V_D| e^{j\omega t} e^{jkx}$ em evidência, as eq. 3.3.a-1 e 3.3.a-2 podem ser reescritas na seguinte forma:

$$V(x) = V_D e^{jkx} (1 + |\rho| e^{-j(2kx - \phi)}) \quad (3.3.a-3)$$

$$I(x) = \frac{V_D}{Z_0} e^{jkx} (1 - |\rho| e^{-j(2kx - \phi)}) \quad (3.3.a-4)$$

onde $V_D = |V_D| e^{j\omega t}$ e $|\rho| = \frac{|V_R|}{|V_D|} = \left\{ \frac{\langle P_R \rangle}{\langle P_D \rangle} \right\}^{1/2}$, onde $\langle P_D \rangle$ ($\langle P_R \rangle$) é a média temporal da potência direta (refletida).

A grandeza

$$\rho = |\rho| e^{j\phi} = \frac{|V_R| e^{j(\omega t + \phi)}}{|V_D| e^{j\omega t}} \quad (3.3.a-5)$$

é definida como o coeficiente de reflexão complexo, ele é a razão entre a voltagem refletida e a voltagem direta medidas na impedância de carga ou na origem, onde $x = 0$.

Uma inspeção da eq. 3.3.a-3 nos mostra que a voltagem é máxima quando

$$2kx - \phi = 2n\pi, \quad (3.3.a-6)$$

onde $n = 0, 1, 2, \dots$

O valor absoluto máximo da voltagem é

$$|V(x)|_{\max} = (1 + |\rho|) |V_D| \quad (3.3.a-7)$$

onde $n = 0, 1, 2, \dots$

O valor absoluto mínimo da voltagem é:

$$|V(x)|_{\min} = (1 - |\rho|) |V_D| \quad (3.3.a-8)$$

A voltagem é mínima quando

$$2kx - \phi = (2n + 1)\pi, \quad (3.3.a-9)$$

Uma inspeção da eq. 3.3.a-4 nos mostra que a corrente é máxima quando a eq. 3.3.a-9 é satisfeita. Neste caso, a corrente tem um valor absoluto máximo de

$$|I(x)|_{\max} = \frac{|V_D|}{Z_0} (1 + |\rho|) \quad (3.3.a-10)$$

A corrente mínima ocorre quando a eq. 3.3.a-6 é sa-

tisfeita. Neste caso o valor absoluto mínimo da corrente é:

$$|I(x)|_{\min} = \frac{|V_D|}{Z_0} (1 - |\rho|) \quad (3.3.a-11)$$

Os pontos de mínimo são denominados de nodos e os pontos de máximo de anti-nodos. A razão entre a amplitude de uma onda estacionária em um ponto de anti-nodo pela amplitude da mesma em um ponto de nodo é definida como razão de onda estacionária, a qual denotaremos por S. Com o uso das eqs. 3.3.a-7 e 3.3.a-8 ou das eqs. 3.3.a-10 e 3.3.a-11, podemos obter a razão de onda estacionária

$$S = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|} \quad (3.3.a-12)$$

A razão entre a tensão e a corrente em $x = 0$, determina a impedância de carga Z_L , ou seja:

$$\frac{V(0)}{I(0)} = Z_L \quad (3.3.a-13)$$

Fazendo $x = 0$ nas eqs. 3.3.a-3 e 3.3.a-4 e substituindo os resultados na eq. 3.3.a-13, obteremos:

$$Z_L = Z_0 \frac{1 + \rho}{1 - \rho} \quad (3.3.a-14)$$

Resolvendo a eq. 3.3.a-14 para ρ , obteremos:

$$\rho = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (3.3.a-15)$$

A localização de um máximo ou mínimo de tensão e a especificação da razão de onda estacionária, determinam completamente o coeficiente de reflexão e a impedância de carga, quando a impedância característica da linha e a frequência de

oscilação são conhecidas.

Para finalizar nossa discussão, vamos agora avaliar e derivar as equações de transmissão para linhas sem perdas. Com este propósito, vamos reescrever as eqs. 3.3.a-3 e 3.3.a-4 na seguinte forma:

$$V(x) = V_D e^{jkx} [1 + \rho e^{-j2kx}] \quad (3.3.a-16)$$

$$I(x) = \frac{V_D}{Z_0} e^{jkx} [1 + \rho e^{-j2kx}] \quad (3.3.a-17)$$

onde ρ é dado pela eq. 3.3.a-15.

Consideremos a seguinte definição:

$$V(x=0) = V_L, \quad (3.3.a-18)$$

onde V_L é a tensão sobre a carga.

Segue-se das eqs. 3.3.a-16 e 3.3.a-18 que:

$$V_L = (1 + \rho)V_D$$

$$V_D = \frac{V_L}{1 + \rho} = \frac{V_L}{1 + \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0}} = \frac{(Z_L + Z_0) V_L}{2 Z_L} \quad (3.3.a-19)$$

A substituição da eq. 3.3.a-19 nas eqs. 3.3.a-16 e

3.3.a-17 fornecerá:

$$V(x) = \frac{V_L}{Z_L} \left\{ \left(\frac{Z_L + Z_0}{2} \right) e^{jkx} + \left(\frac{Z_L - Z_0}{2} \right) \left(\frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \right) e^{-jkx} \right\}$$
$$V(x) = \frac{V_L}{Z_L} \left\{ Z_L \left(\frac{e^{jkx} + e^{-jkx}}{2} \right) + Z_0 \left(\frac{e^{jkx} - e^{-jkx}}{2} \right) \right\} \quad (3.3.a-20)$$
$$V(x) = V_L \left\{ \cos kx + j \frac{Z_0}{Z_L} \operatorname{sen} kx \right\}$$

Analogamente:

$$I(x) = \frac{V_L}{Z_L Z_0} \left[\left(\frac{Z_L + Z_0}{2} \right) e^{jkx} - \left(\frac{Z_L - Z_0}{2} \right) \left(\frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \right) e^{-jkx} \right]$$

$$I(x) = \frac{V_L}{Z_0 Z_L} \left[Z_0 \left(\frac{e^{jkx} + e^{-jkx}}{2} \right) + Z_L \left(\frac{e^{jkx} - e^{-jkx}}{2} \right) \right] \quad (3.3.a-21)$$

$$I(x) = \frac{V_L}{Z_L} \left| \cos kx + j \frac{Z_L}{Z_0} \sin kx \right|$$

As eqs. 3.3.a-20 e 3.3.a-21 fornecem a tensão e a distribuição de corrente em termos das grandezas avaliadas na carga em $x = 0$.

3.3.b - Estimativa da Tensão de RF sobre Antena

Consideramos o caso genérico em que a potência é dissipada em uma impedância de carga complexa Z_L , do tipo:

$$Z_L = R + jX \quad (3.3.b-1)$$

onde R é a resistência de radiação da antena e X é a sua reatância. Nesse caso, de acordo com a eq. 3.3.a-15 o coeficiente de reflexão será complexo.

A potência dissipada na carga, pode ser calculada, em qualquer posição da linha de transmissão, através da relação

$$\langle P \rangle = \text{Re} \{ V(x) I^*(x) \}, \quad (3.3.b-2)$$

onde $\langle P \rangle$ representa a média temporal da potência. Nesta equação já foram considerados os valores eficazes de $V(x)$ e $I(x)$.

Substituindo as eqs. 3.3.a-3 e 3.3.a-4, que já toom incorporadas um coeficiente de reflexão complexo, na eq. 3.3.b-2, obteremos:

$$\langle P \rangle = \frac{|V_D|^2}{Z_0} (1 - |\rho|^2) \quad (3.3.b-3)$$

Substituindo a eq. 3.3.a-7 na eq. 3.3.b-3 e considerando a definição de S fornecida pela eq. 3.3.a-12, nós podemos obter a seguinte expressão para a potência:

$$\langle P \rangle = \frac{|V(x)|^2}{Z_0} \max \cdot \frac{1}{S} \quad (3.3.b-4)$$

De forma análoga, substituindo a eq. 3.3.a-9 na eq. 3.3.b-3, obteremos:

$$\langle P \rangle = \frac{|V(x)|^2}{Z_0} \min \cdot S \quad (3.3.b-5)$$

Como já foi discutido na introdução da seção 3.3, podemos medir o módulo de ρ com o wattímetro e calcular S. Isto significa, que para uma certa potência, podemos calcular os valores de máximo e mínimo da tensão de RF, ao longo da linha e, dessa forma, ter uma idéia da tensão aplicada à antena.

O quadrado do módulo do coeficiente de reflexão foi igual a aproximadamente 1/3 em toda a faixa de potência utilizada e para todas as condições em que o plasma era produzido (inclusive na situação sem plasma). Isto significa que $S = 3,76$. Nesse caso, para os valores típicos de potência direta $\langle P_D \rangle = 15$ W e potência refletida $\langle P_R \rangle = 5$ W, a tensão aplicada à antena V_L , de acordo com as eqs. 3.3.b-4 e 3.3.b-5 deverá estar dentro do intervalo $11,6 \text{ V} \leq |V_L| \leq 43,2 \text{ V}$.

3.4- SONDA MAGNETICA

A sonda magnética consiste essencialmente de uma pequena espira de fio, da qual podemos obter um sinal elétrico, que pode ser associado às grandezas do campo eletromagnético dinâmico, no qual ela está imersa.

O princípio de seu funcionamento baseia-se na lei de Lenz. Esta lei estabelece que, quando variamos o fluxo do campo magnético através de um contorno condutor fechado, aparecerá neste, um fluxo magnético induzido, de igual intensidade, que tende a se opor às variações do fluxo magnético externo.

A fig. 3.4.-1 mostra um esquema de uma montagem típica.

Grandezas medidas: Primárias: ω - frequência da RF
 V_{RF} - tensão da RF
Secundárias: E_{RF} - campo elétrico de RF
 B_{RF} - campo magnético induzido de RF
Terciárias: σ - condutividade do plasma

3.4.a - Dimensionamento da Sonda

O primeiro critério que deve ser observado, quando pretendemos realizar medidas absolutas dos campos oscilatórios, é o de que o tempo de resposta da sonda τ seja menor do que o tempo de variação do campo externo. Na prática, quando o

campo externo é do tipo senoidal, é suficiente, para assegurar que os sinais induzidos na sonda não serão atenuados, que tenhamos $\tau = 0,1 \frac{T}{4}$, onde T é o período do campo externo. Em um circuito RL em série como o da fig. 3.4-1, a resposta à frequência é determinada pela constante de tempo L/R_0 , onde L é a indutância da espira e R_0 é resistência de acoplamento entre a linha de transmissão e o osciloscópio (em geral R_0 é igual a impedância característica da linha de transmissão). A constante de tempo L/R_0 representa o menor tempo de flutuação em que a sonda responderá com sensibilidade adequada (Ref.11). Concluímos, então, que para fazermos medidas de intensidades corretas com a sonda magnética, devemos projetá-la de tal forma que:

$$\frac{L}{R_0} \leq 0,1 \frac{T}{4} \quad (3.4.a-1)$$

Portanto, para uma frequência de 29 MHz, a indutância deverá ser menor do que

$$L \leq 8,26 \times 10^{-10} R_0 \quad (3.4.a-2)$$

por exemplo, para uma resistência de acoplamento de 50Ω a indutância deverá ser menor ou igual a 43,1 nH.

A indutância da sonda utilizada, cujas características e dimensões podem ser vistas na fig.3.4-2, foi medida na frequência de 1 MHz por uma ponte de impedâncias. O valor obtido foi de 201 ± 2 nH, o que inviabiliza a utilização de uma resistência de 50Ω . Decidimos, então, conectar a sonda diretamente no osciloscópio e utilizar a sua impedância de entrada

como a impedância de carga do circuito equivalente representativo da configuração sonda magnética-cabo coaxial-impedância de entrada, conforme pode ser visto na fig. 3.4-3.

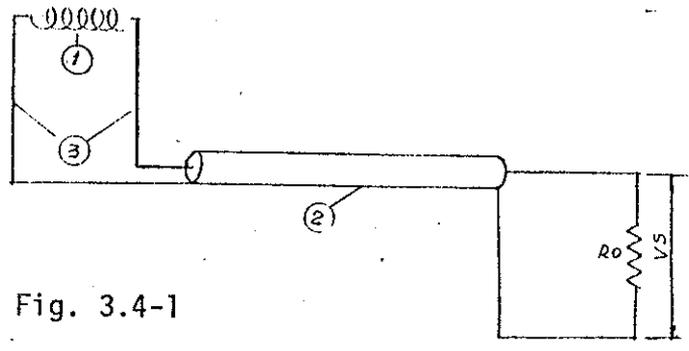


Fig. 3.4-1

1. Sonda magnética
2. Cabo coaxial de 50 Ω
3. Fios de cobre torcidos entre si.

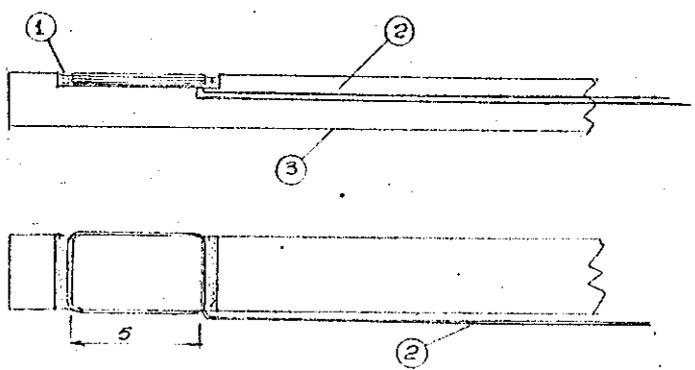


Fig. 3.4-2

1. Cola
2. Fios de cobre torcidos entre si
3. Base de lucite

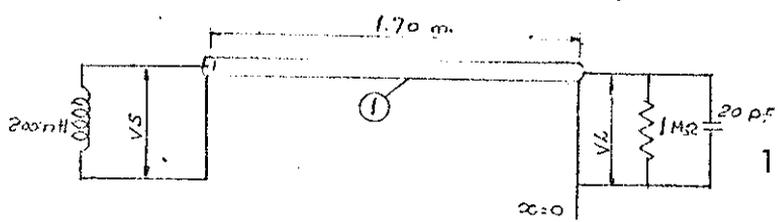


Fig. 3.4-3

1. Cabo coaxial de 50 Ω

O módulo da impedância de entrada do osciloscópio é:

$$|Z_L| = \frac{1}{1 + (\omega C)^2 R^2} \{R^2 + (\omega C)^2 R^4\}^{1/2} \quad (3.4.a-3)$$

Substituindo os valores numéricos fornecidos na fig. 3.4-3

na eq. 3.4.a-3, obteremos $|Z_L| = 273,7 \Omega$.

Considerando este valor de resistência e a inequação 3.4.a-2, o limite superior permitido para a indutância será de 237 nH. Como a indutância da sonda está abaixo deste valor, o seu tempo de resposta será apropriado para as nossas necessidades.

3.4.b - Cálculo da Tensão e Campo Elétrico de RF

Só é possível calcularmos a tensão e o campo elétrico de RF, se conhecermos a priori a geometria e a característica dos campos produzidos pela antena de RF. Vamos iniciar este estudo analisando a geometria dos campos. Como vimos, no capítulo 2, a antena utilizada era um solenóide de 11 espiras, com 8 cm de diâmetro e 120 cm de comprimento. O elemento de circuito natural para representar este tipo de antena é a indutância, e os campos a ela associados, representam a oscilação de um dipolo magnético; tais campos são representados pelas seguintes equações (Ref. 12):

$$\vec{B} = k^2 (\hat{n} \times \vec{m}) \times \hat{n} \frac{e^{ikr}}{r} + \{3\hat{n}(\hat{n} \cdot \vec{m}) - \vec{m}\} \left(\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2} \right) e^{ikr} \quad (3.4.b-1)$$

$$\vec{E} = -k^2 (\hat{n} \times \vec{m}) \frac{e^{ikr}}{r} \left(1 - \frac{1}{ikr}\right) \quad (3.4.b-2)$$

onde: \hat{n} é o vetor unitário na direção do raio vetor \vec{r} , ou seja, $\vec{r} = r\hat{n}$.

