

Este exemplar corresponde à versão final e tem sido defendido pelo aluno A. J. Balloni e aprovada pelo comitê julgadora. 11/11/88 } Jusma - L

"OBSERVAÇÃO DE CAVITONS ESTACIONÁRIOS EM PLASMA PRODUZIDO POR RF EM SISTEMA DE MÚLTIPLO ESPELHO"

Antonio José Balloni

Orientador: Prof. Dr. José Busnardo Neto

Tese apresentada ao Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Doutor em Ciências .

Campinas, novembro de 1988

**COMISSÃO JULGADORA**

- Membros Titulares -

**DR. JOSÉ BUSNARDO NETO (ORIENTADOR)**

Dept. de Eletrônica Quântica - IFGW - UNICAMP

**DR. PAULO HIROSHI SAKANAKA**

Dept. de Eletrônica Quântica - IFGW - UNICAMP

**DR. MÁRIO ANTONIO BICA DE MORAES**

Dept. Física Aplicada - IFGW - UNICAMP

**DR. CÂNDIDO DA CUNHA RAPOZO**

Instituto de Física - Universidade Federal Fluminense

**DR. JURGEN WERNER HEINZ GEICKE**

Divisão de Física Teórica - IEAv - CTA

- Membros Suplentes -

**DR. MUNEMASA MACHIDA**

Departamento de Eletrônica Quântica - IFGW - UNICAMP

**DR. LUIZ CARLOS GOES**

Divisão de Laser - IEAv - CTA

"À DEUS"

Para minha família, que com muita paciência, esperaram o término desse trabalho. Agradeço à Rosinha, minha esposa, pelo seu amor, carinho e participação, que me foram imprescindíveis. Aos meus queridos filhos: João Paulo, peço desculpa por me esperar longas horas, durante esses anos, para que pudéssemos brincar; ao Carlos José, o dengoso, o qual não esquecia mesmo nas noites em que passava trabalhando, e o Pedrinho, o último que veio para nos encantar....AGRADEÇO DO FUNDO DO MEU CORAÇÃO .

## AGRADECIMENTOS

Agradeço ao prof. Dr. José Busnardo Neto, pela oportunidade de ter trabalhado no Laboratório do Grupo de Plasma e pela importante orientação recebida na conclusão desse trabalho.

Ao prof. Dr. Paulo H. Sakanaka, pela prestimosa colaboração no desenvolvimento do modelo matemático, original, para Cavitação Estacionária.

Ao Cel. Av. Reginaldo dos Santos (DIR/IEAv) e ao Dr. Carlos Schwab (LASER/IEAv), por me terem permitido concluir esse trabalho.

Ao Dr. Jürgen Werner Heinz Geicke (FTE/IEAv), pela espontaneidade, paciência, carinho e empenho com que sempre me atendeu nos vários aspectos relacionados com esse trabalho, sem os quais o mesmo não seria possível.

Ao Dr. Antonio Carlos de J. Paes (FTE/IEAv), pela valiosa ajuda na geração dos gráficos, pela atenção e discussões realizadas.

Aos Drs. Shuko Aihara e Yoshiyuki Aso (INPE), pelo apoio e valiosa ajuda nos momentos difíceis.

Ao Ten. Cel. Carlos de Moura Neto (LASER/IEAv), Dr. Marcos Tadeu Tavares Pacheco (LASER/IEAv), Ten. Cel. Azuma Shinkai (SUTEC/IEAv) e ao Dr. Stephenson Caticha Ellis (IF/UNICAMP), pelo interesse no término desse trabalho.

Aos Drs. Cândido C. Rapozo (Grupo de Plasma/UFF), Carlos H. B. Cruz (Grupo de Laser/UNICAMP), Ross A. Douglas (Grupo de Física Aplicada/UNICAMP), e Carlos Schwab (Div. LASER/IEAv), pelo empréstimo de equipamentos, sem os quais a realização desse trabalho não seria possível.

Aos amigos Hisataki, Kayama, Trigueiros, Tsui, Altair, Shibata, Edson, Leonardo e Joaquim Paulino, Remo, Cobra, Alvaro, Sergio, Riva, Lago, Antonio Carlos, Osny, Carlos, Alberto, Neri, Germano, Sílvio, Nicolau, Carmem, Terezinha, Lídia, Homero, Major Couto, Ivo, Bonfim, Goes, Orlando (e demais amigos do LASER/IEAV), Luiz Artur, Leda, Jonas, Verdelli (e demais amigos da FEX/IEAV), Pércio, Maurílio, Capitão Couto (e demais amigos da SUTEC/IEAV), que foram acima de tudo, grandes companheiros.

À FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo), INPE (Instituto de Pesquisas Espaciais) e ao IEAV/CTA (Instituto de Estudos Avançados), pelo apoio financeiro.

A todos os familiares da cidade de Conchal, em particular aos meus pais, Dornelo e Élia, e irmãos; e da cidade de Formiga, em particular, meus sogros, Sr. Décio e Sra. Sula, e cunhados, pelo carinho de sempre e de um modo geral a todos que contribuíram para a realização desse trabalho, muito obrigado.

**RESUMO.**

Foi observada experimentalmente a existência de cavitons estacionários em um plasma de argônio, produzido e aquecido por um campo de rf e confinado por um sistema de espelhos magnéticos. Os cavitons são observados simultaneamente na densidade dos elétrons  $N_e$  (depressão), na temperatura dos elétrons  $T_e$  (pico), no potencial de flutuação  $V_f$  (depressão) e nos campos eletromagnéticos de rf  $E_{rf}$  (pico). São estáveis no tempo, altamente localizados no espaço e existe um equilíbrio entre a força ponderomotriz e a força termocinética. A localização dos cavitons está associada a ondas estacionárias ao longo do eixo de simetria do sistema. Sua largura  $\Delta Z$  é da ordem de 2 a 4 cm, com  $\Delta N_e/N_e^* \sim 100\%$  e  $\Delta T_e/T_e^* \sim 200\%$ .

Um modelo matemático, baseado no modelo de Morales [The Phys. of Fluids, 20,1135(1977)], mostrou a existência de cavitons estacionários no tempo e no espaço, com a amplitude final bastante próxima da medida.

**ABSTRACT.**

We report the experimental observation of cavitons in a Argon plasma, produced and heated by an rf field and confined by a magnetic mirror system. The cavitons are simultaneously observed in the electron density  $N_e$  (dip), the electron temperature  $T_e$  (peak), the floating potential  $V_f$  (dip) and in the rf electromagnetics fields (peak). They are stable in time, sharply localized and stationary in space and there is an equilibrium between the ponderomotive force and thermokinetic forces. The localization of the cavitons is associated with stationary waves along the axis of symmetry of the system. Their widths  $\Delta Z$  is of the order 2.0 to 4.0 cm,  $\Delta N_e/N_e^* \sim 100\%$  and  $\Delta T_e/T_e^* \sim 200\%$ .

We modified Morales model for cavitons [The Phys. of Fluids, 20,1135(1977)] and obtained cavitons stationary in time and space, with a reasonable prediction for the final amplitude.

## INTRODUÇÃO

Ondas de rádio frequência (rf) podem produzir plasma sem eletrodos internos, como em descargas DC. A maneira como ele é formado é explicado da seguinte forma: alguns elétrons livres ganham energia do campo de rf, e têm um movimento oscilante ordenado sofrendo colisões com os átomos neutros. Entre uma e outra colisão os átomos neutros podem ganhar mais energia cinética, e quando essa exceder o potencial de ionização desse átomo, da-se a multiplicação dos elétrons e ocorre o que se chama de "colapso" ou rompimento (em inglês "breakdown") do gás, originando o plasma (01). O colapso acontece se o ganho em densidade de elétrons causado pela ionização exceder por algum tempo, as perdas por difusão e recombinação. Depois que uma situação de equilíbrio é estabelecida, pode-se escrever a seguinte equação:

$$\partial N_j / \partial t = Z_0 N_j - \nabla \cdot \vec{F}_j = 0$$

onde  $N_j$  é a densidade das partículas de espécie  $j$ th,  $F_j$  é o fluxo e  $Z_0$  a frequência de ionização.

Experimentalmente o potencial de colapso depende da pressão do gás neutro, da frequência do campo

elétrico de rf e do tipo de gás. Ele é também uma função da forma e do volume do recipiente, e do material de suas paredes. Para um determinado gás e frequência existe uma pressão para o qual esse potencial é mínimo. Para o gás e a frequência que usamos (argônio,  $f_{rf}=120\text{MHz}$ ) a maior pressão onde se obtém o colapso sem a presença do campo magnético DC é de aproximadamente  $10^{-2}$  Torr, e a menor pressão  $10^{-4}$  Torr. Na presença de campo magnético se observa uma diminuição substancial do potencial de colapso.

Um gás ionizado pode em princípio conter elétrons, íons negativos e positivos, átomos ou moléculas neutras no estado fundamental ou excitado. Para cada espécie associamos uma temperatura e uma densidade que podem ser uma função do tempo e da posição. Plasmas podem ser produzidos de muitas maneiras diferentes e existem numa gama enorme de condições e propriedades.

Estamos principalmente preocupados com plasmas poucos densos ( $N_e \leq 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) e frios ( $T_e \leq 100\text{eV}$ ) (02), magnetizado, produzido e aquecido por campos de rf. Uma das grandezas necessárias para a descrição de um plasma é a frequência de colisão entre os seus diversos constituintes. Em plasmas fracamente ionizados as colisões elétrons-átomos  $u_{e,a}$  predominam sobre as demais colisões existentes, ou seja, colisões elétrons-elétrons, elétrons-íons etc., sendo que para as nossas condições experimentais  $u_{e,a} = 10^{16} \text{ s}^{-1}$ . Uma descrição das propriedades de transporte

em descargas tenues com grau de ionização entre  $10^{-3}$  à  $10^{-4}$  encontra-se na referência (03).