\vec{m} é o momento de dipolo magnético.

k é o número de onda.

Nestas equações, a origem do sistema de coordenadas está no centro do dipolo. Elas são válidas para todos os comprimentos de onda e para todas as distâncias relativas à origem do dipolo. A partir destas equações, pode-se mostrar de forma imediata que o campo elétrico só possui componentes transversais ao raio vetor, em todas as distâncias, ou seja, $\hat{n} \cdot \vec{E} = 0$.

Da mesma forma, pode-se mostrar que o campo magnético possui componentes paralela e perpendicular a \hat{n} . No caso particular de um dipolo magnético constituído de apenas uma única espira, percorrida por uma corrente I , as expressões em coordenadas esféricas, para as componentes do campo magnético, válidas somente para regiões afastadas do dipolo, são:

$$B_r = 2 \left| \vec{m} \right| \frac{\cos\theta}{r^3}$$

$$B_\theta = \left| \vec{m} \right| \frac{\sin\theta}{r} \quad (r \gg 1) \quad (3.4.b-3)$$

$$B_\phi = 0$$

A fig. 3.4-4 mostra como o sistema de coordenadas está posicionado em relação ao anel condutor.

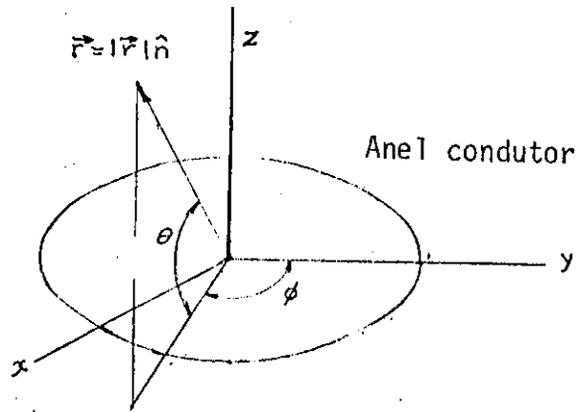


Fig. 3.4-4

A não existência de campo magnético na direção ϕ , como era de se esperar, devido à simetria do problema, significa que o campo elétrico associado às variações temporais do campo magnético só têm componentes na direção ϕ , como pode ser visto na demonstração abaixo:

Consideremos a equação de Ampère:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t},$$

válida no caso em que $\mu = \epsilon = 1$.

Calculando o rotacional de \vec{B} , usando para isto as componentes de \vec{B} da eq. 3.4.b-3, encontraremos:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial r} (rB\theta) - \frac{\partial Br}{\partial \theta} \right) \hat{e}_\phi = \frac{|\vec{r}|}{r^2} \frac{\text{sen}\theta}{2} \left(1 - \frac{1}{r} + \frac{2}{r^2} \right) \hat{e}_\phi \quad (r \gg 1) \quad (3.4.b-4)$$

Com o auxílio da eq. 3.4.b-4, assumindo uma dependência para o campo elétrico do tipo $\vec{E} = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t}$, podemos constatar que:

$$\vec{E}(\vec{r}) = E_{\phi} \hat{e}_{\phi}$$

onde

$$E_{\phi} = c |\vec{m}| \frac{\sin\theta}{r^2} \left(1 - \frac{1}{r} + \frac{2}{r^2}\right) \quad (3.4.b-5)$$

A eq. 3.4.b-5 nos mostra que para regiões afastadas do dipolo, o campo elétrico só tem componente na direção \hat{e}_{ϕ} . Considerando, entretanto, a simetria dos campos do dipolo magnético e as informações obtidas com as equações genéricas 3.4.b-1 e 3.4.b-2, podemos estender este resultado para todas as regiões, o que completa a nossa demonstração.

As características dos campos no interior da antena foram levantadas com a sonda magnética e podem ser vistas nas fig. 3.4-5 e 3.4-6. Nestas figuras foram feitos deslocamentos radiais e axiais da sonda. A tensão induzida na sonda, foi normalizada com relação ao maior valor obtido e representada com a notação $\frac{V_s(z)}{V_s(0)}$. Esta tensão é proporcional às variações temporais do fluxo magnético normal ao plano da sonda e, portanto, proporcional também à tensão de RF definida por V_{ϕ} . A curva 2 da fig. 3.4-5 nos mostra, como é característico de um dipolo magnético, que V_{ϕ} decai a medida que nos deslocamos no centro para a periferia do solenóide. Quando existe plasma no interior do solenóide, o comportamento de V_{ϕ} muda drasticamente, como pode ser visto na curva 1 da fig. 3.4-5.

$$\frac{V_s(z)}{V_s(0)}$$

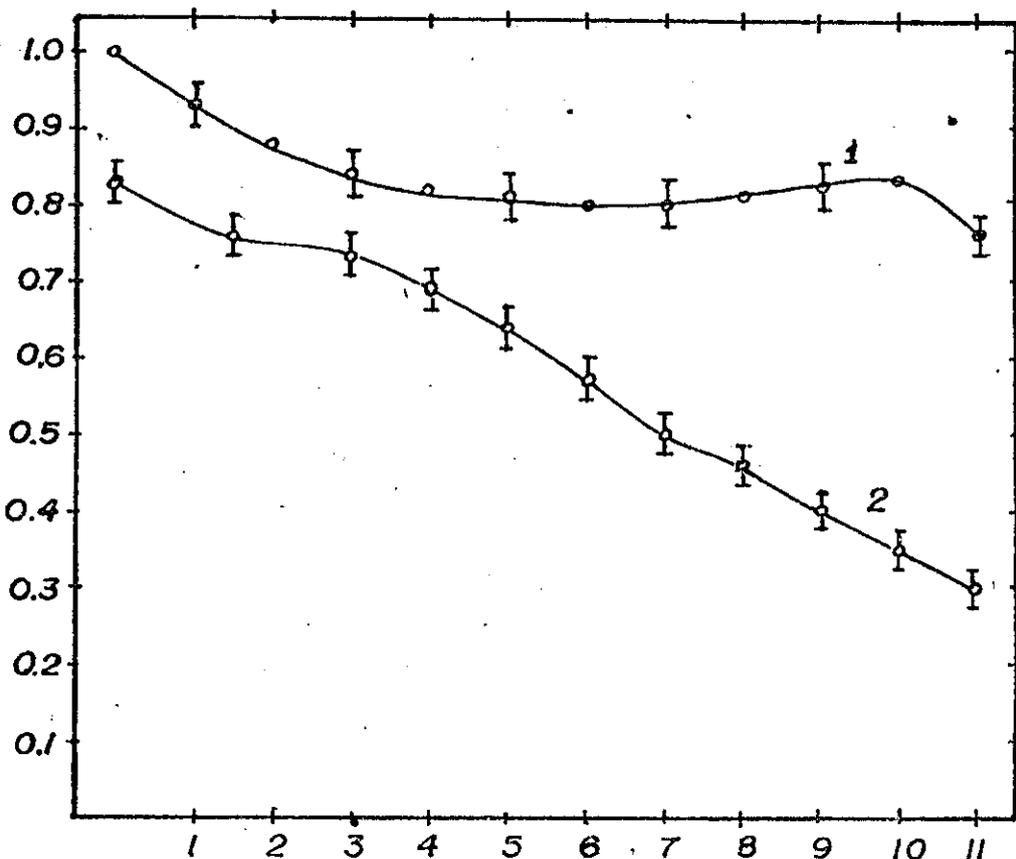


Fig. 3.4-5 - As curvas 1 e 2 mostram as variações dos $Z(\text{cm})$ valores normalizados das tensões induzidas na sonda magnética ao longo de z , em $r=0$, com e sem plasma respectivamente. $P=10$ mtorr, $\langle P \rangle = 10$ W e $B=0$.

$$\frac{V_s(r)}{V_s(0)}$$

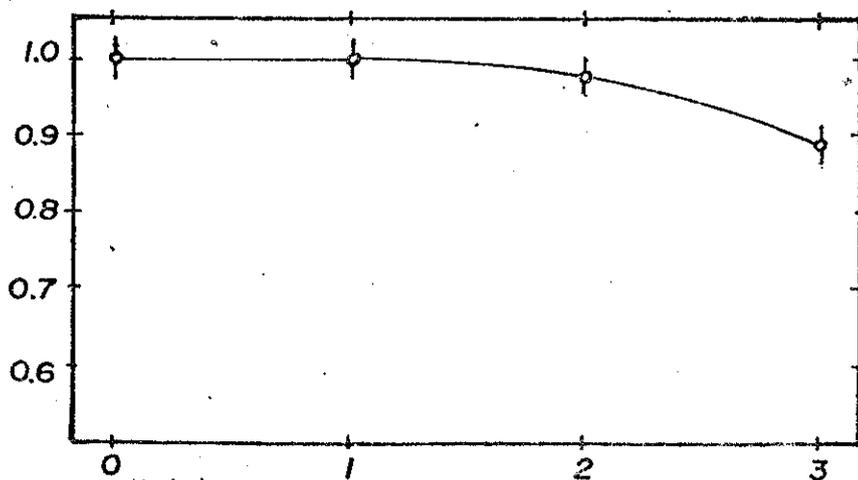


Fig. 3.4-6 - $\frac{V_s(r)}{V_s(0)}$ representa a tensão induzida na sonda, normalizada em relação ao maior valor. O deslocamento radial foi feito na posição axial $z=0$. $P=10$ mtorr, $\langle P \rangle = 10$ W e $B=0$.

Neste caso V_ϕ se mantém aproximadamente constante ao longo de z , em torno de 80% do valor máximo. A fig. 3.4-6 nos mostra que para uma certa posição axial z a intensidade do campo magnético varia muito pouco ao longo do raio de plasma. Mais precisamente, temos uma variação de apenas 10% na intensidade do campo, em relação ao ponto central e $r = 3$ cm.

Uma vez caracterizada a geometria e a forma dos campos de RF, podemos dar início aos cálculos da tensão de RF V_ϕ e do campo elétrico de RF E_ϕ .

A tensão induzida na sonda magnética, devido à oscilação do campo de RF pode ser obtida com o auxílio da lei de Faraday

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.4.b-6)$$

Consideremos, para representar a nossa sonda, uma espira de raio r_s e área Σ , envolvida pelo contorno Γ , tomado ao longo da circunferência, conforme indicado no desenho da fig. 3.4-7.

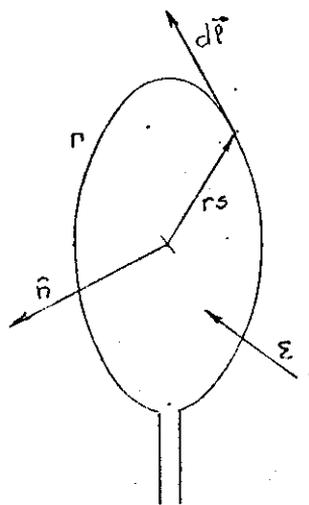


Fig. 3.4-7

Integrando ambos os lados da eq. 3.4.b-6 na superfície Σ , teremos:

$$\int_{\Sigma} (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \cdot \hat{n} da = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Sigma} \vec{B} \cdot \hat{n} da \quad (3.4.b-7)$$

Posicionando a espira de forma que a normal \hat{n} coincida com a direção axial z , o segundo membro da eq. 3.4.b-7 se torna:

$$-\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Sigma} B_z(r,z,t) da = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_z(r,z,t)}{\partial t} \int_{\Sigma} da = -\frac{1}{c} A_s \frac{\partial B_z(r,z,t)}{\partial t} \quad (3.4.b-8)$$

onde A_s é a área da sonda. Na eq. 3.4.b-8 consideramos o fato de que as variações de B_z dentro da sonda são desprezíveis devido às dimensões da mesma.

Usando o teorema de Stokes, o primeiro membro da eq. 3.4.b-7 se torna

$$\int_{\Sigma} (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \cdot \hat{n} da = \oint_{\Gamma} \vec{E} \cdot d\vec{\ell} = V_s(r,z,t) \quad (3.4.b-9)$$

onde $V_s(r,z,t)$ é a tensão induzida na sonda magnética. Dessa forma, podemos obter a seguinte relação:

$$V_s(r,z,t) = A_s \left(-\frac{1}{c}\right) \frac{\partial B_z(r,z,t)}{\partial t} \quad (3.4.b-10)$$

Se o centro da sonda coincidir com a coordenada $r = 0$, então, a tensão $V_s(r=0,z,t)$ fornecerá o valor da tensão de RF em $r = r_s$.

Para obtermos a tensão de RF em um raio R maior do que r_s , devemos proceder de maneira análoga e calcularmos a

tensão induzida em uma espira de raio R, centrada na origem.

Neste caso a expressão será:

$$V_{\phi}(R, z, t) = \int_{\Sigma'} \left(-\frac{1}{c} \right) \frac{\partial B_z(r, z, t)}{\partial t} da, \quad (3.4.b-11)$$

onde Σ' é a área envolvida pela espira de raio R. Substituindo a eq. 3.4.b-10 em 3.4.b-11, obteremos:

$$V_{\phi}(R, z) = \frac{2\pi}{As} \int_0^R V_s(r, z) r dr, \quad (3.4.b-12)$$

onde omitimos a variável t, uma vez que as defasagens temporais entre V_{ϕ} e V_s são desprezíveis.

O campo elétrico pode ser calculado utilizando para isto o primeiro termo da eq. 3.4.b-12, pois

$$V_{\phi}(R, z) = \oint_{\Gamma'} E_{\phi}(R, z) d\ell = E_{\phi}(R, z) \oint_{\Gamma'} d\ell = 2\pi R E_{\phi}(R, z), \quad (3.4.b-13)$$

onde Γ' é o contorno da circunferência de raio R. Substituindo a eq. 3.4.b-12 em 3.4.b-13, obteremos:

$$E_{\phi}(R, z) = \frac{1}{R As} \int_0^R V_s(r, z) r dr \quad (3.4.b-14)$$

As eqs. 3.4.b-12 e 3.4.b-14 são válidas para campos não homogêneos, como é o caso de um campo de dipolo magnético. Entretanto, como vimos anteriormente, dentro do dipolo, as variações radiais do campo magnético são muito pequenas. Considerando, então, $V_s(r, z) \approx V_s(z)$ as eqs. 3.4.b-12 e 3.4.b-14 assumem a seguinte forma:

$$V_{\phi}(r, z) = \frac{\pi r^2}{As} V_s(z) \quad (3.4.b-15)$$

$$E_{\phi}(r, z) = \frac{r}{2 A_s} V_s(z) \quad (3.4.b-15)$$

3.4.c - Cálculo da Tensão Induzida na Sonda Magnética

Como vimos nas expressões da eq. 3.4.b-15, para calcularmos a tensão e campo elétrico de RF, necessitamos conhecer a tensão induzida V_s . Na ordem de grandeza da frequência de oscilação dos campos envolvidos (~ 30 MHz), como já foi discutido na seção 3.3 do presente capítulo, a tensão ao longo do cabo coaxial se torna uma função da distância. O problema de se calcular a tensão induzida na sonda V_s , a partir da tensão medida pelo osciloscópio V_L , deve ser abordado com a teoria das linhas de transmissão. Utilizando a eq.3.3.a-20, a tensão, na linha de transmissão, à uma distância x da impedância de carga Z_L é dada por:

$$V(x) = V(0) \left\{ \cos kx + j \frac{Z_0}{Z_L} \sin kx \right\} \quad (3.4.c-1)$$

Considerando o circuito equivalente da fig. 3.4-3, a impedância de carga Z_L (impedância de entrada do osciloscópio) terá a seguinte forma:

$$\frac{1}{Z_L} = \frac{1}{R} + j\omega c \quad (3.4.c-2)$$

substituindo $1/Z_L$ na expressão de $V(x)$ e tomando o módulo, teremos:

$$|V(x)| = V_L \left\{ (\cos kx - Z_0 \omega c \sin kx)^2 + \left(\frac{Z_0}{R} \sin kx \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (3.4.c-3)$$

onde $V_L = |V(x=0)|$.