Uma situação ideal de um plasma é supor que o mesmo seja infinito e homogêneo. Em plasma reais existem gradientes de densidade e o plasma tende a difundir para regiões poucos densas. Gradientes de densidade podem também ser criado pelo campo magnético DC (04), como será mostrado nos resultados experimentais, capítulo III. No sistema de espelho magnético da UNICAMP a ionização e aquecimento do gás de argônio são feitos por um gerador de rf, 120MHz  $P_{rf}=600W$  em regime contínuo. O acoplamento da onda de rf do gerador com o sistema onde se produz o plasma é feito através de uma antena helicoidal (estrutura geradora de onda lenta). (05)

O estudo de física de plasma fracamente ionizados em espelho magnético tem produzido resultados interessantes tais como a "Observação de Ondas de Ionização" (06) e o "Aquecimento por Rádio Frequência" (07). Nesse trabalho apresentamos uma outra aplicação dos sistema de espelho magnético, o qual conduziu à observação experimental de cavitons estacionários, um fenômeno tipicamente não linear.

A formação de cavitons é observada desde o início dos anos 70 e explicada teoricamente (08,09). Um campo elétrico de rf com frequência  $W_{rf}$ , dirigido ao longo

de um gradiente de densidade, dá origem à ressonância eletrostática próximo ao ponto onde a frequência de plasma  $\omega_{pe}$  é igual a  $\omega_{rf}$ . A localização da ressonância dá origem a buracos de densidade (cavitons) via força ponderomotriz. Contudo, as cavidades se propagam ao longo do gradiente, para fora da ressonância e são transientes no tempo de escala dos íons (10,11).

No presente trabalho usamos um plasma de Lisitano magnetizado onde a temperatura dos elétrons  $T_e$  é muito maior que a temperatura dos íons  $T_i$  (12,13). O plasma é gerado e aquecido por campo de rf em modo contínuo, diferente de outros trabalhos, onde o campo elétrico de rf era aplicado em um plasma não magnetizado com um gradiente de densidade preparado anteriormente (09,14). Nosso sistema experimental permite medidas confiáveis na presença de campo de rf. As estruturas não lineares observadas (cavitons) são altamente estáveis (no tempo) e localizadas (no espaço) em alguma posição a qual depende das condições de plasma, tais como pressão e/ou campo magnético. Essa dependência dos cavitons em relação à pressão e/ou campo magnético é explicada da seguinte forma: " Sabe-se que a densidade de elétrons do plasma aumenta com o aumento da pressão e/ou campo magnético DC. Como a antena helicoidal (estrutura geradora de ondas lentas)(05) produz um campo elétrico  $E_z$  longitudinal de rf que se propaga ao longo do eixo de simetria do sistema, esse campo elétrico é refletido pela flange de aço inóx situada em uma das extremidades do

sistema, criando, dependendo das condições do plasma, tais como a pressão e/ou campo magnético, uma onda estacionária ao longo do eixo de simetria desse sistema, que dá origem à ressonância eletrostática localizada em  $W_{rf} = W_{pe}^* / (2)^{1/2}$ , gerando-se intensos campos eletromagnéticos de rf responsáveis pela ocorrência dos cavitons, via força ponderomotriz (03,08). Essa onda estacionária, conforme será visto no capítulo III, em Resultados Experimentais, aparece apenas para determinados valores de pressão e campo magnético DC. Quanto a estabilidade dos cavitons, é facilmente explicada em termos do equilíbrio entre as forças ponderomotriz e termocinética.

A seguir será dada uma rápida descrição dos capítulos desenvolvidos nesse trabalho.

O capítulo I descreve uma teoria simples de confinamento para plasma fracamente ionizados em espelho magnético. No capítulo II é dado os detalhes do aparato experimental, bem como é feito uma discussão sobre antenas helicoidais e seus modos de radiação e transmissão. Nesse mesmo capítulo, é descrito as principais técnicas de diagnósticos utilizadas, tais como: sonda de Langmuir, sondas magnética e dupla flutuante de rf, e gaussímetro.

No capítulo III é apresentado e discutido os resultados experimentais. Um modelo físico e modelo matemático para caviton estacionário é feito no capítulo IV.

A conclusão encontra-se no capítulo V.

## CAPÍTULO I

### CONFINAMENTO DE PLASMA

#### I.1 - Princípios Básicos de Confinamento de Plasma Em Um Espelho Magnético.

O confinamento de plasma em um campo de espelho magnético já existe na Terra desde quando o campo magnético terrestre foi formado. As partículas carregadas que vem do sol ou do espaço interplanetário são presas pelo campo de espelho magnético na magnetosfera, formando o que é chamado Cinturão de Van Allen.

O mecanismo físico da prisão é baseado na conservação de momento magnético  $u$  das partículas girantes (03,15) e a conservação de energia. O momento magnético de uma partícula é expresso por

$$u = (W_{\perp}/B)$$

(I-01)

onde  $W_{\perp}$  é a energia cinética da partícula carregada perpendicular à linha de força do campo magnético, e  $B$  é o módulo desse campo magnético. Essa lei de conservação é válida se a variação espacial do campo magnético é pequena comparada com o raio de Larmor das partículas, e a variação temporal do campo magnético for muito menor que a variação desse campo ocorrido durante o período ciclotrônico da partícula. A conservação do momento magnético é a base de um dos esquemas primários para o confinamento de plasma: "O Espelho Magnético". Quando a partícula se move de uma região de campo forte ( $B_{\max}$ ), ela vê um campo magnético crescendo, e conseqüentemente, sua velocidade perpendicular ( $V_{\perp}$ ) deve aumentar para que  $u$  permaneça constante. Como a energia total também deve ser conservada, a velocidade paralela ( $V_{//}$ ) deve necessariamente diminuir. Se o campo magnético for muito forte em  $B_{\max}$  (garganta do espelho) figura I-1, então  $V_{//}$  torna-se zero antes de chegar ao ponto de  $B_{\max}$ , e, então a partícula é novamente refletida para a região de campo magnético mínimo, ( $B_{\min}$ ).

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

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

obtemos o volume de confinamento no espaço de velocidade. Na expressão I-02,  $W_{//}$  é a energia cinética da partícula

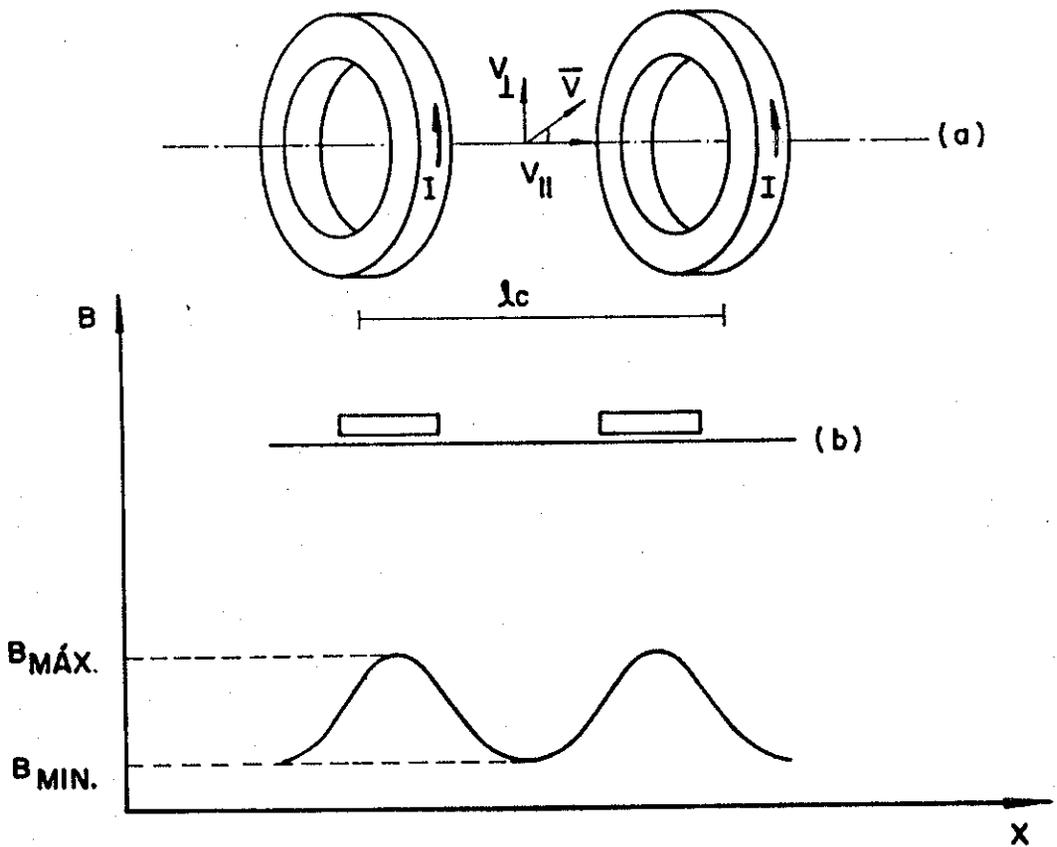


Figura I - 1 - a) Espelho Magnético Simples

b) Perfil do campo magnético ao longo do eixo de simetria do espelho magnético simples.

paralela à linha de força do campo magnético, e,  $W_0$  é a energia total.

O campo magnético não uniforme de um simples par de bobinas, forma dois espelhos magnéticos cuja região limitada entre eles o plasma pode ser confinado, figura I-1. Os campos  $B_{\max}$  e  $B_{\min}$  são os campos magnéticos máximos e mínimos respectivamente. As partículas carregadas que possuem componentes de velocidade paralela  $V_{//}$  e velocidade perpendicular  $V_{\perp}$  no ponto  $B=B_{\min}$  serão refletidas pelo campo magnético crescente se

$$(V_{//})/(V_{\perp}) < [1 - B_{\max}/B_{\min}]^{1/2} = (1 - 1/R_m)^{1/2}$$

(I-03)

for satisfeita, onde  $R_m$  é a razão de espelho (16). As outras partículas carregada que possuam um grau de inclinação  $\theta$  no eixo em  $B=B_{\min}$  menor que  $\theta_m = \arcsen(B_{\min}/B_{\max})$  serão perdidas do volume entre os espelhos magnéticos. Esse volume no espaço de velocidades onde  $\theta < \theta_m$  é denominado de cone de perdas, figura I-2.