Considerando os valores dos elementos de circuitos indicados na fig. 3.4-3, a tensão na sonda é:

$$|V(x = 1.7 \text{ m})| = V_s = 0,35 V_L \quad (3.4.c-4)$$

Substituindo a eq. 3.4.c-4 nas expressões da eq. 3.4.b-15, juntamente com o valor de A_s multiplicado por 5 (número de voltas da sonda), encontraremos as seguintes expressões de V_ϕ e E_ϕ :

$$V_\phi(r, z) = 1,47 \times 10^4 r^2 V_L(z) \quad (3.4.c-5)$$

$$E_\phi(r, z) = 2,34 \times 10^3 r V_L(z) \quad (3.4.c-6)$$

onde $V_L(z)$ foi a notação utilizada para representar a tensão medida no osciloscópio quando a sonda magnética se encontrava na posição $V_s(r=0.0, z)$.

Na fig. 3.4-8 podemos ver o comportamento da tensão de RF ao longo do raio, calculada com a eq. 3.4.c-5. Nestas figuras são mostradas quatro curvas, que correspondem a três regimes de operação da máquina, classificados de acordo com a forma em que a potência é absorvida pelo plasma. Estes regimes podem ser associados ao campo magnético B ou à frequência de ciclotron do elétron da seguinte forma:

O primeiro regime ocorre para $B=0$, ($\omega_{ce}=0$). Neste caso a energia da RF é dissipada no plasma simplesmente por efeito ôhmico.

O segundo regime é denominado de absorção ressonante.

Ele ocorre quando $B=10$ G, ($\omega = \omega_{ce}$). Neste regime o plasma é aquecido por efeito ôhmico e ressonante.

No terceiro e último regime, dizemos que a absorção de potência ocorre longe da ressonância onde $B \gg 10$ G ($\omega \ll \omega_{ce}$).

O comportamento radial do campo elétrico de RF, calculado com a eq. 3.4.c-6, pode ser visto na fig. 3.4-9. Nesta figura, as curvas correspondem, também, aos três regimes de operação da máquina.

Como pode ser observado nestas duas figuras a tensão e o campo elétrico apresentaram o mesmo comportamento nos diferentes regimes de operação do plasma. O campo elétrico e a tensão crescem a medida que o campo magnético diminui. A separação entre as curvas, que correspondem a diferentes regimes de operação, aumenta do centro para a periferia da coluna.

Na fig. 3.4-10 pode ser visto o comportamento da tensão e do campo elétrico de RF ao longo z . Os cálculos foram feitos considerando a posição radial $r = 4.0$ cm. Como pode ser visto nas eqs. 3.4.c-5 e 3.4.c-6, V_ϕ e E_ϕ terão o mesmo comportamento ao longo da coordenada z .

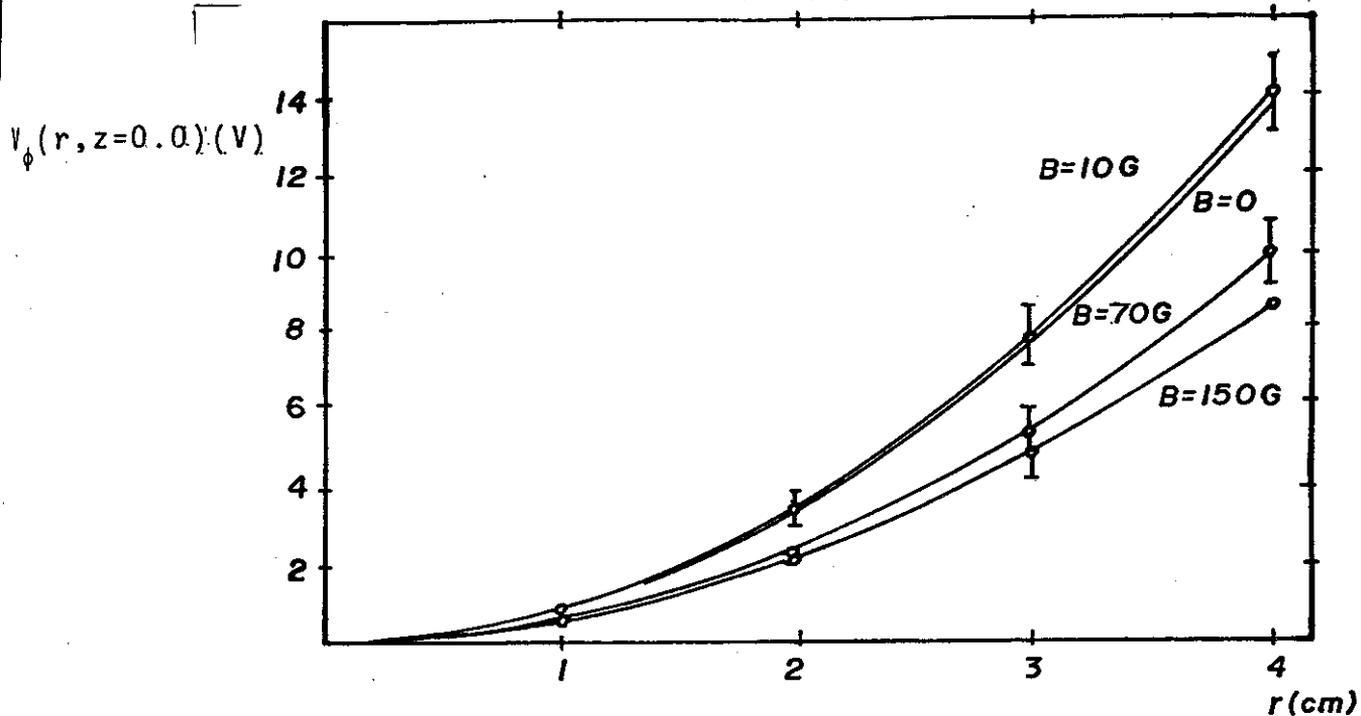


Fig. 3.4-8 - $V_\phi(r, z=0)$ representa a tensão de RF. O cálculo da tensão foi feito na posição axial $z=0$. $P=10$ mtorr, $\langle P \rangle = 10$ W.

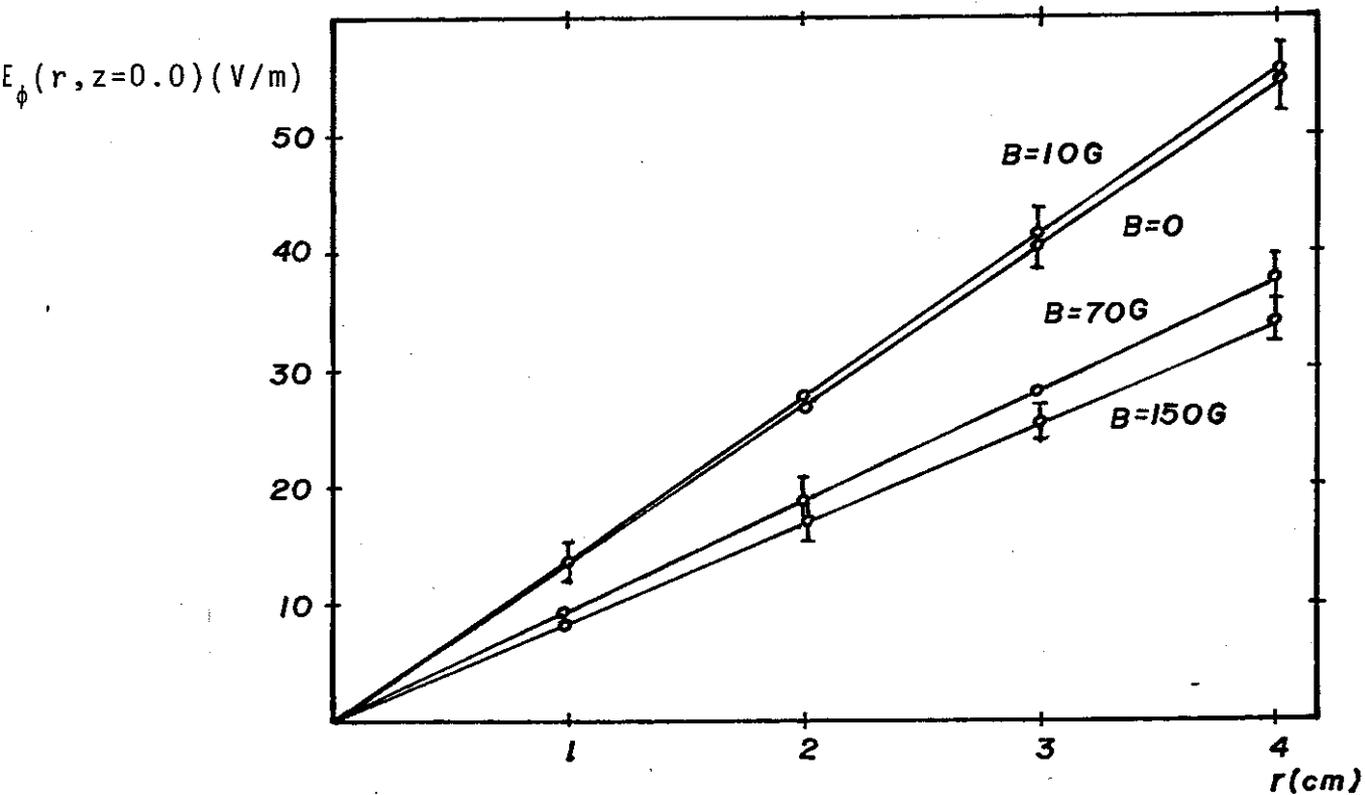


Fig. 3.4-9 - $E_\phi(r, z=0)$ representa o campo elétrico de RF calculado com a eq. 3.4.c-6. $P=10$ mtorr, $\langle P \rangle = 10$ W.

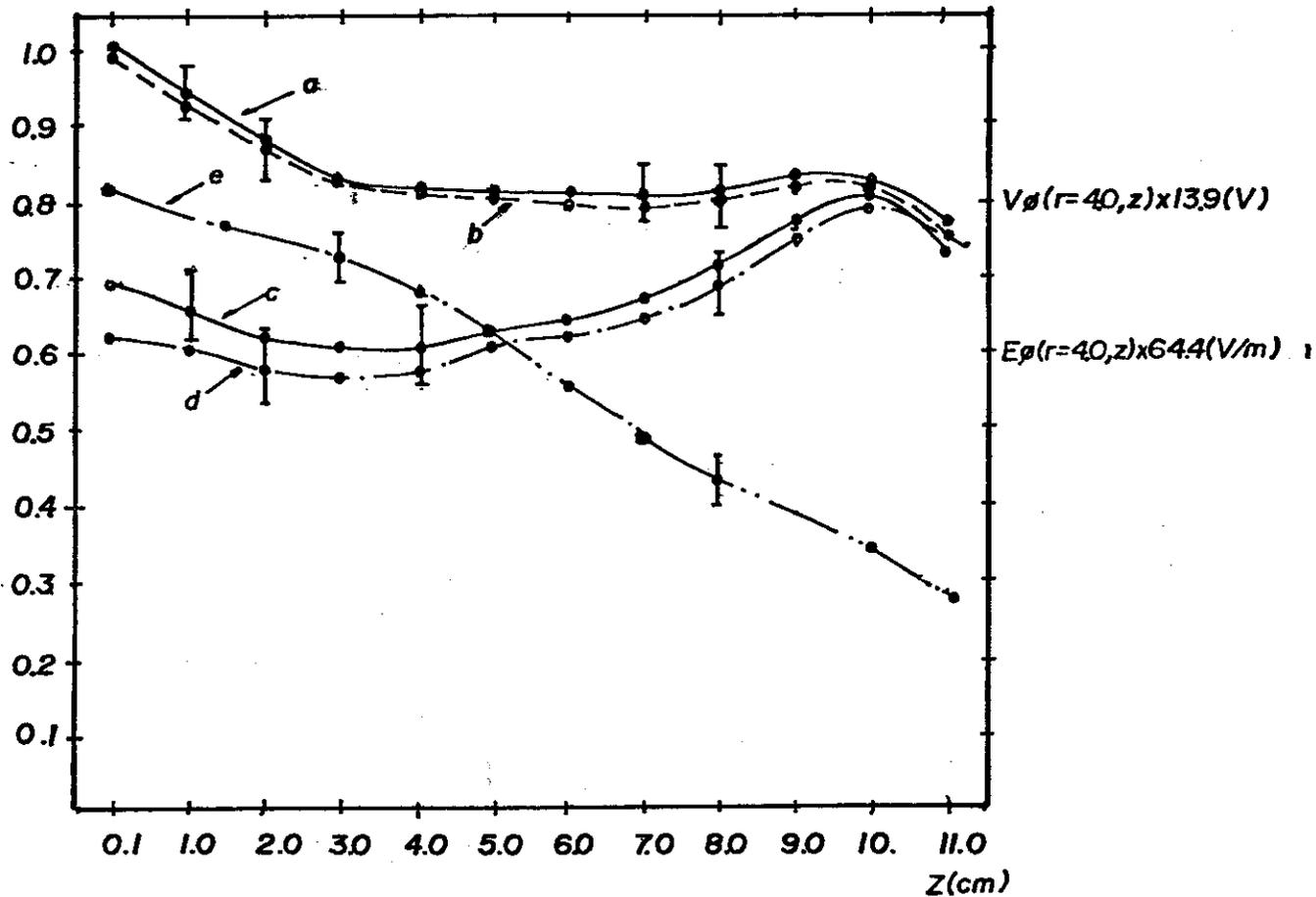


Fig. 3.4-10

$V_{\phi}(r = 4.0, z)$ representa a tensão de RF calculada na posição radial $r = 4.0$ cm.

$E_{\phi}(r = 4.0, z)$ representa o campo elétrico de RF calculado na posição radial $r = 4.0$ cm.

0 deslocamento axial da sonda foi feito na posição $r = 0.0$. $P = 10$ mtorr,
 $\langle P \rangle = 10$ W.

- a - $B = 10G$
- b - $B = 0$
- c - $B = 70G$
- d - $B = 150G$
- e - sem plasma

3.5 - SONDA DE LANGMUIR

A sonda de Langmuir consiste de um pequeno eletrodo, que é introduzido no plasma, com o qual podemos obter curvas características da corrente I versus a tensão de polarização V_s . Dessas curvas, podemos calcular T_e e n se conhecermos a priori a função de distribuição dos elétrons.

Grandezas medidas: Fundamentais: I_s - corrente de saturação dos elétrons e dos íons.

V_f - potencial flutuante

V_p - potencial do plasma

Secundárias: n - densidade eletrônica

T_e - temperatura dos elétrons

λ_D - comprimento de Debye

V_{Te} - velocidade térmica dos elétrons

ω_{pe} - frequência de plasma dos elétrons

Terciárias: ν - frequência de colisão elétron-átomo neutro

σ - condutividade

λ - livre caminho médio

As características da sonda utilizada podem ser vistas na fig. 3.5-1.

A sonda foi polarizada em várias tensões negativas ou positivas em relação ao potencial do plasma. Um dos eletrodos

utilizados para confinar o plasma, conforme foi citado no capítulo 2, foi aterrado, para que a corrente pudesse circular pela sonda.

A sonda era polarizada através de uma fonte de tensão regulada, cujo fator de ripple era de 0,015%, conforme pode ser visto na fig. 3.5-2. A corrente que circulava pela sonda, era medida com um micro-amperímetro, cujo valor do fundo de escala (50 μ A) podia ser ampliado até 5 mA, por meio de uma resistência variável R_v , posicionada em paralelo com o micro-amperímetro.

Para traçarmos as curvas ($I \times V_s$), utilizamos um registrador X - Y. Os terminais X e Y do registrador eram calibrados, em uma escala adequada, para todas as curvas traçadas, por meio das leituras diretas da corrente no micro-amperímetro e da tensão medida em um voltímetro digital.

A tensão entre os terminais de R_v (diretamente proporcional à corrente que circulava pela sonda) foi conectada ao terminal Y do registrador. A tensão de polarização da sonda V_s , era medida por meio de um voltímetro digital. Uma fração dessa tensão, obtida por meio de um divisor de tensão, era levada ao terminal X do registrador.

3.5-a - Domínios de Operação

A sonda de Langmuir é um dispositivo relativamente simples, mas infelizmente, a teoria utilizada para anali-

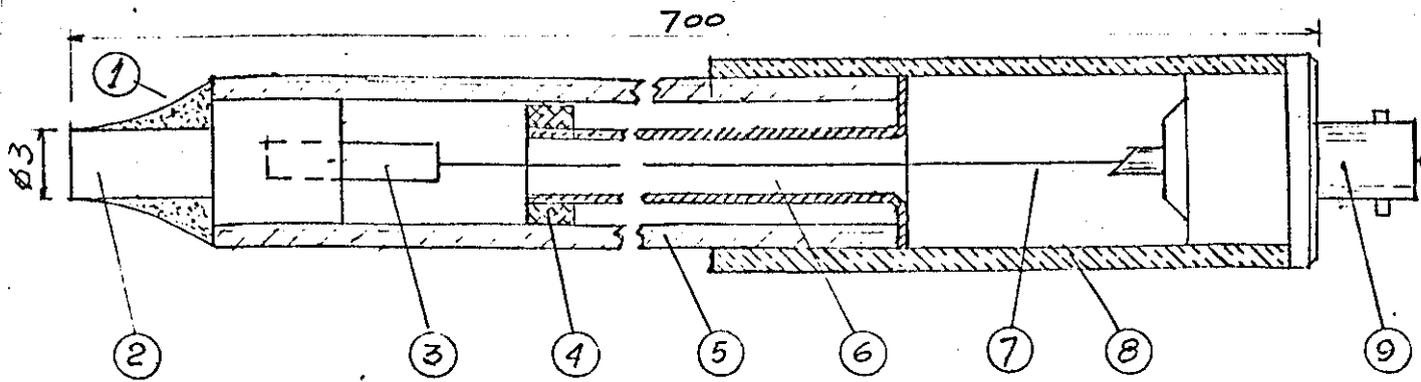


Fig. 3.5-1

1. torr seal
2. eletrodo de aço inox
3. pino de cobre
4. isolante da blindagem
5. tubo de vidro
6. blindagem do fio de cobre
(tubo de alumínio)
7. fio de cobre
8. tubo de latão
9. conector BNC

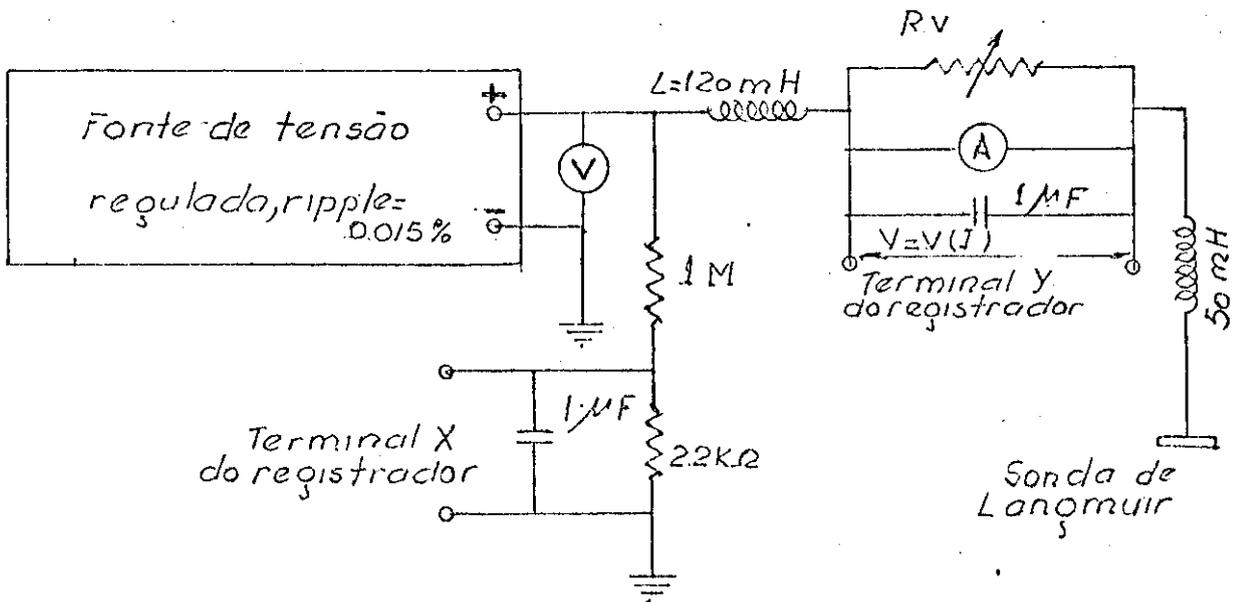


Fig. 3.5-2

ser a resposta da sonda, não é trivial. Isto ocorre porque a sonda é uma superfície de contorno para o plasma, e próximo de uma superfície as equações que governam o comportamento do plasma são alteradas.

Na ausência de campo magnético (ou para campos magnéticos fracos) a resposta da sonda em um plasma, depende de certos parâmetros, que aparecem de forma natural das equações que descrevem o seu comportamento.

Os parâmetros λ_D/L , λ/L , λ/λ_D , determinam os vários domínios nos quais a sonda pode operar, onde L é um comprimento característico (igual ao raio da sonda, para uma sonda circular plana).

Nossas condições foram tais que a relação $\lambda_D < L < \lambda$ foi verificada, para a maioria das medidas realizadas. Neste domínio, o regime de operação pode ser identificado como não colisional de camada fina, ou limite clássico (Ref. 13).

3.5.b - Teoria da Sonda de Langmuir no Limite Clássico

No limite clássico, a influência do potencial da sonda no plasma, fica restrita à uma camada fina de espessura λ_D . Isto significa que os elétrons randômicos, que atingem a superfície da sonda, colidiram pela última vez longe da sonda, uma vez que $\lambda \gg \lambda_D$. Neste caso, nós podemos considerar, que a função de distribuição das velocidades dos elétrons não será perturbada pelo potencial da sonda.

Se os elétrons estão em equilíbrio térmico, então, a densidade, nas proximidades da sonda, segue a lei de Boltzmann. No caso em que a tensão de polarização da sonda é menor do que o potencial do plasma V_p , nós podemos escrever a equação de Boltzmann, na superfície da sonda, da seguinte forma:

$$n_s = n \exp \left\{ e \frac{(V_s - V_p)}{KTe} \right\}, \quad (3.5.b-1)$$

onde o sub-índice s indica o valor da densidade eletrônica na superfície da sonda e n é o valor da densidade eletrônica não perturbada pelo potencial da sonda.

A densidade de corrente randômica dos elétrons J_r , por unidade de área, em uma certa direção, é representada pela equação (Ref. 11).

$$J_r = \frac{1}{4} \text{ en } VTe \quad (3.5.b-2)$$

Considerando que todos os elétrons que atingirem a sonda serão absorvidos por ela, a corrente da sonda será simplesmente

$$I_e = A_s J_r, \quad (3.5.b-3)$$

onde A_s é a área da sonda.

Assumindo uma função de distribuição Maxwelliana e substituindo as eqs. 3.5.b-2 e 3.5.b-1 na eq. 3.5.b-3, obteremos a seguinte expressão para a corrente dos elétrons:

$$I_e = eA_s n \sqrt{\frac{KTe}{2\pi m}} \exp \left\{ e \frac{(V_s - V_p)}{KTe} \right\} \quad (3.5.b-4)$$

válida no intervalo em que $V_s \leq V_p$. Esta equação nos mostra

que quando V_s aproxima-se de V_p , os elétrons são menos repelidos pela sonda e a corrente aumenta. Quando $V_s = V_p$ a corrente atinge seu valor máximo. Como o potencial da sonda V_s fica praticamente restrito à camada de espessura λ_D , o valor máximo da corrente eletrônica não se altera, mesmo quando $V_s > V_p$. Dizemos então, que a corrente atinge o seu valor de saturação

$$I_s = e A_s n \sqrt{\frac{KTe}{2\pi m}} \quad (3.5.b-5)$$

A eq. 3.5.b-5 nos mostra que se medirmos o valor de I_s , poderemos calcular a densidade eletrônica, se conhermos a priori a temperatura dos elétrons.

Tomando o logarítmo neperiano da eq.3.5.b-4, podemos obter a equação

$$\ln I_e = a + bV_s \quad (3.5.b-6)$$

da qual a temperatura dos elétrons pode ser calculada, bastando para isto, que o coeficiente angular da reta b seja também calculado. Nesta equação as constantes a e b são:

$$a = \ln I_s - \frac{V_p}{KTe} \quad (3.5.b-7)$$

$$b = \frac{e}{KTe} \quad (3.5.b-8)$$

3.5.c - Cálculo Numérico de n e T_e

As constantes a e b da eq. 3.5.b-6 foram ajustadas numericamente, utilizando-se os valores de I_e , através do mó-

todo dos mínimos quadrados.

A corrente I_e foi calculada, a partir dos valores experimentais da corrente da sonda I , utilizando-se a equação:

$$I_e = I - (I_1 + \text{tag}\alpha_1(V_s - V_1)) \quad (3.5.c-1)$$

as grandezas utilizadas na eq. 3.5.c-1 podem ser vistas na fig. 3.5-3.

Uma vez encontrado os valores de a e b , o potencial do plasma foi calculado por iteração numérica, considerando-se as seguintes equações:

$$\exp(a + bV) \quad (3.5.c-2)$$

$$I_N + \text{tag}\alpha_N(V - V_N), \quad (3.5.c-3)$$

onde a eq. 3.5.c-2 representa a corrente eletrônica e a eq. 3.5.c-3 representa a reta inclinada da corrente de saturação dos elétrons. A definição das grandezas utilizadas podem ser vistas na fig. 3.5-3.

O primeiro valor de V utilizado para os cálculos das eqs. 3.5.c-2 e 3.5.c-3 era o valor experimental de V_p , obtido de forma semelhante como está indicado na fig. 3.5.3. Em seguida, por meio de um processo iterativo, novos valores de V eram calculados. O processo só era interrompido quando:

$$|\exp(a + bV) - (I_N + \text{tag}\alpha_N(V - V_N))| < 0,01$$

Assim, consideramos o valor de V , que satisfazia a desigualdade acima, como sendo o valor do potencial do plasma calculado.

Uma vez calculado V_p , a corrente de saturação dos elétrons podia ser obtida através da equação:

$$I_s = \exp(a + bV_p) \quad (3.5.c-4)$$

Utilizando-se as eqs. 3.5.b-5 e 3.5.c-4 e os valores calculados de T_e , podíamos então, calcular a densidade eletrônica.

O resultado destes cálculos podem ser vistos nas figs. 3.5-4 e 3.5-5. Na fig. 3.5-4 são apresentadas as curvas da corrente I (traçadas com os pontos experimentais) e de $I_e - [I_1 + \text{tag } \alpha_1 (V_s - V_1)]$ (traçada com os valores ajustados das constantes a e b). Na fig. 3.5-5 podem ser comparadas as curvas que representam o logarítmo neperiano das correntes I_e (ajustada) e $I - [I_1 + \text{tag } \alpha_1 (V_s - V_1)]$ (experimental).

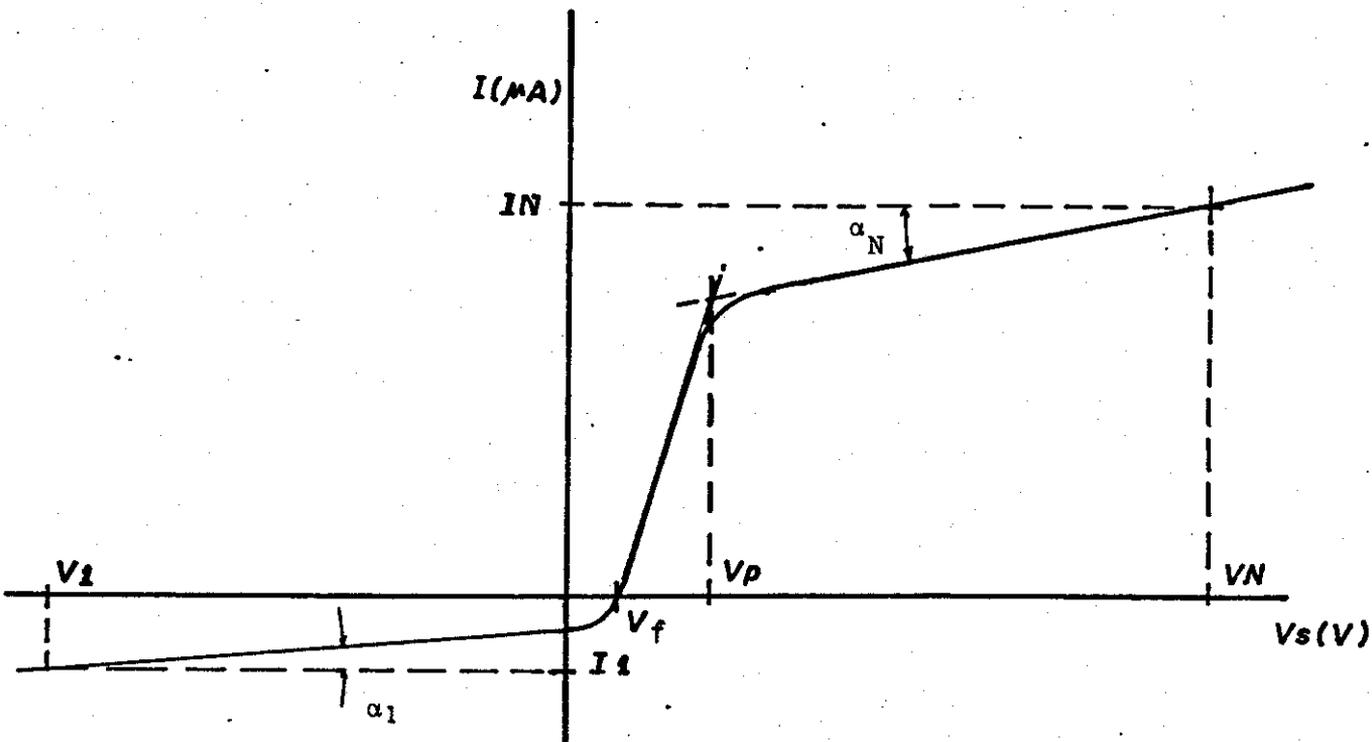


Fig. 3.5-3

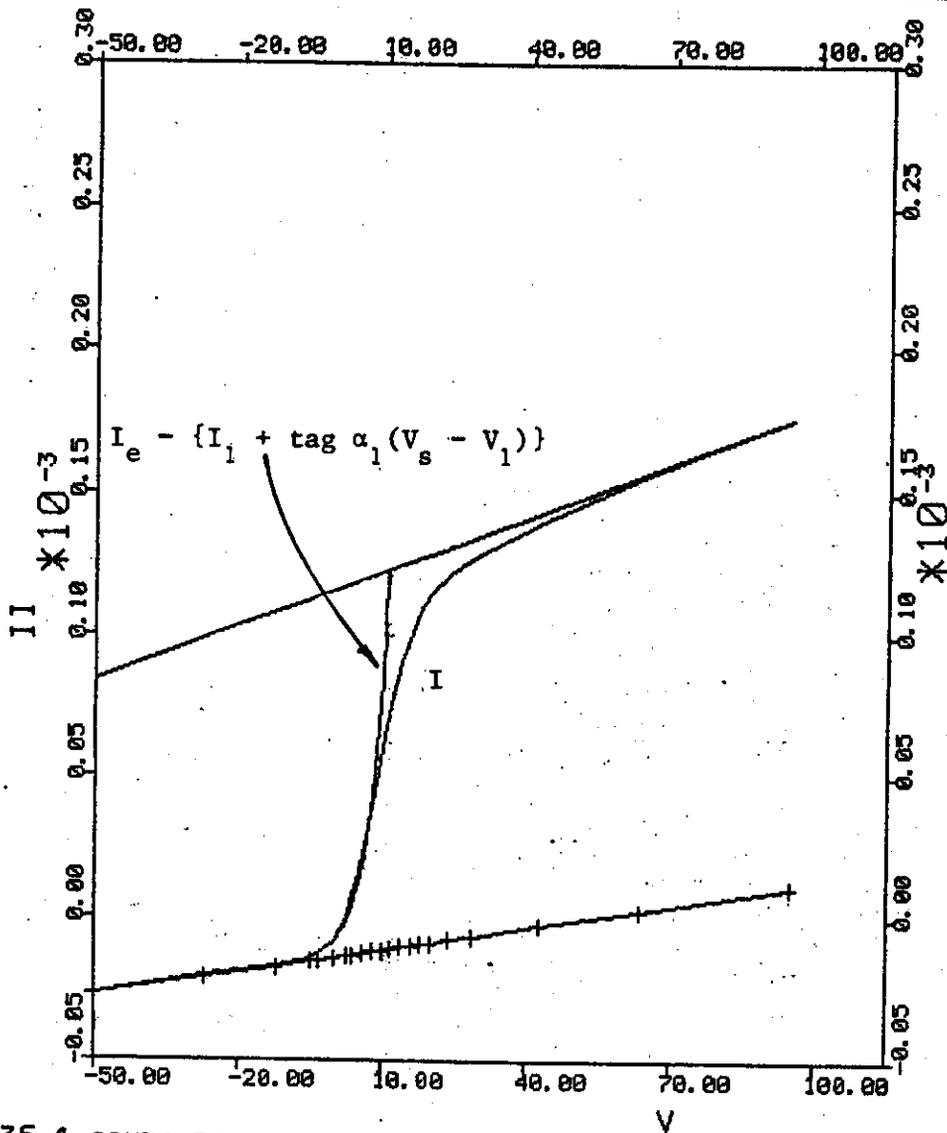


Fig.35-4 SONDA PARALELA (R=0, 0,Z=5, 0) DESL. AXIAL 11/03
 B = 0.
 PD = 15, PR = 6

OBS.: PD e PR são as potências direta e refletida respectivamente, medidas com o wattímetro.