Portanto de acordo com a equação I-03, o aprisionamento das partículas não dependem de sua energia mas sim do ângulo que seu vetor velocidade faz com as linhas de campo magnético. O contorno de separação  $H$  entre as populações presas e não presas é dado por:

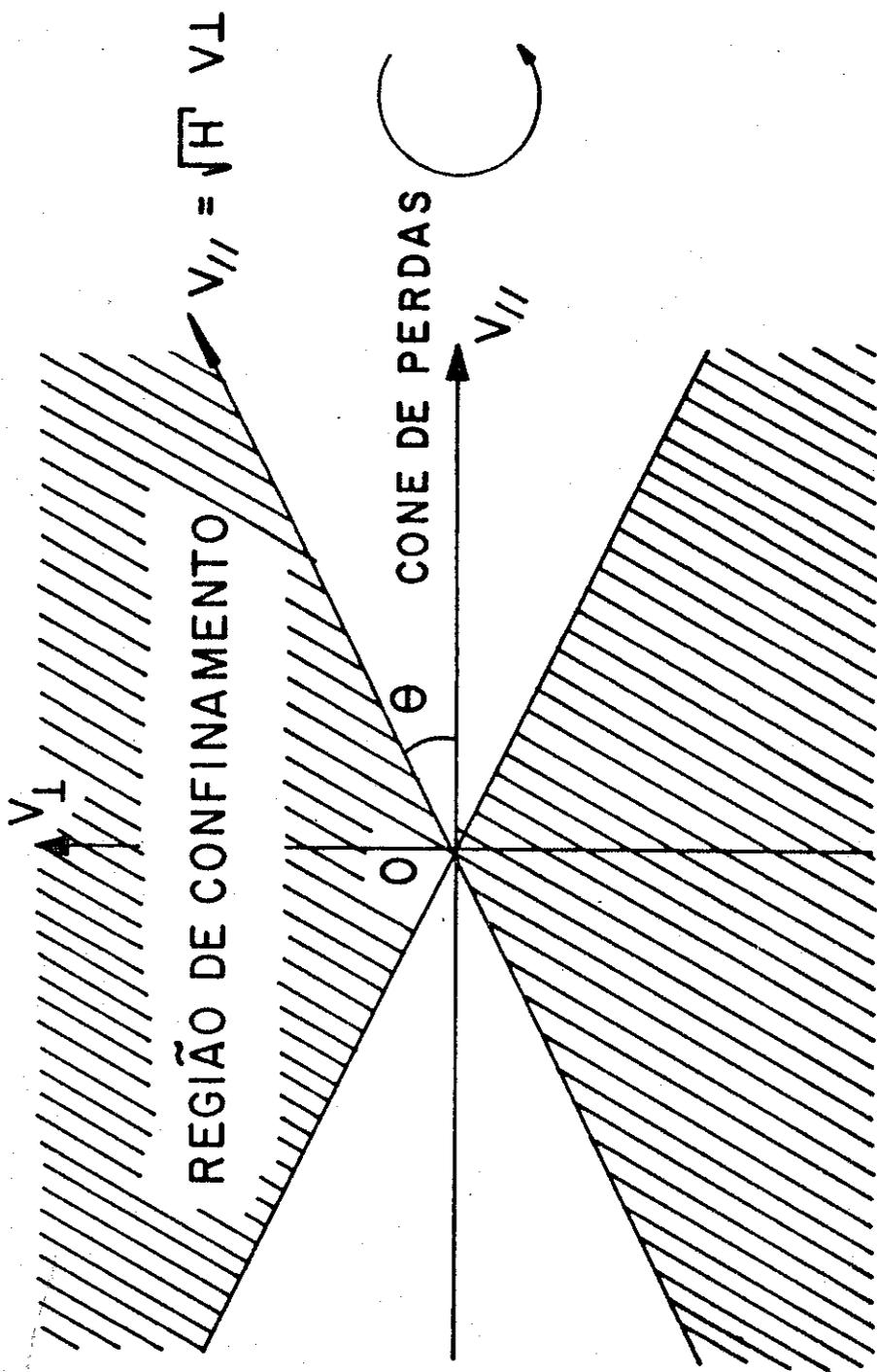


Figura I - 2 - Região de confinamento e cone de perdas no espaço de velocidades, onde  $V_{\parallel}$  e  $V_{\perp}$  são as componentes de velocidades paralela e perpendicular ao campo magnético no centro do espelho.  $(H)^{1/2} = (1 - B_{\min}/B_{\max})^{1/2}$  é o contorno de separação entre as partículas presas e não presas.

$$V_{//} = (H)^{1/2} \times v_{-} \quad (I-04)$$

onde (H) de acordo com a referência (17) é definido por:

$$(H)^{1/2} = (1 - B_{\min}/B_{\max})^{1/2} \quad (I-05)$$

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

A figura I-3 mostra um sistema de espelho múltiplo que consiste de pares de espelhos conectados em série, sendo cada par de espelho ou célula representado pela figura I-1.

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

$$D_{//} = (L_c)^2/T_1 \quad (I-06)$$

onde  $L_c$  é o comprimento de cada célula e  $T_1$  é o tempo de confinamento de partículas na célula espelho.

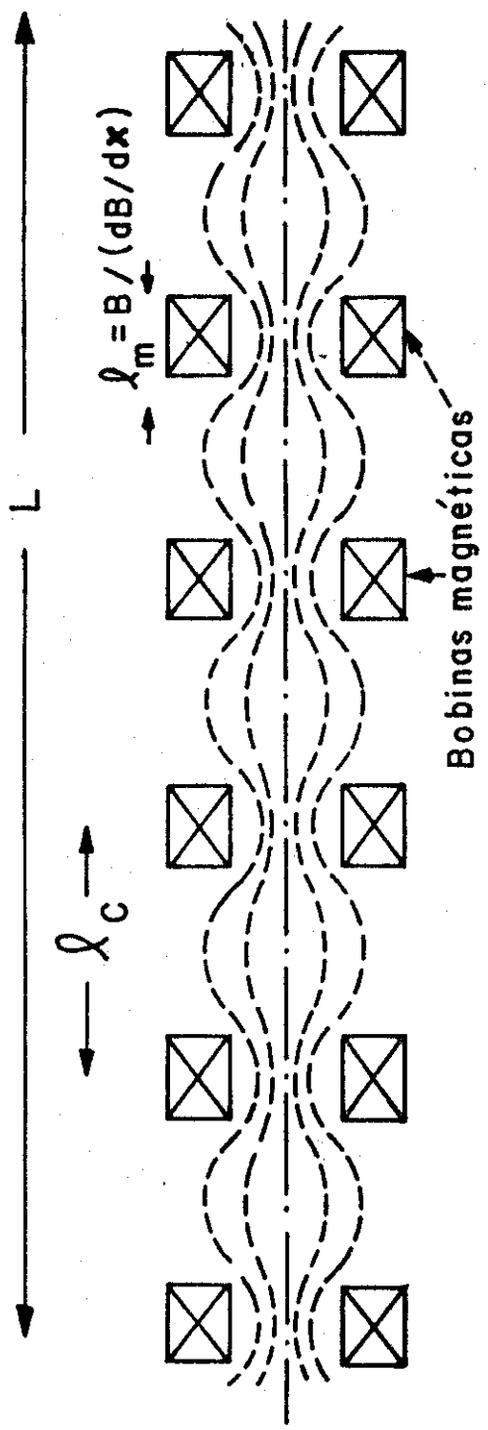


Figura I - 3 - Configuração do Sistema de Múltiplo Espelho. Dimensão do Sistema  $L=160$  cm. Escala de comprimento de variação do campo magnético  $\lambda_m = 9,0$  cm. Comprimento de cada célula  $\lambda_c = 26$  cm.

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

$$T_t = Z^2/D_{//} \quad (I-07)$$

onde  $Z=NL_c$  , e  $N$  é o número de pares de espelhos.  $N=5$  de acordo a figura II-1. Portanto das equações I-06 e I-07, temos

$$T_t = N^2 T_1 \quad (I-08)$$

onde  $N$  é o número de pares de espelhos

$L_c$  é o tamanho de cada célula espelho

$T_1$  é o tempo de confinamento em uma célula, ou entre cada par de bobina, de acordo com a figura I-1.

O tempo de confinamento  $T_1$  em um espelho simples, de acordo com a a referência (18) é a razão entre o número de partículas por unidade de volume no sistema pelo número de íons que escapam por unidade de volume por segundo através do cone de perdas, figura I-2. Para um plasma fracamente ionizado , temos

$$T_1 = \{ 0,5 + 0,785 \cdot \ln(R_m) \} T_{in} \quad (s) \quad (I-09)$$

onde  $T_{in}$  é o tempo de colisão entre as partículas carregadas e neutras, visto que em um plasma fracamente

ionizado as colisões são predominantes entre elétrons e partículas neutras e íons e partículas neutras.  $\ln(R_m)$  é o logarítmo neperiano da razão de espelho  $R_m$ .

$$T_{in} = 1/N_0 Q_{in} (K_B T_i / M_i)^{1/2} \quad (s) \quad (I-10)$$

onde  $N_0$  é a densidade de partículas neutras,  $Q_{in}$  é a seção de choque entre íons e partículas neutras e  $K_B T_i$  é a temperatura dos íons em eV e  $M_i$  é a massa dos íons em gramas.

Utilizando as equações I-09 e I-10, temos finalmente o tempo de confinamento total para um plasma fracamente ionizado em espelho magnético múltiplo:

$$T_t = (N/N_0)^2 \{ 0,5 + 0,785 \ln(R_m) \} / Q_{in} (T_i / M_i)^{1/2} \quad (I-11)$$

onde  $N$  é o número de pares de espelhos,  
 $N_0$  é a densidade de partículas neutras,  
 $R_m$  é a razão de espelho e  
 $Q_{in}$  é a seção de choque entre íons e partículas neutras .

Substituindo-se valores numéricos para a equação I-11, encontramos para a máquina de espelho magnético da UNICAMP que  $T_t \sim 10^{-7}$  s, (19).

Nesse capítulo apresentamos uma teoria simples para confinamento de plasma em campo de espelho magnético envolvendo a conservação de energia e de momento magnético (equações I-01 e I-02). No capítulo III ( Resultados Experimentais ) o plasma em estudo é criado por campos de rf e submetido a 5 perfis de campo de espelho magnético diferente, figura I-1. Como referência, esses perfis serão rotulado pelos valores de campo magnético médio  $\bar{B}$ , ie,  $\bar{B} = (B_{\max} + B_{\min})/2$ . No capítulo IV (Modelo Matemático para Caviton Estacionário), serão utilizados os valores locais de campo magnético onde se obteve os cavitons, bem como o momento magnético  $u_e$  dos elétrons, equação I-01.

A seguir passamos a descrição do aparato experimental.

## CAPÍTULO II

### APARATO EXPERIMENTAL

#### II.1 - Sistema de Múltiplo Espelho

Foi projetado e construído um sistema de múltiplo espelho, figura II-1, constituído de seis bobinas de 1200 voltas com raio interno de 5,0cm e raio externo de 11,0cm, largura de 9,0cm, com capacidade de se gerar um campo magnético máximo de até 3,5kG com uma corrente de 35 ampéres. As bobinas foram colocadas igualmente espaçadas de uma distância de 26,0cm centro a centro, e no seu eixo é inserido um tubo de pirex cujo diâmetro externo  $\phi_{ext}=8,5cm$  e comprimento  $L=160.0cm$ . Para alimentação das bobinas foi construído uma fonte de corrente contínua de 35 ampéres e potência máxima de 3.2kW. A figura II-2 mostra o perfil de campo magnético gerado pelas bobinas, e a figura II-3 a direção das linhas de campo.

O tubo de pirex é selado e evacuado com um sistema de bomba mecânica e difusora, ambas de 4 polegadas,

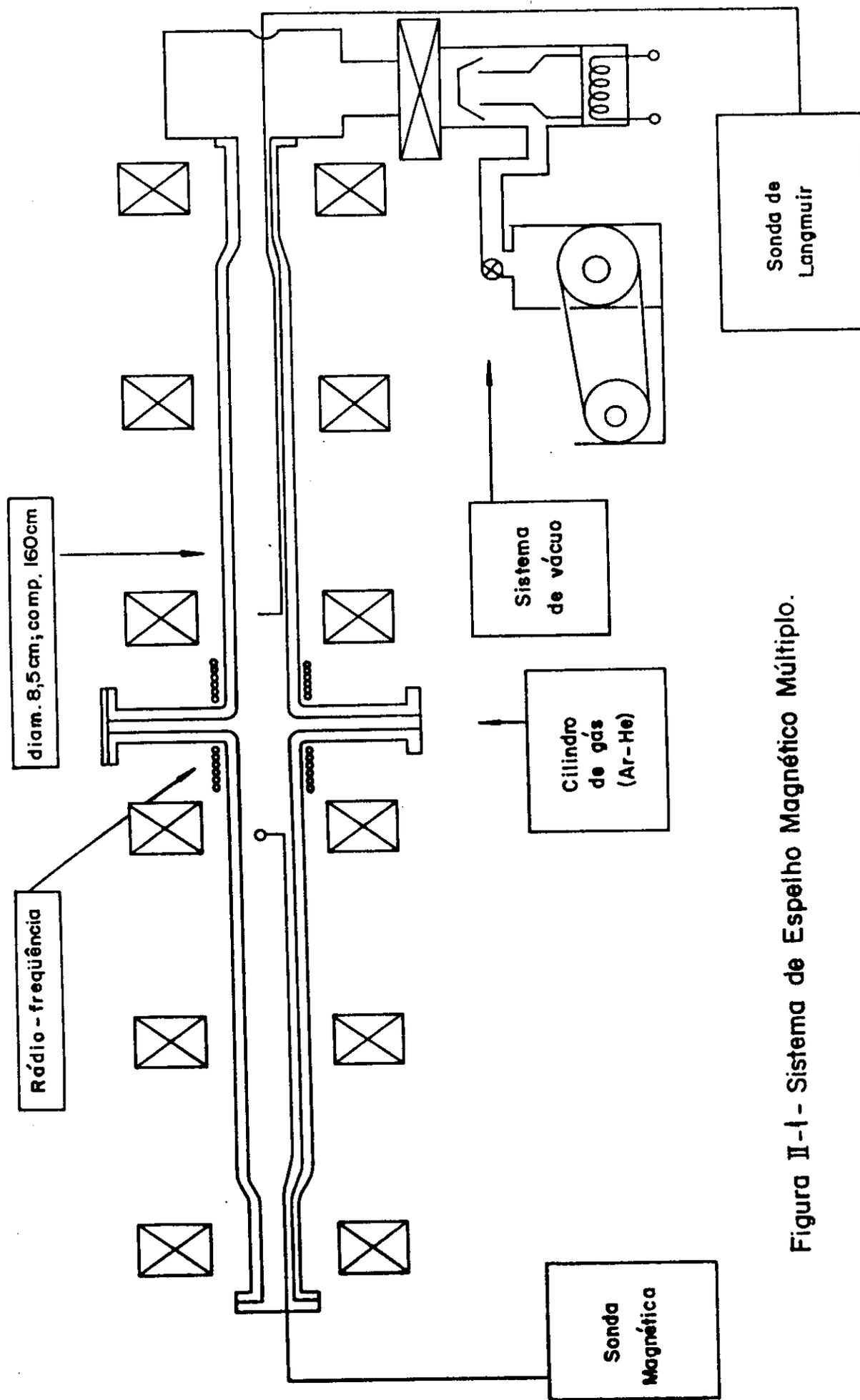


Figura II-1 - Sistema de Espelho Magnético Múltiplo.

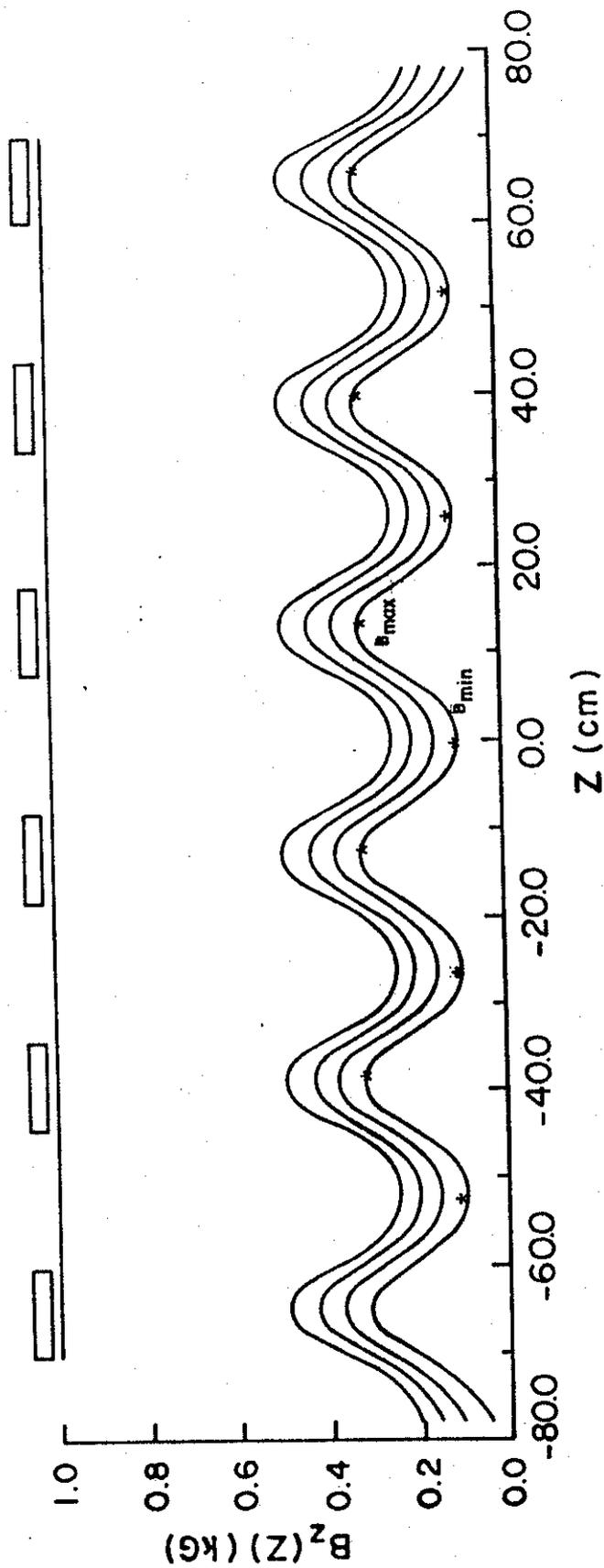


Figura II - 2 - Perfil de campo magnético  $B_z$  x  $Z$  para diferentes raios. Esses perfis estão deslocados de  $\delta B = 500$  G.