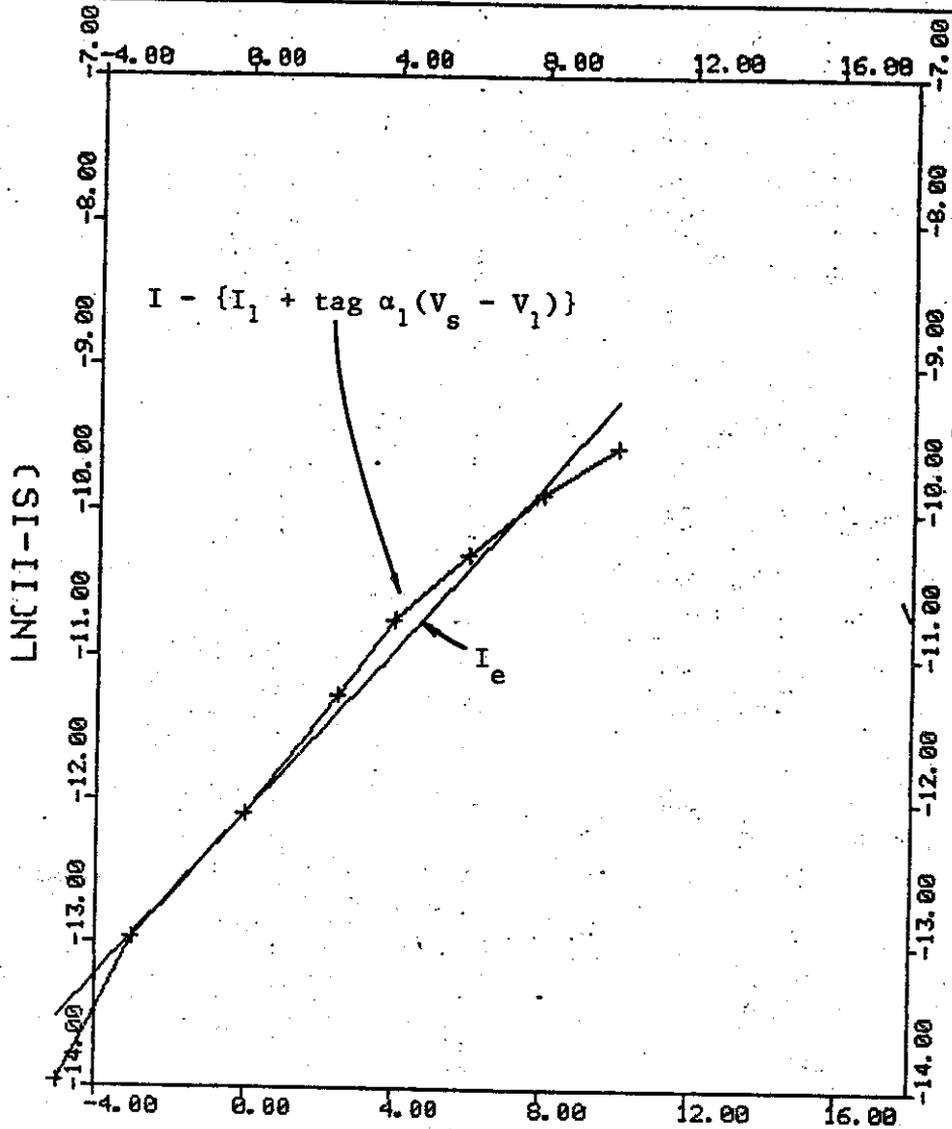


Fig.3.5-5 SONDA PARALELA (R=0, 0.2=5, 0) DESL. AXIAL 11/03
 B = 0.
 PD = 15, PR = 6

OBS.: PD e PR são as potências direta e refletida respectivamente, medidas com o wattímetro.

ESTUDO DA ABSORÇÃO DE POTENCIA

4.1 - CRITERIO DE LINEARIDADE

O primeiro procedimento quando se pretende estudar um plasma, é o de verificar se o plasma pode ser descrito por equações lineares. Este requisito é fundamental uma vez que os efeitos não lineares são comuns, mesmo para campos elétricos fracos. Isto ocorre pelo fato de que, em geral, o livre caminho médio dos elétrons é grande, possibilitando que ele adquira uma grande energia antes de colidir; também, um segundo aspecto é a dificuldade de transferência da energia para as partículas pesadas. Como resultado destes mecanismos, os elétrons são aquecidos e a constante de permissividade dielétrica complexa do plasma começa a depender da intensidade do campo, ou seja, a densidade de corrente e a polarização não estão mais relacionadas de forma linear com o campo elétrico.

Os efeitos não lineares podem ser desprezados numa primeira aproximação, (Ref. 14), se

$$E_{RF} \ll E_p = \sqrt{\frac{3KT}{2} \frac{m}{e} \delta (\omega^2 + \nu_0^2)} \quad (4.1-1)$$

onde: E_{RF} = campo elétrico de RF

E_p = campo elétrico característico do plasma

- K = constante de Boltzmann
 e = carga do elétron
 m = massa do elétron
 ω = frequência do campo elétrico
 ν = frequência de colisão elétron-átomo neutro
 T = temperatura absoluta do plasma na ausência do campo de RF
 δ = fração relativa média da energia transferida, via colisão, de um elétron para uma partícula pesada.

Em um plasma fracamente ionizado, de um gás monoatômico, cuja temperatura eletrônica é menor ou da ordem de 1 eV, as colisões podem ser consideradas, aproximadamente, elásticas. Neste limite,

$$\delta = \frac{2m}{M} = 2,75 \times 10^{-5}, \quad (4.1-2)$$

onde M é a massa do átomo de argônio.

Quando a seção de choque, entre o elétron e o átomo neutro é aproximadamente independente da velocidade, nós podemos, em primeira aproximação, utilizar a seguinte fórmula para representar a frequência de colisão elétron-átomo neutro:

$$\nu(T_e) = \nu_0 \sqrt{\frac{T_e}{T}}, \quad (4.1-3)$$

à grandeza ν_0 atribuiremos o significado físico de representar a frequência de colisão elétron-átomo neutro no limite em que os elétrons estão em equilíbrio térmico com as partículas pesadas, ou seja, $T_e = T$. Como a diferença entre T_e e T é devida

ao campo elétrico externo de RF, podemos considerar que T e ν_0 representam a temperatura e a frequência de colisão elétron-átomo neutro respectivamente, quando o campo elétrico externo é zero.

Para fazermos uma estimativa do campo elétrico característico, utilizamos os valores médios de ν e T_e , fornecidos pela sonda de Langmuir, e consideremos $T = 300$ K, uma vez que, em nosso plasma, apenas os elétrons são aquecidos pela RF.

Neste caso encontramos para ν_0 o valor de 8.1×10^4 Hz. Substituindo estes valores na eq. 4.1-1, obtivemos o valor de 0.64 V/m para E_p .

Como pode ser visto na fig. 3.4-9, para uma potência de 10 W, a intensidade do campo elétrico de RF é muito maior do que E_p , exceto para alguns pontos radiais próximos de zero. Isto significa que o plasma não pode ser descrito por equações lineares, ou seja, $\nu = \nu(T_e)$, $\delta = \delta(T_e)$ (T_e é função de E_{RF}). Como o campo elétrico aumenta do centro da coluna para a sua periferia, devemos esperar que também a temperatura eletrônica possua este comportamento, uma vez que os efeitos não lineares aumentam quando o campo E_{RF} aumenta.

Entretanto, a forma do tensor de permissividade dielétrica, não se altera, se ν e δ dependem da intensidade de E_{RF} . Por este motivo, ainda é conveniente usar o conceito de permissividade dielétrica e condutividade, mesmo que as equações não sejam lineares.

4.2 - MODELO TEORICO DO TENSOR DE PERMISSIVIDADE DIELETRICA DO PLASMA

Na presença de um campo elétrico, os elétrons adquirem um movimento acelerado. Este movimento dos elétrons, na direção do campo, é atenuado por meio de colisões com as partículas pesadas do plasma. Como resultado destes dois processos, atingiremos um estado estacionário, no qual a função de distribuição dos elétrons não mais está em equilíbrio.

Conhecendo a função de distribuição de velocidade eletrônica, nós podemos determinar a energia cinética média e densidade de corrente elétrica total J_t . Para resolver este problema, devemos usar as equações da teoria cinética, para a função de distribuição. Entretanto, para iniciar a abordagem do problema; nós usaremos uma teoria mais simples, a qual denominaremos de "elementar".

Na teoria elementar, o estado do plasma é caracterizado por duas quantidades: a velocidade média do movimento dirigido dos elétrons, \vec{u} e a temperatura eletrônica T_e .

A teoria elementar torna-se exata somente quando a frequência de colisão elétron-átomo neutro e o valor médio da fração de energia transferida por colisão δ são os mesmos para todos os elétrons, isto é, são independentes ou fracamente dependentes da velocidade.

A equação para a velocidade \vec{u} de um elétron de massa m e carga e , que se move na presença de um campo elétrico ar-

bitrário \vec{E} e de um campo magnético estático \vec{H} , tem a seguinte forma:

$$m \frac{d\vec{u}}{dt} = e \vec{E} + \frac{e}{c} (\vec{u} \times \vec{H}) - m\nu\vec{u} \quad (4.2-1)$$

onde o termo fenomenológico $m\nu\vec{u}$ representa uma força de atrito que atua sobre o elétron.

A equação diferencial 4.2-1 pode ser resolvida para a velocidade \vec{u} , assumindo uma dependência temporal do tipo $e^{i\omega t}$.

Para calcularmos o tensor permissividade dielétrica $\overleftrightarrow{\epsilon}_0$ e o tensor condutividade $\overleftrightarrow{\sigma}$ do plasma, utilizaremos a densidade total de corrente elétrica, definida pela equação

$$\vec{J}_t = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + \vec{J} = en\vec{u} \quad (4.2-2)$$

Nesta equação, n , \vec{P} , e \vec{J} são respectivamente a densidade eletrônica, a polarização do plasma e a densidade de corrente de condução, definidas pelas relações:

$$\vec{P} = \frac{(\overleftrightarrow{\epsilon}_0 - I)}{4\pi} \vec{E} \quad (4.2-3)$$

$$\vec{J} = \overleftrightarrow{\sigma} \vec{E}, \quad (4.2-4)$$

onde I é a matriz identidade.

Novamente, assumindo uma dependência temporal do tipo $e^{i\omega t}$ a eq. 4.2-2 pode ser reescrita na forma

$$\vec{J}_t = i\omega\vec{P} + \vec{J} = (i\omega \frac{\overleftrightarrow{\epsilon}_0 - I}{4\pi} + \overleftrightarrow{\sigma})\vec{E} = en\vec{u} \quad (4.2-5)$$

Resolvendo o sistema de eqs. 4.2-5, considerando a velocidade \vec{u} fornecida pela eq. 4.2-1, no caso particular em

que o campo magnético \vec{H} é igual a $H \hat{z}$, obteremos as seguintes relações para as componentes de $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}_0$ e $\overset{\leftrightarrow}{\sigma}$:

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = 1 - \frac{4\pi e^2 n}{m} \frac{1}{2\omega} \left\{ \frac{\omega - \omega_{ce}}{(\omega - \omega_{ce})^2 + \nu^2} + \frac{\omega + \omega_{ce}}{(\omega + \omega_{ce})^2 + \nu^2} \right\}$$

$$\epsilon_{yx} = -\epsilon_{xy} = i \frac{4\pi e^2 n}{m} \frac{1}{2\omega} \left\{ \frac{\omega - \omega_{ce}}{(\omega - \omega_{ce})^2 + \nu^2} - \frac{\omega + \omega_{ce}}{(\omega + \omega_{ce})^2 + \nu^2} \right\}$$

$$\epsilon_{zz} = 1 - \frac{4\pi e^2 n}{m} \frac{1}{\omega^2 + \nu^2}, \quad \epsilon_{yz} = \epsilon_{xz} = 0$$

(4.2-6)

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{e^2 n}{m} \frac{\nu}{2} \left\{ \frac{1}{(\omega - \omega_{ce})^2 + \nu^2} + \frac{1}{(\omega + \omega_{ce})^2 + \nu^2} \right\}$$

$$\sigma_{yx} = -\sigma_{xy} = i \frac{e^2 n}{m} \frac{\nu}{2} \left\{ \frac{1}{(\omega - \omega_{ce})^2 + \nu^2} - \frac{1}{(\omega + \omega_{ce})^2 + \nu^2} \right\}$$

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 n \nu}{m (\omega^2 + \nu^2)}, \quad \sigma_{yz} = \sigma_{xz} = 0$$

Como o nosso plasma possui simetria cilíndrica, é conveniente fazer a transformação dos tensores $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}_0$ e $\overset{\leftrightarrow}{\sigma}$ representados em coordenadas cartesianas, para coordenadas cilíndricas. Isto pode ser feito utilizando-se a matriz de transformação G , aplicada em $i\omega \frac{\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}_0 - I}{4\pi} + \overset{\leftrightarrow}{\sigma}$, da seguinte forma:

$$\overset{\leftrightarrow}{\sigma} \Big|_{\text{na base cilíndrica}}^{\leftrightarrow t} = G^{-1} \left\{ \overset{\leftrightarrow}{\sigma} \Big|_{\text{na base carteziana}}^{\leftrightarrow t} \right\} G,$$

onde G e $\overset{\leftrightarrow}{\sigma}^{\leftrightarrow t}$ são definidos da seguinte forma:

$$G = \begin{pmatrix} \cos\phi & \sin\phi & 0 \\ -\sin\phi & \cos\phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$\overset{\leftrightarrow}{\sigma}^{\leftrightarrow t} = i\omega \frac{\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}_0 - I}{4\pi} + \overset{\leftrightarrow}{\sigma}$$

Antes de nós fornecermos o resultado da operação de transformação, iremos introduzir uma nova notação, mais simples, definida pelas relações

$$\sigma_{\perp}^t = \sigma_{rr}^t = \sigma_{\phi\phi}^t$$

$$\sigma_{\tau}^t = \sigma_{r\phi}^t = -\sigma_{\phi r}^t$$

$$\sigma_{\parallel}^t = \sigma_{zz}^t$$

Utilizando a nova notação a matriz de $\overset{\leftrightarrow}{\sigma}^t$, em coordenadas cilíndricas, terá a seguinte forma:

$$\overset{\leftrightarrow}{\sigma}^t = \begin{pmatrix} \sigma_{\perp} & \sigma_{\tau} & 0 \\ -\sigma_{\tau} & \sigma_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (4.2-7)$$

onde:

$$\sigma_{\perp}^t = \sigma_{xx}^t = \sigma_{yy}^t$$

$$\sigma_{\tau}^t = \sigma_{xy}^t = -\sigma_{yx}^t$$

$$\sigma_{\parallel}^t = \sigma_{zz}^t$$

4.3 - CALCULO DA POTENCIA ABSORVIDA PELO PLASMA

Nesta seção, será introduzido o formalismo da teoria de campo, para analisarmos o problema da absorção de potência pelo plasma.