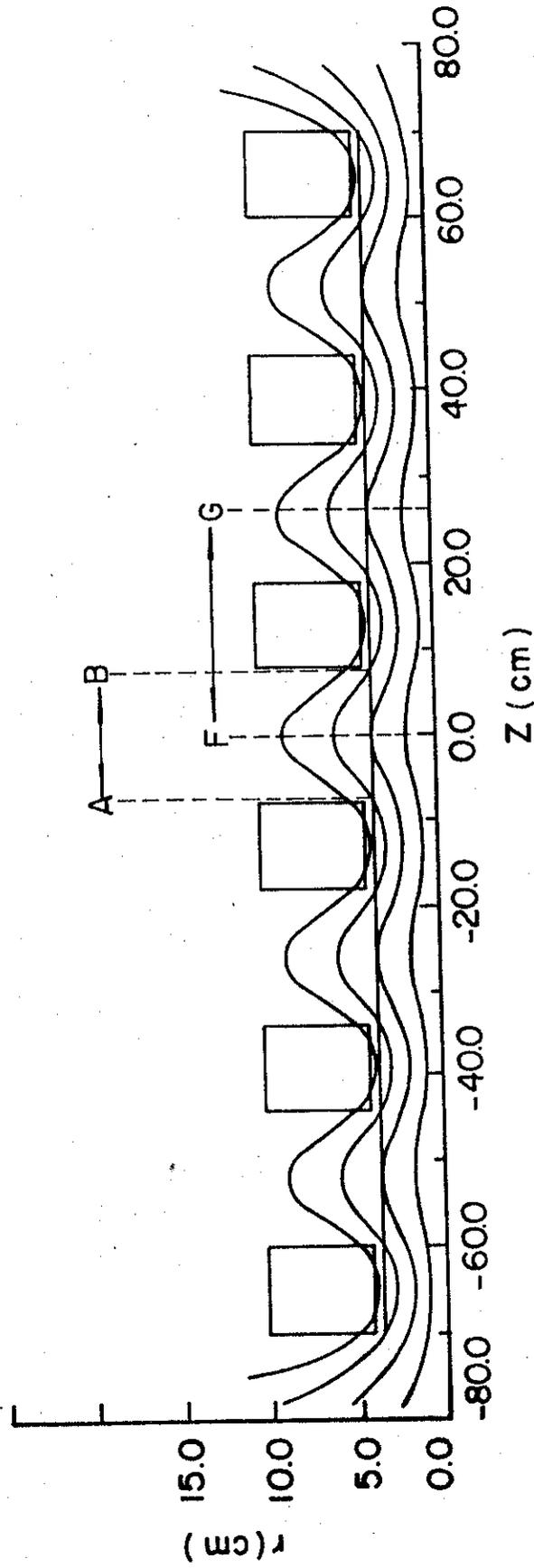


Figura II - 3 - Linhas de campo e localização das bobinas. As medidas foram realizadas ao longo do eixo de simetria do sistema,  $r = 0,0$  cm, entre os pontos F e G. A antena de RF está localizada entre os pontos A e B. O gás é inserido em  $Z = 0,0$  cm.

sendo a vazão da bomba mecânica de 350 litros por minutos e a difusora de 350 litros por segundo. Argônio de 99.9% de pureza é introduzido no centro do tubo de pirex, controlando-se a sua vazão com uma válvula agulha à uma pressão constante de 1 a  $4 \times 10^{-4}$  Torr contra uma pressão de fundo de aproximadamente  $10^{-6}$  Torr num volume de  $7.5 \times 10^{+3}$   $\text{cm}^3$ .

Um gerador de rf de 120MHz e potência de 600W foi projetado e construído para produzir e aquecer o plasma. A válvula utilizada é japonesa com características dadas na tabela II-1. O diagrama do circuito do gerador de rf é dado pela figura II-4.

A onda de rf é acoplada ao plasma através de uma antena helicoidal (estrutura geradora de onda lenta) com as seguintes dimensões: diâmetro do condutor da hélice  $d \sim 0.2\text{cm}$ , diâmetro da hélice  $D \sim 8.82\text{cm}$ , circunferência  $C \sim 27.7\text{cm}$ , comprimento de uma volta  $L \sim 27.74\text{cm}$ , espaço entre voltas  $S \sim 1.25\text{cm}$  e ângulo do passo  $\theta \sim 2.58^\circ$  (20). Ela é enrolada em 11 voltas na seção central do sistema e conectada a uma linha de transmissão coaxial, figura II-5. O comprimento da linha de transmissão é de aproximadamente 1m, e, conecta os pontos A-B da hélice, aos pontos A-B do gerador de rf, ver figuras II-3 e II-4. Um estudo mais detalhado dessa antena quanto aos modos de transmissão e radiação será feito na próxima seção .

TABELA II-1

Características da válvula 6F50R (pentôdo) utilizada no gerador de rádio frequência cujo esquema é dado pela figura II-4.

$V_p$ (tensão na placa)	3000 v
$V_{g1}$ (tensão no catodo)	+500 v
$V_{g2}$ (tensão no anôdo)	-150 v
$I_{g2}$ (corrente na grade)	35 mA
$I_p$ (corrente na placa)	300 mA
P (potência)	600 W
$f_{rf}$ (frequência de rf)	120 MHz

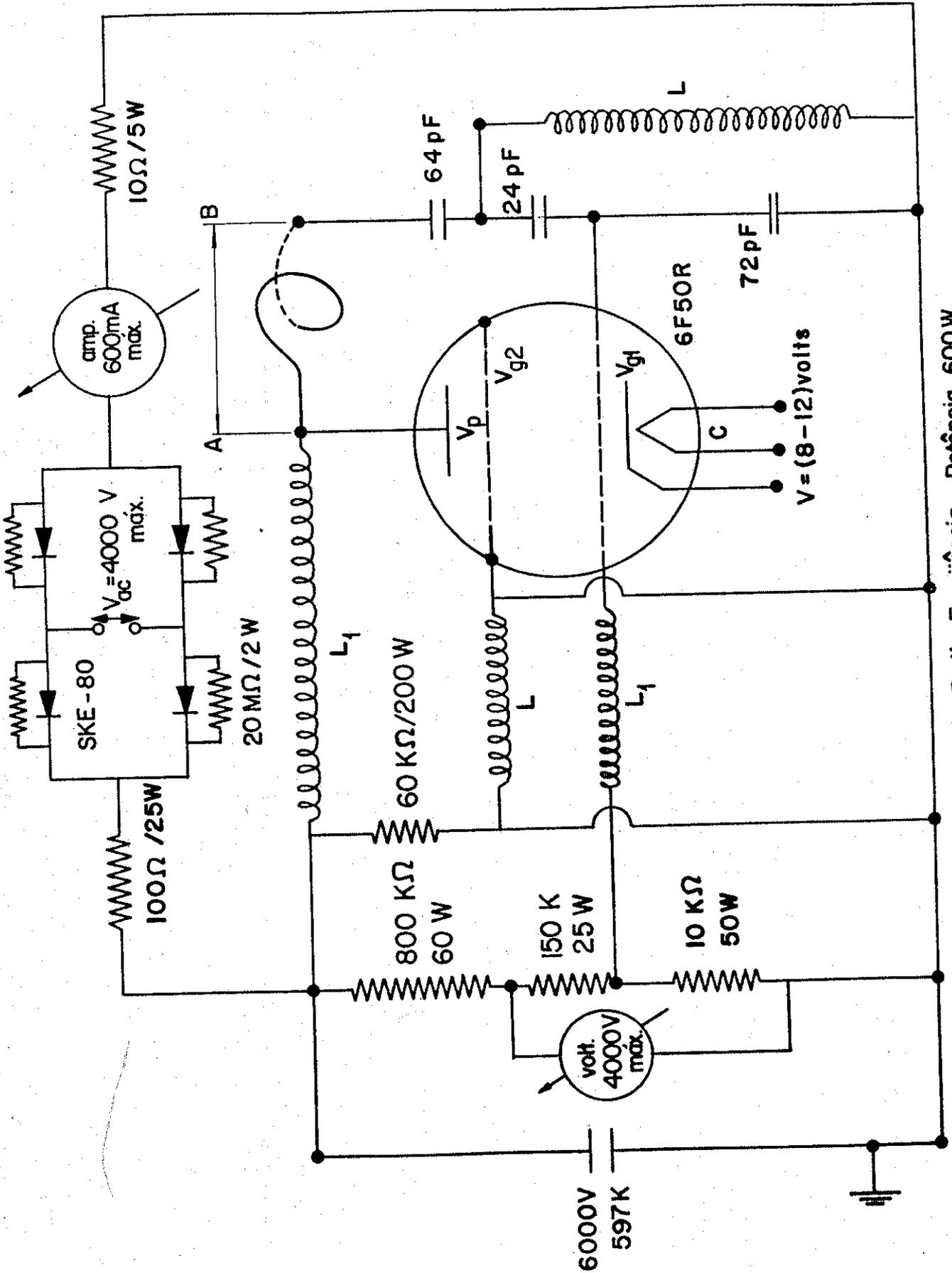


Figura II - 4 - Diagrama do circuito do Gerador de Radio Frequência - Potência 600W.  
A linha de transmissão coaxial está conectada entre os pontos A - B.