Para campos que variam harmonicamente com o tempo, o teorema de Poynting complexo pode ser escrito na seguinte forma:

$$\begin{aligned} \langle P_c \rangle = \frac{1}{2} VI^* = \frac{1}{2} \int_V \vec{J}^* \cdot \vec{E} \, dV + 2i\omega \int_V (\omega_e - \omega_m) \, dV + \\ + \oint_{S - S_1} \vec{S} \cdot \hat{n} \, da \end{aligned} \quad (4.3-1)$$

Nesta equação, todas as grandezas são funções complexas da posição e estão representadas pelos valores de pico.

Vamos, agora, definir os termos da eq. 4.3-1.

A média temporal da potência complexa que está entrando pela superfície S é representada pelo produto $\frac{1}{2} VI^*$, onde V e I são respectivamente a tensão e a corrente complexa de entrada.

A parte real da primeira integral de volume, do segundo membro da eq. 4.3-1, representa a taxa de variação temporal média em que a energia do campo elétrico é dissipada, por efeito ohmico, nos condutores que estão dentro do volume V .

A parte real da segunda integral de volume, representa a taxa de variação temporal média das energias elétrica e

magnética que são armazenadas dentro do volume V. Ela é denominada de potência reativa, por estar associada aos elementos reativos de uma impedância complexa. W_e e W_m são respectivamente as médias temporais das densidades de energia elétrica e magnética definidas pelas relações:

$$\omega_e = \frac{1}{16\pi} (\vec{E} \cdot \vec{D}^*) , \quad \omega_m = \frac{1}{16\pi} (\vec{B} \cdot \vec{H}^*)$$

A parte real da integral de superfície, representa a taxa de variação temporal média da energia que está escapando por radiação, através da superfície $S - S_1$ (S é a superfície fechada que envolve o volume V). \vec{S} é a média temporal do vetor de Poynting complexo definido como

$$\vec{S} = \frac{c}{8\pi} (\vec{E} \times \vec{H}^*)$$

Para calcularmos a média temporal da potência absorvida pelo plasma, consideramos apenas a primeira integral de volume do segundo membro da eq. 4.3-1

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left(\int_V \vec{J}^* \cdot \vec{E} \, dV \right) \quad (4.3-2)$$

O produto $\vec{J}^* \cdot \vec{E}$ pode ser calculado, usando-se a definição de \vec{J} fornecida pela eq. 4.2-4, ou seja:

$$\vec{J}^* \cdot \vec{E} = (\vec{\sigma E})^* \cdot \vec{E} = \sigma_{\perp}^* |E_{\phi}|^2 , \quad (4.3-3)$$

onde utilizamos a eq. 4.2-7 e o fato de que \vec{E} só tem componente na direção \hat{e}_{ϕ} (veja capítulo 3).

Substituindo a eq. 4.3-3 na eq. 4.3-2, obteremos a seguinte expressão, para a potência absorvida:

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} \int_V \sigma_{\perp} (E_{\phi})^2 dV \quad (4.3-4)$$

onde nós utilizamos a notação simplificada σ_{\perp} para representar $R_e [\sigma_{\perp}^*]$.

Antes de prosseguir com o cálculo, vamos analisar o comportamento de σ_{\perp} cuja equação é a seguinte:

$$\sigma_{\perp} = \frac{e^2 n}{m} \frac{v}{2} \left\{ \frac{1}{(\omega - \omega_{ce})^2 + v^2} + \frac{1}{(\omega + \omega_{ce})^2 + v^2} \right\} \quad (4.3-5)$$

As fórmulas assintóticas que representarão a eq. 4.3-5 nos três regimes de operação, possuem a seguinte forma:

$$\sigma_0(v, \omega) = \frac{e^2 n}{m} \frac{v}{\omega^2 + v^2} \quad (\omega_{ce} \ll \omega)$$

$$\sigma_R(v, \omega) = \frac{e^2 n}{m} \frac{v}{2} \left\{ \frac{1}{v^2} + \frac{1}{4\omega^2 + v^2} \right\} \quad (\omega = \omega_{ce}) \quad (4.3-6)$$

$$\sigma_F(v, \omega_{ce}) = \frac{e^2 n}{m} \frac{v}{\omega_{ce}} \quad (\omega \ll \omega_{ce})$$

onde σ_0 , σ_R e σ_F foram as notações utilizadas para representar σ_{\perp} nos regimes de campo magnético fraco, na ressonância, e longe da ressonância, respectivamente.

Como foi observado experimentalmente a frequência de colisão elétron-átomo neutro ficou restrita ao intervalo

$$0,9 \times 10^6 \text{ s}^{-1} < v < 1,4 \times 10^6 \text{ s}^{-1},$$

para todos os regimes de operação da máquina. Por isto consideramos o valor médio $v = 1,2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, para efeito dos cálculos teóricos.

Considerando o valor experimental da frequência de colisão e o fato de que $v \ll \omega$, as expressões da eq. 4.3-6

podem ser aproximadas pelas seguintes fórmulas:

$$\sigma_0 = \frac{e^2 n}{m} \frac{v}{\omega^2} \quad (\omega_{ce} \ll \omega)$$

$$\sigma_R = \frac{e^2 n}{m} \frac{1}{2v} \quad (\omega = \omega_{ce}) \quad (4.3-7)$$

$$\sigma_F = \frac{e^2 n}{m} \frac{v}{\omega_{ce}^2} \quad (\omega \ll \omega_{ce})$$

Tendo em vista a ordem de grandeza das frequências características envolvidas, estas equações nos mostram que

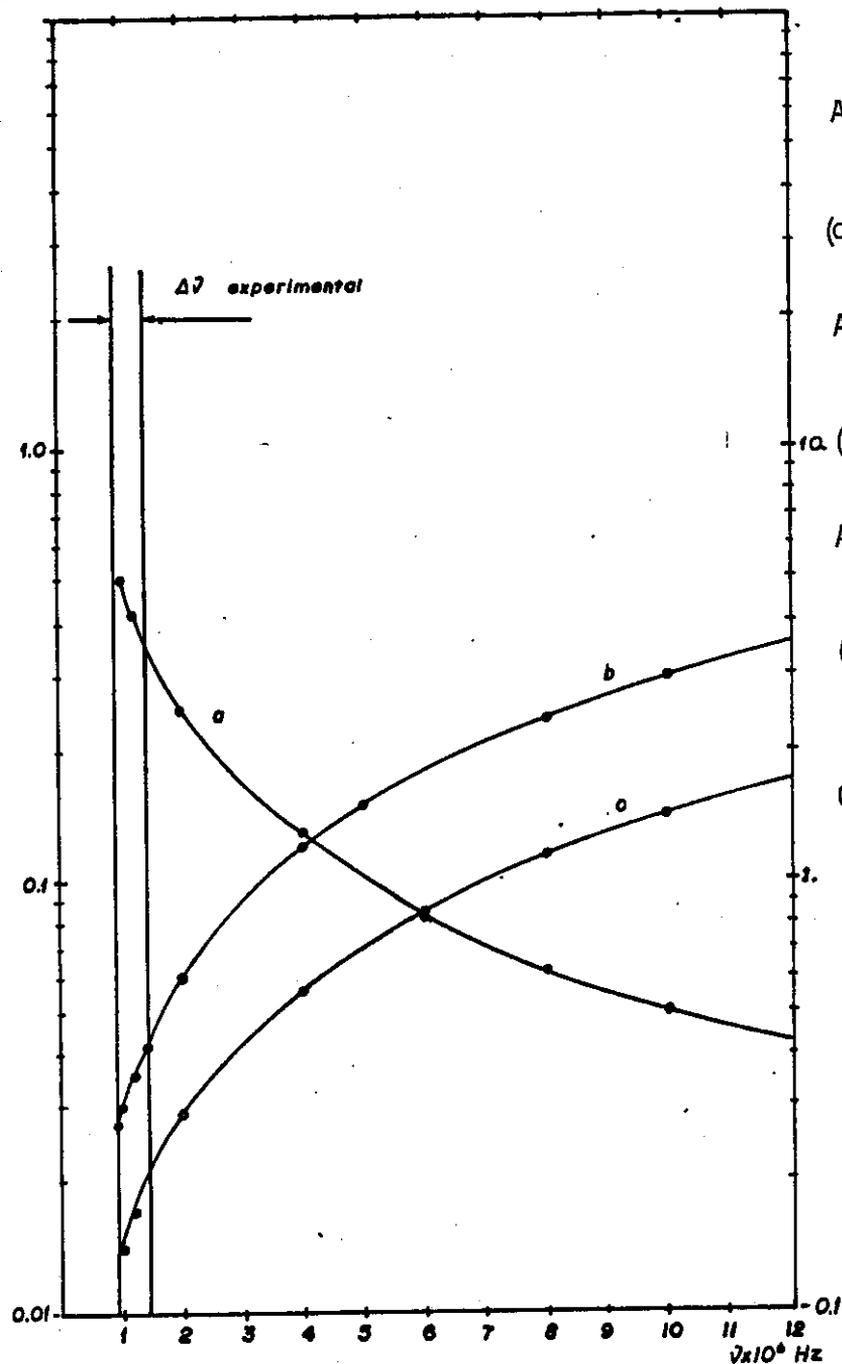
$$\sigma_F < \sigma_0 \ll \sigma_R.$$

A fig. 4.3-1 nos mostra o comportamento dos valores assintóticos de σ_{\perp} em função da frequência de colisão elétron-átomo neutro. Tanto σ_0 quanto σ_F , ao contrário de σ_R , aumentam quando v cresce. Entretanto, dentro do intervalo de valores de v , que foram atingidos pela máquina, os valores assintóticos de σ_{\perp} não variam bruscamente. Isto nos sugere a possibilidade de calcularmos o valor médio de σ_{\perp} , que denotaremos de $\bar{\sigma}_{\perp}$. Para isto, utilizaremos o valor médio da densidade eletrônica, igual a $3,0 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, obtido também a partir dos resultados experimentais, para os três regimes de operação. Neste caso, obteremos os seguintes valores médios para as fórmulas assintóticas de σ_{\perp} :

$$\bar{\sigma}_0 = (3 \pm 1) \times 10^{-4} \text{ mho/m}$$

$$\bar{\sigma}_R = 4 \pm 2 \text{ mho/m}$$

$$\bar{\sigma}_F = \begin{cases} (7 \pm 3) \times 10^{-6} \text{ mho/m} & (B = 70 \text{ G}) \\ (1,4 \pm 0,6) \times 10^{-6} \text{ mho/m} & (B = 150 \text{ G}) \end{cases}$$



A curva a representa $\frac{\sigma_R}{2} \frac{n}{m} \times 10^{-6}$

(considerar a escala da esquerda)

A curva b representa $\frac{\sigma_0}{2} \frac{n}{m} \times 10^{-10}$

(considerar a escala da direita)

A curva c representa $\frac{\sigma_F}{2} \frac{n}{m} \times 10^{-12}$

(considerar escala da direita)

OBS.: as curvas foram traçadas considerando $\nu \ll \omega$.

Fig. 4.3-1

Utilizando o valor médio de σ_1 , podemos reescrever a eq. 4.3-4 na seguinte forma:

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} \bar{\sigma}_1 \int_V |E_\phi|^2 dV \quad (4.3-8)$$

Vamos agora estimar a integral de volume do campo elétrico. Para isto, consideraremos a eq. 3.4.c-6, que fornece o valor do campo elétrico em função da tensão V_L , medida pelo osciloscópio. Neste caso a integral de volume de E_ϕ assumirá a seguinte forma:

$$\frac{1}{2} \int_V E_\phi^2 dV = \pi \times (2,34 \times 10^3)^2 \int_0^L (V_L(z))^2 dz \int_0^R r^3 dr, \quad (4.3-9)$$

onde L é o comprimento da coluna de plasma (0,21 m) e R é o raio do plasma (0,035 m).

A integral de V_L foi estimada, multiplicando-se o valor médio da tensão medida pelo osciloscópio \bar{V}_L , calculada ao longo da coluna, pelo comprimento da coluna, ou seja

$$\int_0^L (V_L(z))^2 dz = (\bar{V}_L)^2 \times L = 0,21 (\bar{V}_L)^2 \quad (4.3-10)$$

Substituindo as eqs. 4.3-10 e 4.3-9 na eq. 4.3-8, obteremos a seguinte expressão para a potência absorvida:

$$\langle P \rangle = 1,36 \bar{\sigma}_1 (\bar{V}_L)^2 \quad (4.3-11)$$

Substituindo os valores de $\bar{\sigma}_1$ e \bar{V}_L na eq. 4.3-11, podemos obter também os seguintes valores médios assintóticos de $\langle P \rangle$:

$$\langle P \rangle_0 = (2 \pm 1) \times 10^{-4} \text{ W} \quad (\omega_{ce} \ll \omega)$$

$$\langle P \rangle_R = 3 \pm 2 \text{ W}$$

$$(\omega_{ce} = \omega)$$

$$\langle P \rangle_F = \begin{cases} (3 \pm 2) \times 10^{-6} \text{ W} \\ (6 \pm 5) \times 10^{-7} \text{ W} \end{cases} \quad (\omega \ll \omega_{ce}) \quad (4.3-12)$$

Novamente utilizamos os sub-índices O, R e F para representar a potência absorvida pelo plasma nos três regimes de operação.

Embora as fórmulas obtidas para σ_1 , representem de forma qualitativa o comportamento experimental de $\langle P \rangle$, em termos quantitativos, entretanto, os valores calculados de $\langle P \rangle$, fora da ressonância, são várias ordens de grandeza inferiores aos medidos pelo wattímetro. Somente a potência absorvida na ressonância condiz com os valores de potência de RF dissipados na antena. Este resultado não é confirmado pelas medidas experimentais, que são descritas no capítulo 5. Devido a este fato, iremos dedicar as duas próximas seções à análise do problema de absorção de potência pelo plasma.

4.4 - CONSIDERAÇÕES SOBRE A ABSORÇÃO DE POTENCIA

Nesta seção é feito um estudo qualitativo do problema da absorção de potência pelo plasma, com base nas observações experimentais, e na análise das equações dos circuitos equivalentes das configurações antena-plasma.

Iniciaremos a discussão analisando o circuito equivalente que representa a configuração da antena isolada. Neste

circuito a potência dissipada pela antena é representada por sua resistência de radiação R_{rad} , conforme pode ser visto na fig. 4.4-1.

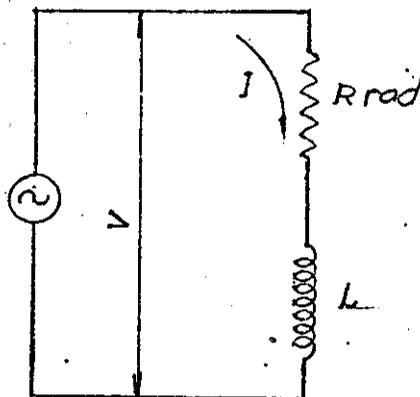


Fig. 4.4-1

A relação entre a tensão e corrente, pode ser expressa, em termos da impedância de carga, da seguinte forma:

$$V_L = Z_L I_L \quad (4.4-1)$$

onde: $Z_L = R_{rad} + jX_L$

$$X_L = \omega L$$

A média temporal da potência complexa, na antena, pode ser escrita na forma:

$$\langle P_{c>L} = \frac{1}{2} V_L I_L^* = \frac{1}{2} Z_L |I|^2 = \frac{1}{2} (R_{rad} + j X_L) |I|^2 \quad (4.4-2)$$

Definindo:

$$\langle P_c \rangle = \langle P \rangle_L + j \langle Q \rangle_L, \quad (4.4-3)$$

e igualando as partes reais e imaginárias das eqs. 4.4-2 e

4.4-3, obteremos:

$$\langle P \rangle_L = \frac{1}{2} R_{\text{rad}} |I|^2$$

(4.4-4)

$$\langle Q \rangle_L = \frac{1}{2} X_L |I|^2$$

onde $\langle P \rangle_L$ e $\langle Q \rangle_L$ são respectivamente as potências dissipada e reativa na antena.