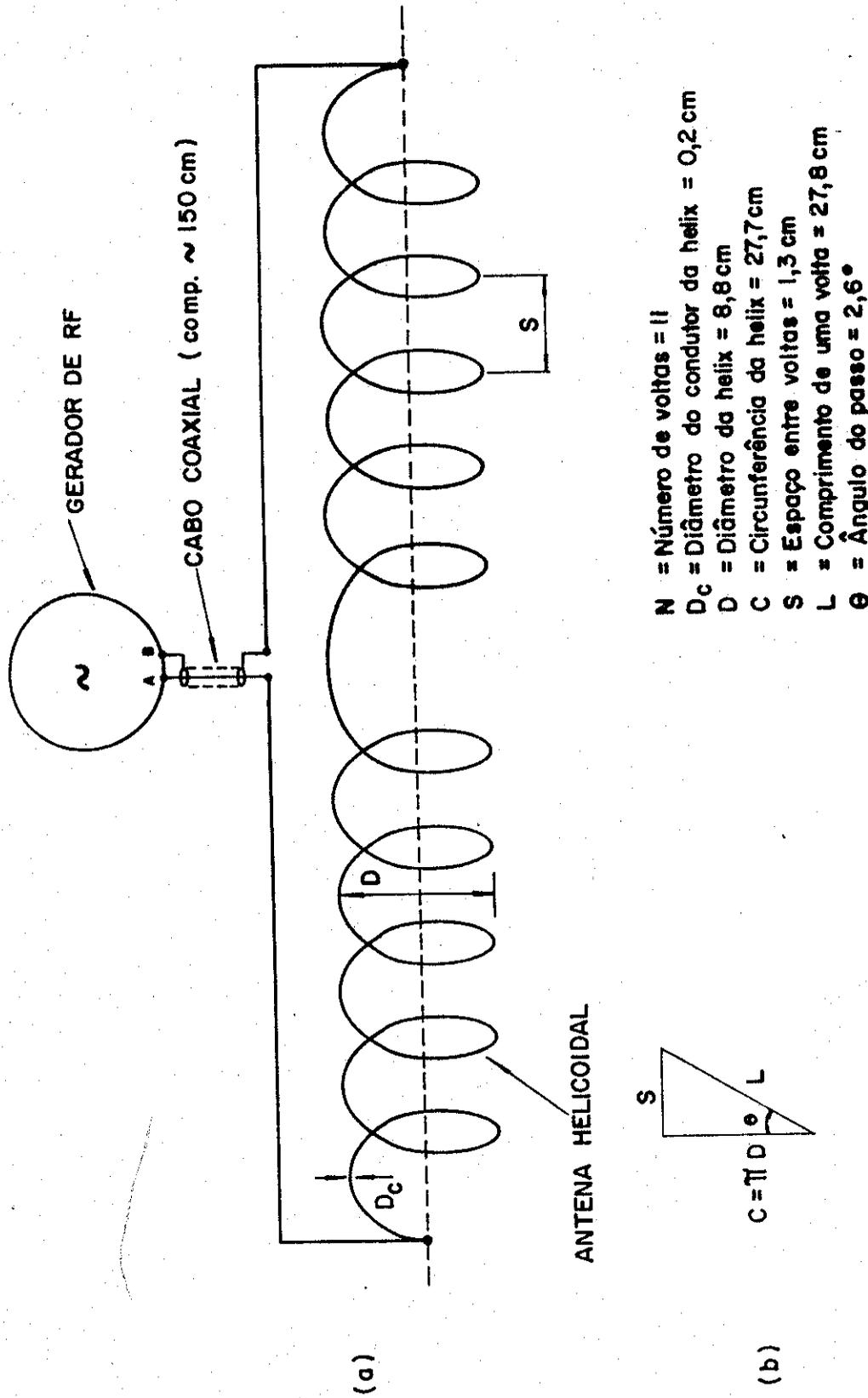


Figura II - 5 - Diagrama esquemático da antena helicoidal ( $N = 11$  voltas) conectada ao gerador de rf via linha de transmissão coaxial. Ver figura II - 4.

## II.2 - Antena Helicoidal

Uma hélice é uma forma geométrica fundamental, que tem suas aplicações em muitos ramos da física e da engenharia. Por exemplo, em sistema mecânicos uma hélice ou uma mola é uma estrutura familiar, em sistema elétricos um condutor helical ou um indutor é um elemento comum no circuito, e em muitos sistemas dinâmicos, como por exemplo em plasma imerso em campo magnético, as partículas seguem caminhos helicoidais (21). Para o nosso trabalho a hélice tem a função de antena, e é utilizada para produzir e aquecer um plasma de argônio, submetido em campo de espelho magnético.

Uma antena helicoidal é um tipo básico de antena, no qual as antenas circulares ou antenas lineares são apenas casos especiais, ie, uma hélice de diâmetro fixo tende a um círculo quando os espaços entre as voltas for zero, por outro lado, uma hélice cujo espaço entre as voltas sejam fixos, tende à um condutor linear quando o diâmetro se aproxima de zero.

Referindo-se à figura II-5 os seguintes simbolos são usados para descrever uma antena helicoidal (20,21):

$D$  = diâmetro da hélice (centro a centro)  
 $C$  = circunferência da hélice =  $\pi D$   
 $S$  = espaço entre voltas (centro a centro)  
 $\theta$  = ângulo do passo =  $\arctan(S/C)$   
 $L$  = comprimento de uma volta  
 $N$  = número de voltas  
 $A$  = comprimento axial =  $NS$   
 $d$  = diâmetro do condutor da hélice

## II.2.A - Modos De Transmissão E Radiação De Uma Hélice.

Uma hélice é representada graficamente pela sua circunferência  $C_{\lambda}$  versus espaço entre as voltas  $S_{\lambda}$ , figura II-6, que nos mostra regiões para os modos normal e axial de radiação. O índice  $\lambda$  significa que a dimensão é medida em comprimento de onda  $\lambda$  do espaço livre, por exemplo  $C_{\lambda} = C/\lambda$ . Para a antena helicoidal usada nesse experimento,  $C_{\lambda} = \pi D_{\lambda} \sim 0.11$ ,  $S_{\lambda} \sim 0.005$ ,  $L_{\lambda} \sim 0.12$ ,  $\theta \sim 2.58^{\circ}$  e  $\lambda \sim 250\text{cm}$ , portanto, da figura II-6 vemos que os modos importantes para essa antena são os modos de transmissão  $T_0$  e radiação  $R_n$ .

O campo eletromagnético em uma antena helicoidal é estudado sob dois pontos de vista (22):

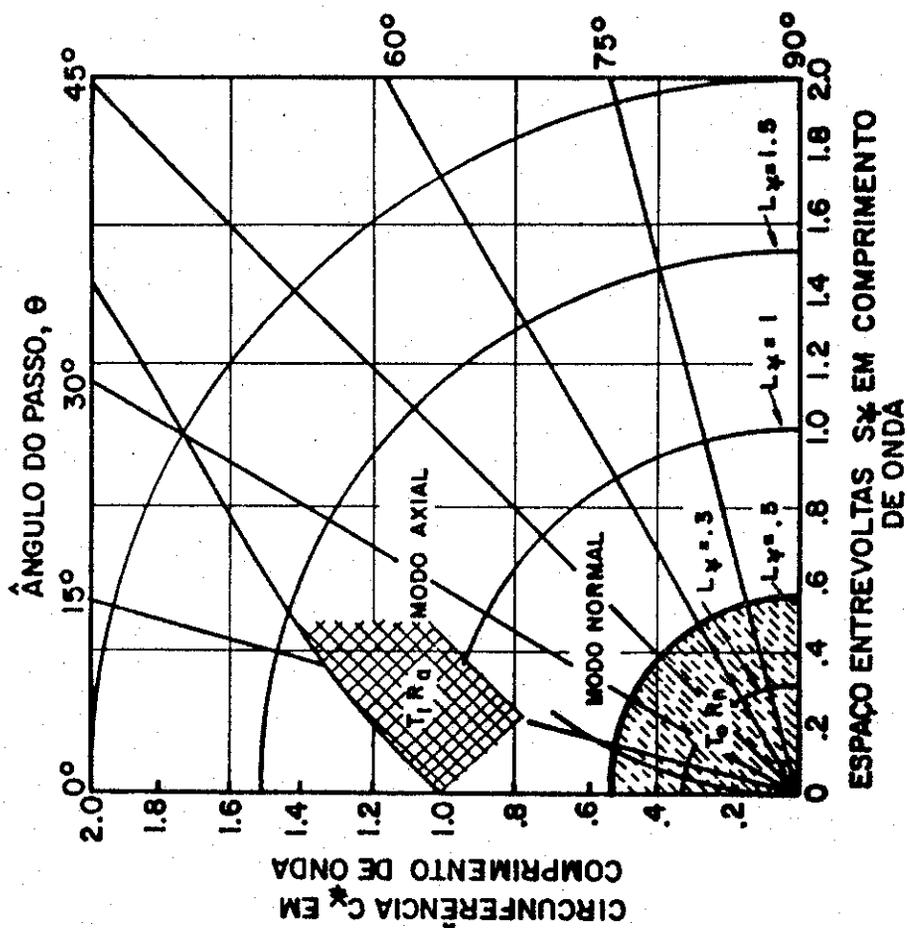
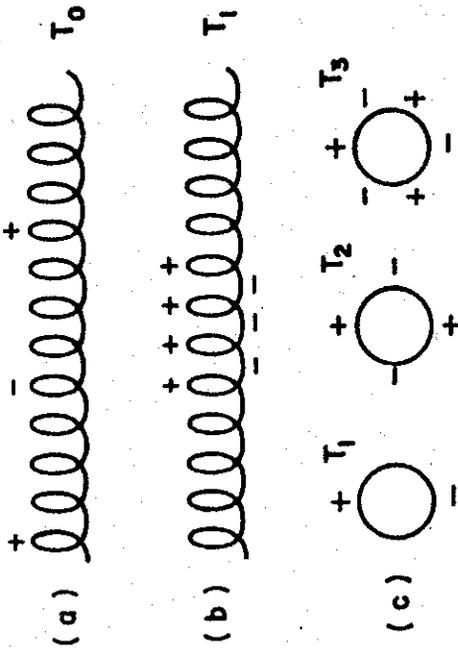


Figura II - 6 - Gráfico da circunferência  $C_x$  em função do espaço do espaço  $S_y$  mostrando regiões para modo normal de radiação (tracejada) e modo axial (quadrícula). O índice  $\gamma$  representa o comprimento de onda do espaço livre. Adaptado de Kraus - ref. (22).

- (I) o campo que é guiado ao longo da hélice
- (II) e o campo que ela irradia.

Nesse trabalho, é conveniente tratá-lo como independentes. Com relação à (I) supomos que uma onda eletromagnética possa se propagar sem atenuação ao longo de uma hélice infinita, da mesma forma como se propagasse ao longo de uma linha de transmissão infinita ou guia de onda (05,20). Essa propagação é descrita pelo modo  $T_0$  de transmissão, ie, configuração particular de campo de rf. Por outro lado, o campo que é irradiado (II), é descrito pelo diagrama de radiação da antena. Esse diagrama de radiação é convenientemente classificado em termos da direção no qual a radiação é máxima. Embora uma infinidade de diagramas seja possível, dois deles são de interesse particular. Em um, a direção máxima da radiação é normal ao eixo da hélice, conhecido como modo normal  $R_n$  de radiação. No outro, a direção máxima de radiação é ao longo do eixo da hélice, conhecido como modo axial  $R_a$  de radiação.