Passaremos agora à análise do circuito equivalente representativo da configuração antena-eletrodos-solenóide. Este circuito assemelha-se a uma cavidade condutora com perdas, representada pelas resistências R_1 e R_2 , e furos, representados por R'_{rad} , conforme pode ser visto na fig. 4.4-2.

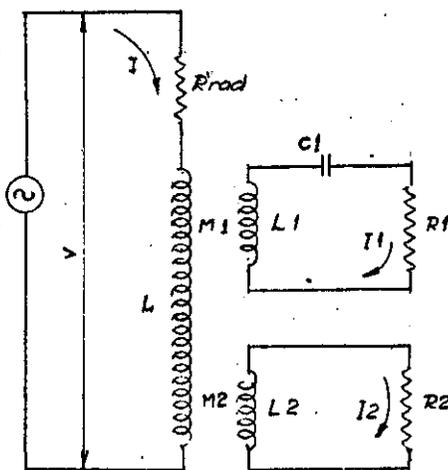


Fig. 4.4-2

O circuito secundário dos elementos M_2 , L_2 e R_2 , representa a interação entre a antena e os eletrodos. Os elementos M_1 , L_1 , C_1 e R_1 , representam a interação da antena com o

solenóide. A capacitância C_1 foi introduzida porque o solenóide possui um rasgo ao longo do seu comprimento.

Este circuito é descrito pelas seguintes equações:

$$-V + R'_{\text{rad}} I + j\omega L I + j\omega M_1 I_1 + j\omega M_2 I_2 = 0 \quad (4.4-5)$$

$$j\omega M_2 I + j\omega L_2 I_2 + R_2 I_2 = 0 \quad (4.4-6)$$

$$j\omega M_1 I + j\omega L_1 I_1 + \frac{1}{j\omega C_1} I_1 + R_1 I_1 = 0 \quad (4.4-7)$$

Resolvendo a eq. 4.4-6 para a corrente I_2 , obteremos:

$$I_2 = - \frac{\omega M_2 \omega L_2 + j\omega M_2 R_2}{R_2^2 + (\omega L_2)^2} I \quad (4.4-8)$$

Resolvendo a eq. 4.4-7 para a corrente I_1 , obteremos:

$$I_1 = \frac{-\omega M_1 (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}) - j\omega M_1 R_1}{R_1^2 + (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})^2} \quad (4.4-9)$$

A substituição das eqs. 4.4-8 e 4.4-9 na eq. 4.4-5, fornecerá o seguinte resultado para a tensão na antena:

$$V = \left\{ R'_{\text{rad}} + \frac{(\omega M_2)^2 R_2}{R_2^2 + (\omega L_2)^2} + \frac{(\omega M_1)^2 R_1}{R_1^2 + (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})^2} + j \left(\omega L - \frac{(\omega M_2)^2 \omega L_2}{R_2^2 + (\omega L_2)^2} - \frac{(\omega M_1)^2 (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})}{R_1^2 + (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})^2} \right) \right\} I \quad (4.4-10)$$

Para facilitar a análise dos termos, reescrevemos a eq. 4.4-10 na seguinte forma:

$$V = Z_1 I \quad (4.4-11)$$

onde:

$$Z_1 = R_1 + jX_1 \quad (4.4-12)$$

$$R_1 = R'_{\text{rad}} + R_d \quad (4.4-13)$$

$$R_d = \frac{(\omega M_2)^2 R_2}{R_2^2 + (\omega L_2)^2} + \frac{(\omega M_1)^2 R_1}{R_1^2 + (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})^2} \quad (4.4-14)$$

$$X_L = \omega L - \frac{(\omega M_2)^2 \omega L_2}{R_2^2 + (\omega L_2)^2} - \frac{(\omega M_1)^2 (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})^2}{R_1^2 + (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})^2} \quad (4.4-15)$$

O circuito equivalente da antena isolada foi introduzido apenas para facilitar a formulação do problema. Na verdade, as observações experimentais só foram feitas a partir do circuito equivalente da fig. 4.4-2. Entretanto, podemos fazer algumas observações qualitativas com respeito às modificações que poderiam ocorrer ao passarmos da configuração antena isolada para a configuração antena-cavidade. Como estamos fechando mais a cavidade, com a colocação do solenóide e dos eletrodos, uma quantidade menor de energia será perdida por radiação, o que significa que R'_{rad} deve ser menor do que R_{rad} .

Devido à condutividade finita dos condutores da cavidade, parte da energia armazenada pelos campos será dissipada por efeito ôhmico, o que é representado pela resistência R_d .

Para finalizar, vamos analisar o circuito equivalente da configuração antena-cavidade-plasma. Neste circuito o plasma é representado pelo circuito secundário dos elementos M_3 , L_3 e R_3 , como pode ser visto na fig. 4.4-3.

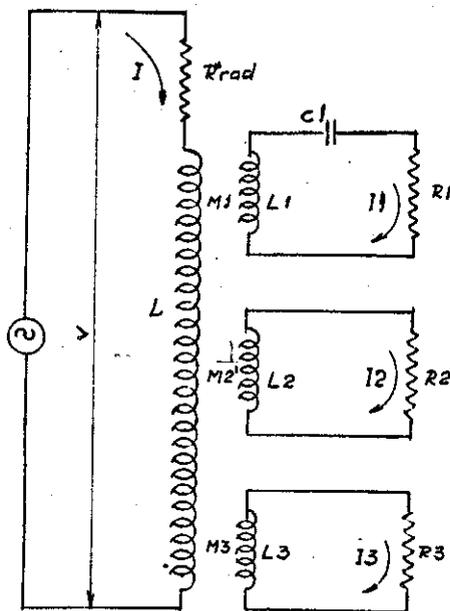


Fig. 4.4-3

A alteração da resistência de radiação, foi necessária para representar os efeitos de absorção de potência pelo plasma.

A única perturbação que o plasma poderá causar nos elementos de circuito da cavidade, será nas suas constantes de acoplamento M_1 e M_2 . Como o plasma não envolve o solenóide, este não poderá alterar a constante de acoplamento do seu circuito equivalente com a antena.

Para o caso dos eletrodos, entretanto, como eles estão imersos na região onde se forma o plasma, representamos uma possível perturbação do plasma, no seu circuito equivalente, através da alteração da constante de acoplamento.

Considerando o circuito equivalente da fig. 4.4-3, podemos escrever o seguinte sistema de equações:

$$-V + R''_{\text{rad}} I + j\omega L I + j\omega M_1 I_1 + j\omega M'_2 I_2 + j\omega M_3 I_3 = 0 \quad (4.4-16)$$

$$j\omega M_1 I + j\omega L_1 I_1 + \frac{1}{j\omega C_1} I_1 + R_1 I_1 = 0 \quad (4.4-17)$$

$$j\omega M'_2 I + j\omega L_2 I_2 + R_2 I_2 = 0 \quad (4.4-18)$$

$$j\omega M_3 I + j\omega L_3 I_3 + R_3 I_3 = 0 \quad (4.4-19)$$

A resolução do sistema de equações 4.4-16 - 4.4-19 fornecerá o seguinte resultado:

$$V = \left\{ R''_{\text{rad}} + \frac{(\omega M_3)^2 R_3}{R_3^2 + (\omega L_3)^2} + \frac{(\omega M'_2)^2 R_2}{R_2^2 + (\omega L_2)^2} + \frac{(\omega M_1)^2 R_1}{R_1^2 + (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})^2} \right. \\ \left. + j\left(\omega L - \frac{(\omega M_3)^2 \omega L_3}{R_3^2 + (\omega L_3)^2} - \frac{(\omega M'_2)^2 \omega L_2}{R_2^2 + (\omega L_2)^2} - \frac{(\omega M_1)^2 (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})^2}{R_1^2 + (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})^2} \right) \right\} I \quad (4.4-20)$$

Podemos simplificar a eq. 4.4-20 usando a seguinte notação:

$$V = Z_p I \quad (4.4-21)$$

onde:

$$Z_p = R_p + j X_p \quad (4.4-22)$$

$$R_p = R''_{\text{rad}} + R_p + R'_d \quad (4.4-23)$$

$$R_p = \frac{(\omega M_3)^2 R_3}{R_3^2 + (\omega L_3)^2} \quad (4.4-24)$$

$$R'd = \frac{(\omega M_1)^2 R_1}{R_1^2 + (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})^2} + \frac{(\omega M_2')^2 R_2}{R_2^2 + (\omega L_2)^2} \quad (4.4-25)$$

$$X_p = \omega L - \frac{(\omega M_3)^2 \omega L_3}{R_3^2 + (\omega L_3)^2} - \frac{(\omega M_1)^2 (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})^2}{R_1^2 + (\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1})^2} - \frac{(\omega M_2')^2 \omega L_2}{R_2^2 + (\omega L_2)^2} \quad (4.4-26)$$

Conforme pode ser observado na fig. 3.4-5, a tensão de RF aumenta bruscamente na presença do plasma. Como $\langle P \rangle_L$ praticamente não se altera, então, a corrente deve, necessariamente, diminuir também de forma brusca. Com base nestas observações e na expressão de $\langle P \rangle_L$ na eq. 4.4-4, podemos concluir que:

$$R_p \gg R_1 \quad (4.4-27)$$

$$R''_{rad} + R'_d + R_p \gg R'_{rad} + R_d \quad (4.4-28)$$

Um grande aumento da tensão de RF dentro da cavidade só poderá ocorrer, se houver um grande decréscimo na potência irradiada pela antena, ou seja,

$$R''_{rad} \ll R'_{rad} \quad (4.4-29)$$

A inspeção das expressões de $R'd$ e R_d , fornecidas respectivamente pelas eqs. 4.4-25 e 4.4-14, nos mostra que o plasma não altera a forma das equações.

Não é possível, com os fundamentos desta análise, sabermos quão significativo será a alteração da constante de acoplamento M_2 , entretanto, como o solenóide envolve toda a antena, é razoável supor que o acoplamento mais forte será entre ele e a antena. Como os elementos de circuito equivalente do solenóide não se alteram na presença do plasma, podemos concluir que:

$$R'_d = R_d \quad (4.4-30)$$

Com base nestas considerações a eq. 4.4-28 assume a seguinte forma:

$$R_p + R'_d \gg R'_{rad} + R_d \quad (4.4-31)$$

A inspeção da eq. 4.4-31, considerando a relação expressa na eq. 4.4-30, pode fornecer as seguintes desigualdades:

$$R_p \gg R'_{rad} \gg R''_{rad} \quad (4.4-32)$$

$$R_p \gg R'_d \quad (4.4-33)$$

As eqs. 4.4-32 e 4.4-33 significam, de acordo com a eq. 4.4-4, que a maior parte da potência é dissipada no plasma. Portanto, para os propósitos práticos, consideraremos que a potência absorvida pelo plasma é igual a potência medida pelo wattímetro.

Entretanto, como pode ser visto na fig. 3.4-10, para valores de campo magnético, que correspondem a um regime de

trabalho longe da ressonância, a tensão de RF diminui sensivelmente no interior da coluna. Neste caso, obteremos uma situação intermediária entre as configurações antena-cavidade e antena-cavidade-plasma. Isto significa que, para valores de campo magnético acima de 10 G, a potência absorvida pelo plasma já não é mais igual à potência medida pelo wattímetro. A discrepância aumenta a medida que o campo magnético aumenta.

4.5 - CALCULO DA CONDUTIVIDADE MEDIA DA COLUNA DE PLASMA.

Nesta seção iremos calcular a condutividade média ao longo da coluna de plasma, utilizando os valores da potência dissipada na antena, medidos com o wattímetro, e os valores do campo elétrico de RF, medidos com a sonda magnética.

Para calcularmos a condutividade média, na coluna de plasma, utilizaremos a eq. 4.3-11

$$\bar{\sigma}_L = \frac{\langle P \rangle}{1,36 (\bar{V}_L)^2} \quad (4.5-1)$$

Considerando uma potência dissipada na antena de 10 W e uma pressão de 10 mtorr, os valores da condutividade média calculados para os três regimes de operação foram os seguintes:

$$\bar{\sigma}_0 = 15 \pm 8 \text{ mho/m} \quad (\omega_{ce} \ll \omega)$$

$$\bar{\sigma}_R = 14 \pm 7 \text{ mho/m} \quad (\omega_{ce} = \omega) \quad (4.5-2)$$

$$\bar{\sigma}_F = \begin{cases} 23 \pm 11 \text{ mho/m} \\ 25 \pm 11 \text{ mho/m} \end{cases} \quad (\omega \ll \omega_{ce})$$

Como foi discutido na seção anterior, este resultado indica que fora da ressonância a potência absorvida pelo plasma diminui.

Este resultado está em desacordo com os resultados teóricos de σ_{\perp} , exceto para os valores de $\bar{\sigma}_R$, que são da mesma ordem de grandeza. As equações teóricas de σ_{\perp} indicam que a condutividade deve decrescer quando o plasma se afasta da ressonância, fato este, confirmado pelos resultados experimentais, como será visto no capítulo 5.

Como vimos na seção anterior, a aproximação de que a potência absorvida pelo plasma é igual a potência dissipada na antena, torna-se pior, a medida que o campo magnético aumenta. Este fato é justificado aqui, pelo aumento de $\bar{\sigma}_F$ em relação a $\bar{\sigma}_R$, ao contrário do comportamento previsto pela teoria e comprovado pelas observações experimentais. De forma análoga, o pequeno aumento de $\bar{\sigma}_0$ em relação a $\bar{\sigma}_R$, indica que a potência absorvida pelo plasma deve necessariamente decrescer também, quando nos afastamos da ressonância em direção ao regime do campo magnético fraco.

O resultado mais significativo, entretanto, é o de que a potência absorvida pelo plasma, nos vários regimes de operação, possuem todas a mesma ordem de grandeza.

RESULTADOS E CONCLUSOES

Neste capítulo são apresentados e analisados alguns dos resultados obtidos ao longo do trabalho experimental.

Vamos iniciar a discussão, analisando os resultados da fig. 5-1. Estes gráficos mostram o comportamento das grandezas T_e , n e $(1/2)nKTe$, ao longo da posição axial z , em $r = 0$, para os três regimes de operação da máquina. A grandeza $(1/2)nKTe$ representa a densidade de energia do elétron. Estas medidas foram feitas com uma sonda de Langmuir que tinha a liberdade para se deslocar axialmente, na posição radial $r = 0$ e cuja normal a sua superfície era paralela à direção do campo magnético. Como pode ser visto nestas figuras, para valores de campo magnético igual ou abaixo da ressonância, não existem grandes variações entre as grandezas T_e , n e $(1/2)nKTe$. Este resultado está de acordo com a análise qualitativa do problema de absorção de potência feita no capítulo 4.

Longe da ressonância há uma sensível diminuição dos valores de T_e e n ; além disso, o plasma torna-se menos homogêneo. Entretanto, como já foi mencionado no capítulo 4, estes resultados não confirmam os valores calculados para a potência absorvida pelo plasma, conforme está indicado na eq. 4.3-12. O resultado mais significativo, entretanto, é o de que T_e apresenta um comportamento semelhante ao campo elétrico da RF da

fig. 3.4-10, isto é, quando E_{RF} aumenta T_e também aumenta e vice-versa.

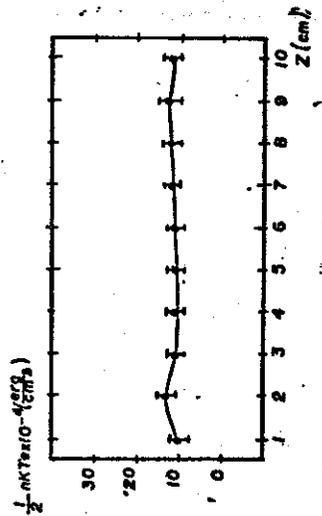
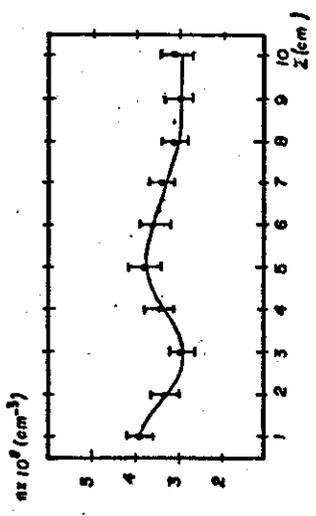
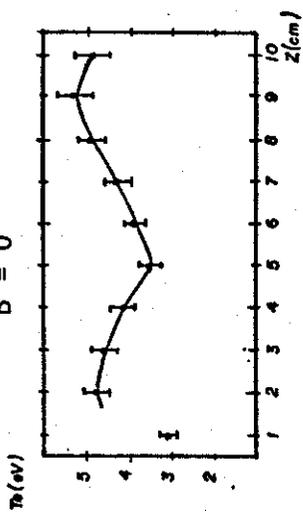
Na fig. 5-2, podemos ver o comportamento das grandezas T_e , n e $(1/2)nKT_e$, ao longo do raio r , em $z = 0$, para os três regimes de operação.

O aumento na temperatura eletrônica, quando a sonda era deslocada do centro para a periferia da coluna, está de acordo com a teoria estabelecida no capítulo 3, uma vez que a potência e T_e (Ref. 14) dependem do quadrado do campo elétrico.

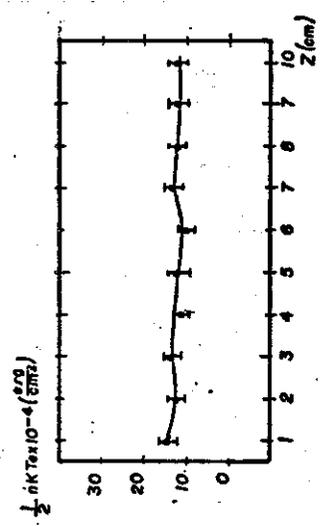
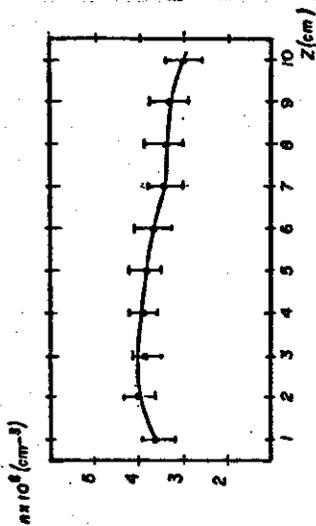
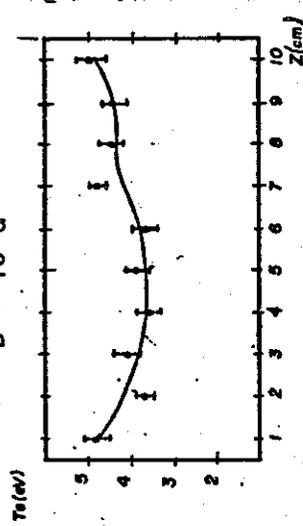
Na coluna de plasma, a densidade eletrônica n ficou limitada dentro do intervalo $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3} < n < 4 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, para todos os valores de potência de RF (0 a 16 W) e campo magnético (0 a 150 G) utilizados. Para um mesmo valor de potência de RF, a densidade atingia o seu valor máximo no centro da coluna, em $z = 0$, como pode ser visto na fig. 5-2. Com relação ao campo magnético, a densidade n apresenta o seguinte comportamento: quando B variava de 0 a 10 G, n não se alterava. Acima de 10 G, n decrescia aproximadamente 30% em relação ao seu valor para $B = 0$. Entretanto, a partir de 70 G a densidade aumentava novamente, atingindo o seu valor inicial para uma indução magnética em torno de 150 G.

Durante as medidas efetuadas com a sonda de Langmuir, observamos apenas uma tênue manifestação de efeitos anisotrópicos, como pode ser visto na fig. 5-3. Nesta figura, foram feitas medidas das temperaturas paralela, anti-paralela e perpendicular, para vários valores de potência dissipados na an-

B = 0



B = 10 G



B = 150 G

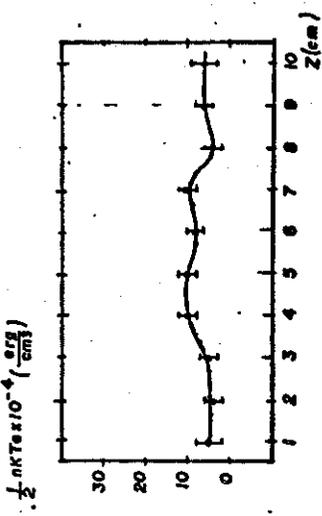
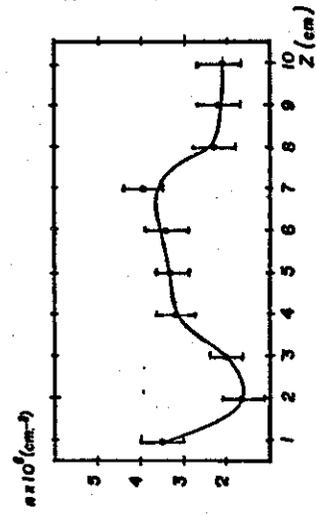
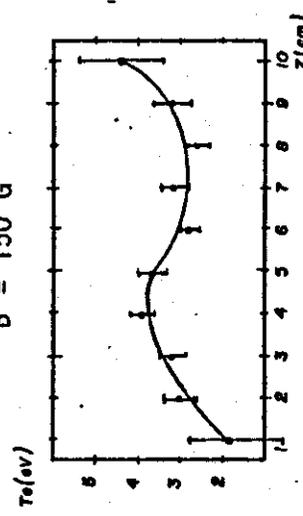


Fig. 5-1

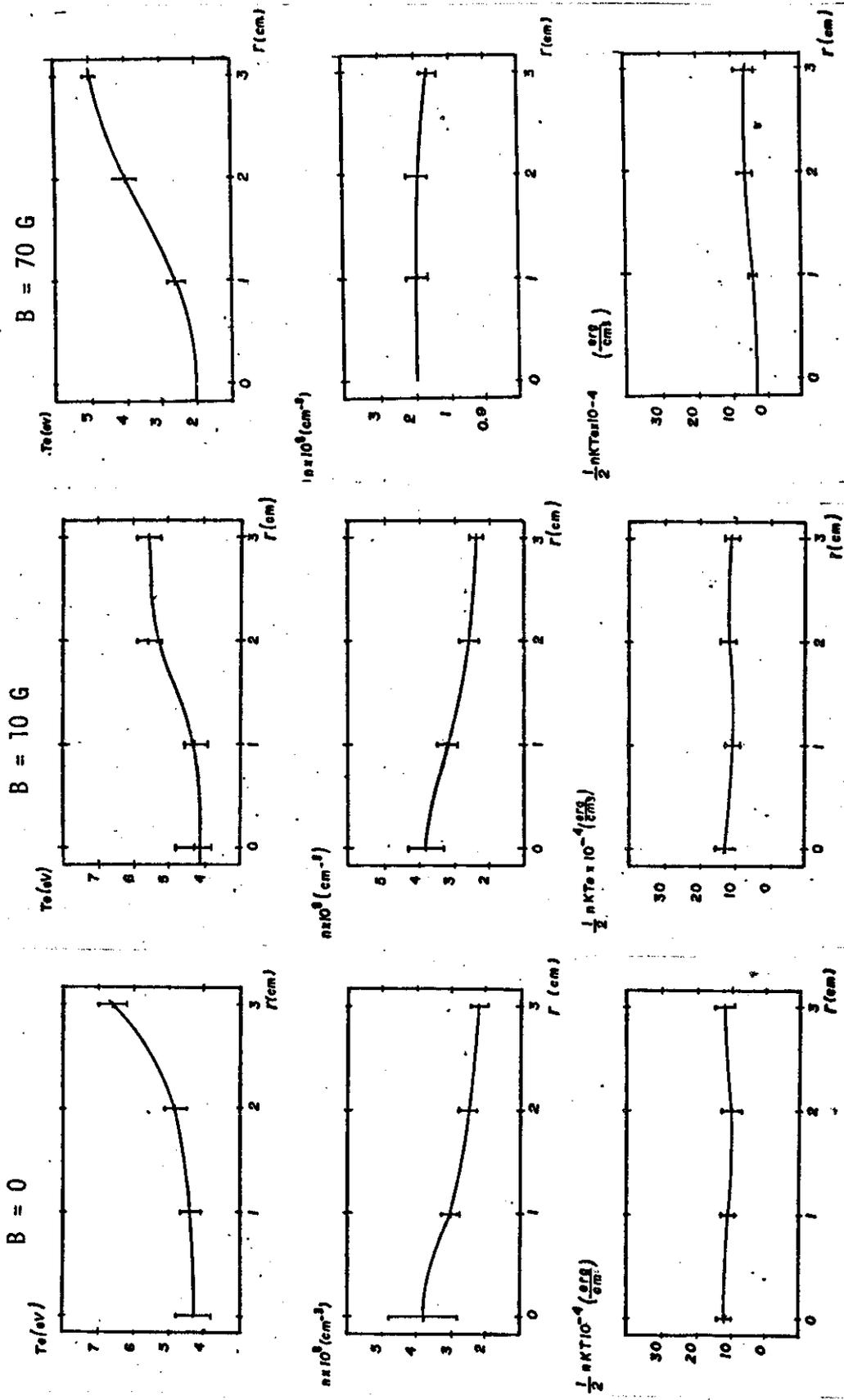


Fig. 5-2

T_e (eV)

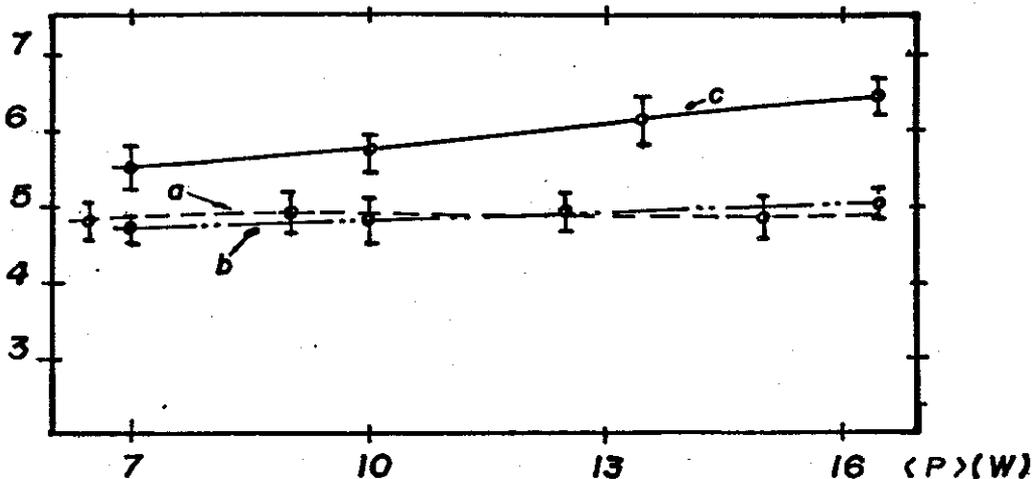


Fig. 5-3

- a. temperatura paralela ($T_{e\parallel}$)
- b. temperatura anti-paralela ($T_{e\perp}$)
- c. temperatura perpendicular (T_{\perp})

As medidas foram feitas com as sondas posicionadas sempre na posição $r = 2.0$, $z = 0.0$.

As curvas a, b e c representam as variações das temperaturas paralela, anti-paralela e perpendicular, respectivamente, em relação à mesma potência dissipada na antena $\langle P \rangle$.

tena. A temperatura perpendicular foi medida com uma sonda de Langmuir, cuja normal ao plano da sonda era paralela à direção do campo E_{RF} , mas perpendicular à direção de B. Já a temperatura paralela (anti-paralela) foi medida com uma sonda de Langmuir, cuja normal ao seu plano era anti-paralela (paralela) à direção do campo magnético. As temperaturas paralela e anti-paralela se mantiveram aproximadamente constantes em 5 eV, para todos os valores de potência utilizados, indicando

que a velocidade da vazão do plasma é praticamente desprezível em relação à velocidade térmica dos elétrons. Por outro lado, a temperatura perpendicular apresentou um crescimento monótono quando a potência da RF aumentava. Entretanto, em toda a faixa de potência utilizada, a diferença entre a temperatura perpendicular e as temperaturas na mesma direção do campo magnético não ultrapassou 1.5 eV.

Com base nos resultados experimentais obtidos, podemos concluir que o tensor de permissividade dielétrica do plasma, representado pelas expressões da eq. 4.2-6, não é suficiente para descrever satisfatoriamente o comportamento do plasma com relação às suas propriedades eletromagnéticas. Em geral este resultado tem sido obtido em experiências semelhantes. Longe da ressonância a potência absorvida pelo plasma é muito maior do que os valores previstos pela teoria (Ref. 15).

A experiência adquirida ao longo do trabalho experimental, juntamente com o estudo do problema da absorção de potência pelo plasma, nos faz acreditar que seria necessário refazer a máquina, para obter resultados mais precisos. Nesta linha de pesquisa a máquina natural deveria ser uma combinação de espelho magnético e cavidade ressonante. Também seria conveniente trabalhar com maiores intensidades de potência para que os efeitos de absorção ressonante pudessem ser observados com maior clareza.

REFERENCIAS

- [1] Baird, D.C., Experimentation an Introduction to Measurement Theory and Design of Experiments, (1962)
- [2] Meimers, H.F., Eppenstein, W., Moore, K.H., Laboratory Physics, (1969)
- [3] Young, H.D., Statistical Treatment of Experimental Data, Mc Graw Hill Bobk, New York, (1962)
- [4] Millmam and Halkias, "Eletronic Devices and Circuits", Mc Graw Hill, New York, (1967)
- [5] "Silicon Rectifiers Hand Book" Motorola, (1973)
- [6] Munford, W.W., Directional Couplers, Proc. I.R.E., Vol. 35, (February, 1947), 160-165
- [7] Darzen, B., Impedance Measurements with Directional Couplers and Supplementary Voltage Probe, I.R.E., 37 (October, 1947), 1208-1211
- [8] Darzen B. and Yalow, A., Theory and Design of the Reflectometer, Elect. Communication, 24 (March, 1947), 94-100
- [9] Morrison, J.F. and Younke, E.L., A Method of Determining and Monitoring Power to Impedance at High Frequencies, Proc. I.R.E., 36 (February, 1948), 212-216
- [10] Potter, J.I. and Tick, S., Theory of Networks and Lines, Prentice-hall of India ltd., New Delhi, (1965)
- [11] Huddleston, R.H. and Leonard, S.L., Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, New York, London, (1965)

- [12] Jackson, J.D., Classical Eledrodynamics, John Wiley & Sons, New York
- [13] Chung, P.M., Talbot, L., and Touryan, K.J., Electric Probes in Stationary and Flowing Plasmas: Thoory and Appli- cation, Springer-Verlag, N.Y. - Heidelberg, Berlin, (1975)
- [14] Ginzburg, V.L. and Gurevleh, A.V., Sov. Phys., Usp.3, 115, (1960)
- [15] Naumovets, V.G., Pasechnik, L.L. and Yorgola, V.V., Ab- sorption of Power by a Plasma in a Magnetic Field, Sov. J. Plasma Physics, 6 (5), (Sept./Oct., 1980)