O mais baixo modo de transmissão para um condutor helicoidal, denominado modo de transmissão  $T_0$ , possui regiões oposta de cargas positivas e negativas separadas por muitas voltas, figura II-7, indicando que uma considerável componente axial do campo elétrico  $E_z$  está presente (22). Esse modo  $T_0$  é muito importante em válvulas de microondas, onde o campo elétrico longitudinal  $E_z$ ,



VISÃO FRONTAL DAS HÉLICES

Figura II - 7 - Distribuição instantânea de cargas sobre as hélices para diferentes modos de transmissão  $T$ .

paralelo ao feixe de elétrons, interage com os elétrons amplificando a onda. Vamos fazer aqui um breve resumo de como ocorre essa amplificação, para se distinguir claramente a aplicação da antena helicoidal em válvulas de microondas, da que estamos usando nesse trabalho:

Um amplificador de microondas (travelling wave amplifier tube) consiste basicamente de uma antena helicoidal colocada dentro de um tubo de vidro, onde se faz passar um feixe de elétrons. Essa antena helicoidal, tanto na **ausência** como na **presença** do feixe de elétrons, possui uma componente longitudinal do campo elétrico  $E_z$  de rf se propagando ao longo do tubo com velocidade de fase de uma onda lenta (23), da mesma forma que no nosso caso, como será mostrado na próxima seção. Na **presença** de um feixe de elétrons, cuja velocidade seja aproximadamente igual a velocidade de fase da onda lenta e na mesma direção de propagação dessa onda, ocorre uma interação da onda com esse feixe de elétrons e a mesma é amplificada (24) .

Na nossa situação experimental, a densidade dos elétrons é aproximadamente igual à densidade dos íons,  $N_e \sim N_i$ , (condição de quase neutralidade) (03) e a temperatura dos elétrons é muito maior que a temperatura dos íons,  $T_e \gg T_i$  (12,13), então pode-se considerar que os íons estejam congelados juntamente com os átomos neutros, ie, a mobilidade dos elétrons é muito maior que a mobilidade dos íons. Portanto nosso plasma é considerado como um fluido de

elétrons, que é diferente de um feixe de elétrons cuja velocidade de propagação é bem definida em uma direção. Além disso, a velocidade térmica dos elétrons no plasma é da ordem de 10 vezes menor que a velocidade de fase da onda lenta, e uma condição importante para a amplificação, é que a velocidade do feixe de elétrons seja aproximadamente igual e na mesma direção da velocidade de fase da onda.

Uma distribuição de cargas instântanea para o modo  $T_0$  é mostrado na figura II-7. O modo  $T_0$  é importante quando o comprimento de uma volta  $L$  for muito menor que o comprimento  $\lambda$  de onda do espaço livre, ie,  $L \ll \lambda$ . Na nossa situação experimental, temos que  $L \ll \lambda$ , ie,  $L \sim 27.74\text{cm}$  e  $\lambda \sim 250\text{cm}$ , portanto uma componente axial  $E_z$  do campo elétrico de rf esta presente. Se o critério  $L/\lambda < 1/2$  for arbitrariamente selecionado como um contorno para o modo de transmissão  $T_0$ , a região no gráfico de  $C_\lambda \times S_\lambda$  para o qual esse modo é importante, é mostrada na área tracejada da figura II-6. Vê-se que nessa região encontram-se dois modos importantes: o modo de transmissão  $T_0$ , e o modo normal de radiação  $R_n$ . O modo  $R_n$  tem o máximo de radiação sempre normal ao eixo da hélice, para qualquer dimensão da hélice, desde que a condição  $NL \ll \lambda$  seja satisfeita. A condição  $NL \ll \lambda$  é conhecida como a de modo normal de radiação  $R_n$ . Na nossa situação experimental temos que  $NL \sim 300\text{cm}$  e  $\lambda \sim 250\text{cm}$ , portanto  $NL$  é da mesma ordem de grandeza de  $\lambda$ . No entanto, como foi obtido experimentalmente e teoricamente por Cutler (22), em uma

antena helicoidal os campos eletromagnéticos aderem muito próximo da mesma. Sua energia é efetivamente presa ou guiada pela antena, e, não ha tendência da hélice radiar. As equações necessárias para definir uma onda eletromagnética guiada por uma antena helicoidal são obtidas aproximando-se a hélice do modelo laminar, como será visto no próximo parágrafo. A onda se propaga ao longo da hélice com a velocidade da luz e ao longo do seu eixo com velocidade de fase menor que a da luz (estrutura geradora de onda lenta), mas isso será assunto para a proxima seção.

Finalmente, e comum aproximar-se uma hélice usando-se do modelo da **hélice laminar** (helical sheet), que é uma superfície cilíndrica onde a componente do campo elétrico ao longo da direção  $\theta$  é suposta ser zero em todos os pontos da lâmina ( $\theta$  é o ângulo do passo da hélice, figura II-5). Além disso, a componente normal do campo elétrico à direção  $\theta$  é contínua através dessa superfície cilíndrica; da mesma forma, para a componente do campo magnético ao longo de  $\theta$ . Essa aproximação fornece excelente resultados para pequeno  $\theta$  e diâmetro fino do fio. As equações necessária para definir completamente a onda guiada por essa superfície helicoidal hipotética, ie, superfície cilíndrica condutora somente na direção da hélice cujo inclinação é  $\theta$ , e não condutora na direção normal estão extensamente documentadas (23,24,25), e não serão colocadas aqui por se considerar que a discussão realizada até agora é necessária e suficiente para o objetivo desse trabalho . Fica porém anotado que as

equações para propagação de onda dentro e fora de uma antena helicoidal estão associadas com a existência dos modos TE e TM, ie, componentes  $E_r$ ,  $E_\theta$ ,  $E_z$ ,  $B_r$ ,  $B_\theta$  e  $B_z$ , o que justifica as medidas experimentais dessas componentes obtidas em laboratório.

### II.2.B - Antena Helicoidal Como Estrutura De Ondas Lentas.

Vimos que um fio enrolado em forma de hélice é um tipo de guia de onda muito útil como antena. Veremos agora que uma antena helicoidal pode ser também uma estrutura geradora de ondas lentas, cuja velocidade  $v_0$  de fase de propagação ao longo do eixo de simetria do sistema é muito menor que a velocidade  $c$  da luz (05), ie, embora a onda se propaga ao longo da hélice com a velocidade da luz, ela viaja ao longo de seu eixo de simetria com velocidade

$$v_\phi = c \text{sen}\theta \quad (\text{II-01})$$

Essa onda, que se propaga ao longo do eixo de simetria do sistema e esta associada ao modo de transmissão  $T_0$  (ver seção II.2.A), é refletida pela flange de aço inóx situada na sua extremidade (ver figura II-1). Como resultado da onda incidente e refletida, e, dependendo das condições

de plasma tais como pressão e/ou campo magnético, surge uma onda estacionária, como é mostrado na figura III-4 em Resultados Experimentais, capítulo III. Essa onda estacionária, observada apenas quando a coluna de vidro é preenchida com plasma, e submetida a determinados valores de pressão e/ou campo magnético DC, é obtida ajustando-se os parâmetros da antena helicoidal, figura II-4, de tal forma a se obter o melhor casamento de impedância entre o gerador de rf e o sistema de espelho magnético. Mostraremos na próxima seção, e também no capítulo III, seção III.2, que esse ajuste conduziu a um acoplamento ressonante entre a antena helicoidal e o sistema de espelho magnético, com esse último se comportando como uma cavidade.

### **II.2.C - Espelho Magnético E Cavidade Ressonante.**

Sabemos que a finalidade das linhas de transmissão e dos guias de ondas é de transmitir energia eletromagnética de um ponto para outro. Uma cavidade ressonante, por outro lado, é um dispositivo feito para armazenar energia, como tal, é equivalente a um circuito ressonante, onde a energia oscila de um lado para o outro, passando de inteiramente elétrica a inteiramente magnética, duas vezes por ciclo (no nosso caso  $T_{rf} = (1/f_{rf}) \sim 8.4 \times 10^{-9} \text{s}$ ).

Foi visto na seção II.2.A que o mais baixo modo de transmissão, ie, configuração particular de campo de rf para uma antena helicoidal, como sendo o modo  $T_0$ , figura II-7, o qual possui uma componente longitudinal do campo elétrico  $E_z$  de rf, que se propaga ao longo do eixo de simetria do sistema com velocidade de fase de uma onda lenta. Como o modo TM também tem uma componente  $E_z$  de campo, podemos denominar esse modo  $T_0$  como sendo um modo TM. Na seção II.2.B foi visto que uma onda lenta gerada pela antena helicoidal, se propaga ao longo do eixo de simetria do sistema com velocidade de fase  $V_\phi = c \sin\theta \sim 1.35 \times 10^{+9} \text{ cm/s}$ . O comprimento de onda  $\lambda_{01}$  característico associado à essa onda lenta é obtido da relação

$$\lambda_{01} = V_\phi \times f_{rf} \quad (\text{II-02})$$

Substituindo-se valores numéricos para a equação II-02, obtemos

$$\lambda_{01} \sim 11.2 \text{ cm} ,$$

onde  $f_{rf}$  = frequência de rf  $\sim 120 \text{ MHz}$ ,

$V_\phi$  = velocidade de fase da onda lenta  $\sim 1.35 \times 10^{+9} \text{ cm/s}$ .

Essa onda lenta, gerada pela antena helicoidal, e que se propaga ao longo do eixo de simetria do sistema, é o próprio campo elétrico longitudinal  $E_z$  associado ao mais baixo modo de transmissão  $T_0$  ou modo TM.

Supondo agora que o sistema de espelho magnético seja uma cavidade ressonante, essa hipótese é assim justificada: ao ajustar-se experimentalmente a antena helicoidal (ver seção II.2.B), foi obtido um acoplamento ressonante dessa antena com o sistema de espelho magnético, ie, conseguiu-se igualar o comprimento  $\lambda_{01}$  de onda da onda lenta ao comprimento  $\lambda_{TM}$  de onda ressonante correspondente ao modo  $TM_{011}$ . Como já foi visto (seção II.2), uma antena helicoidal é um tipo de guia de onda usado para transmitir campos eletromagnéticos de rf. No nosso aparato experimental, temos além da antena helicoidal, as bobinas geradoras do campo magnético DC. Esse conjunto antena helicoidal + bobinas pode perfeitamente atuar como uma cavidade ressonante, quando na presença de plasma, já que as extremidades do tubo de vidro é selada com flanges de aço inóx. No capítulo III, seção III.2 é dado maiores detalhes sobre o procedimento experimental adotado.

Assim, para o caso de uma cavidade ressonante cilíndrica, o comprimento de onda  $\lambda_{TM}$  ressonante associado ao campo elétrico longitudinal  $E_z$  (modo  $TM_{011}$ ) é obtido através da relação (20):

$$\lambda_{TM} = 2L / \{1 + [2L / 2.61r]\}^{1/2} \quad (\text{II-03})$$

onde  $L$  = comprimento da cavidade  
 $r$  = raio da cavidade

Substituindo-se valores numéricos para a equação II-03, obtemos

$$\lambda_{TM} \sim 11.1\text{cm} ,$$

onde  $L$  = comprimento do tubo de pirex  $\sim 160.0\text{cm}$ ,

$r$  = raio do tubo de pirex  $\sim 4.25\text{cm}$ .

Portanto o comprimento de onda  $\lambda_{01}$  da onda lenta é igual ao comprimento de onda  $\lambda_{TM}$  ressonante da cavidade. Como essa cavidade é ressonante para  $\lambda_{TM} \sim 11.1\text{cm}$ , e, também existe uma onda lenta se propagando ao longo do eixo de simetria do sistema com velocidade de fase  $V_0$  e comprimento de onda  $\lambda_{01} \sim 11.2\text{cm}$ , é então fisicamente possível admitir que essa onda lenta seja ressonante nessa cavidade. Como estamos interessados em fenômenos estacionários, se espera obter dos resultados experimentais, ondas estacionárias cujo comprimento de onda seja aproximadamente a metade dos comprimentos de ondas ressonante ou da onda lenta, ie,  $\lambda_{01}/2 \sim \lambda_{TM}/2 \sim \lambda_{est} =$  comprimento de onda estacionária. Ondas estacionárias com comprimento de onda  $\lambda_{est} \sim 5.5\text{cm}$  foi encontrado experimentalmente para o perfil de  $E_z \times Z$ , ver capítulo III, figura III-4, o que justifica a hipótese de que o sistema de espelho magnético se comporte, na presença de plasma, como uma cavidade ressonante acoplada a antena helicoidal. Essas ondas estacionárias são responsáveis pela ressonância

eletrostática de  $W_{rf} = W_{pe}^* / (2)^{1/2}$ , gerando-se os cavitons estacionários. Será mostrado no capítulo III, Resultados Experimentais, que quando o tubo de vidro esta apenas cheio de ar, sem a presença de plasma no seu interior, não se verifica nas medidas de campos eletromagnéticos de rf, realizadas ao longo do eixo de simetria, nenhuma singularidade que indique a existência de ondas estacionárias, e muito pelo contrário, essas medidas mostram que os campos elétricos de rf diminuem à medida que afastamos da antena helicoidal, figuras III-7 e III-8, Resultados Experimentais, Capítulo III.

Dessa forma, como foi dito na seção II.2.B, a proposta para a existência de ondas estacionárias formada pela superposição de ondas incidentes e refletidas nas extremidades do sistema (flange de aço inóx) fica satisfeita.

## II.3 - Técnicas de Diagnóstico.

### II.3.A - Sonda de Langmuir

Sonda de Langmuir ou eletrostática tem sido usada por muitos anos como uma ferramenta útil no diagnóstico de plasmas. Apresenta uma aparente simplicidade de manuseio e uma extensa documentação de características operacionais na literatura, (19,26,27) .

A sonda de Langmuir consiste basicamente de uma placa metálica, normalmente cobre ou aço inóx, soldado a um fio, que colocado dentro do plasma, e, submetido a uma diferença de potencial, coleta elétrons ou íons desse plasma, figura II-8. O perfil de corrente que se forma em função do potencial é chamado "característica da sonda", figura II-9, do qual obtem-se a densidade eletrônica  $N_e$ , a temperatura eletrônica paralela  $T_{e//}$ , o potencial de flutuação  $V_f$  e o potencial de plasma  $V_p$ , figura II-10. Nessas figuras  $V$  é a tensão aplicada sobre a sonda com relação a parede metálica que deve estar em contato com o plasma e  $I(\text{mA})$  é a corrente que passa pela sonda, de acordo com o circuito básico da figura II-8. O potencial  $V_f$  de flutuação é definido como o valor de  $V$  tal que  $I=0$  e o potencial  $V_p$  de plasma é o potencial no qual a

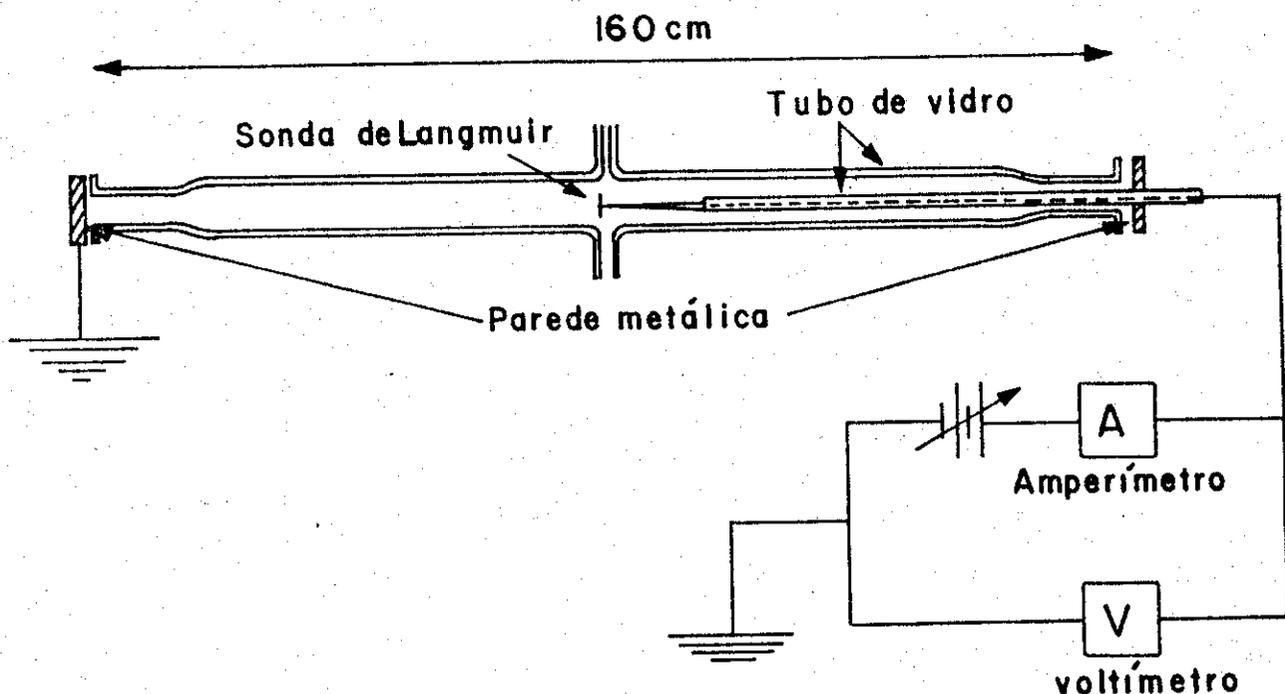


Fig.:II - 8 - Esquema utilizado para obtenção da corrente  $I$  (mA) x  $V$  utilizando sonda de Langmuir.

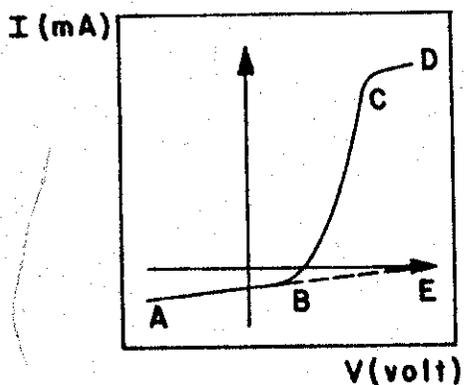


Fig.:II - 9 - Curva característica da sonda.

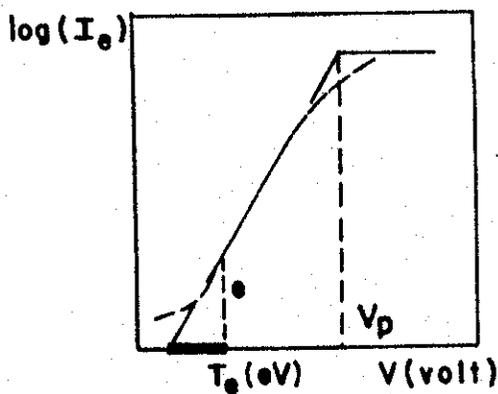


Fig.:II - 10 -  $\log(I_e)$  x  $V$ , para obtenção da  $T_{e//}$

corrente  $I_e^S$  dos elétrons satura. A medida da temperatura  $T_e$  em eV é obtida da figura II-10. Finalmente conhecendo-se  $T_e$  e corrente  $I_e^S$  de saturação dos elétrons pode-se obter o valor da densidade eletrônica  $N_e$  (19),

$$N_e = I_e^S / \{eS [K_B T_e / 2\pi m_e]^{1/2}\} \quad (\text{II-04})$$

onde  $S$  é a área da sonda exposta ao plasma. No capítulo III "Resultados Experimentais" apresentaremos valores numéricos para a equação II-04.

A teoria de Langmuir, é bastante simples para plasmas não colisionais e na ausência de campo magnético. Um plasma é considerado não colisional quando o livre caminho ( $L_{en}$ ) médio dos constituintes mais quentes (normalmente os elétrons) for muito maior que as dimensões ( $D$ ) da sonda, e do comprimento ( $L_D$ ) de Debye. Distinguem-se duas regiões para a teoria de sonda eletrostática nesses plasmas:

$$L_{en} \gg D \gg L_D \quad \text{blindagem de Debye fina} \quad (\text{II-05})$$

$$L_{en} \gg L_D \gg D \quad \text{blindagem de Debye espessa} \quad (\text{II-06})$$

onde o comprimento de Debye é dado por

$$L_D = 743 [T_e / N_e]^{1/2} \quad (\text{cm}), \quad (\text{II-07})$$

$T_e$  é a temperatura eletrônica em eV, e  $N_e$  é a densidade eletrônica em  $\text{cm}^{-3}$ .

Entendemos como blindagem a região intermediária entre o plasma não perturbado e as paredes da sonda ou do recipiente que os contém. O comprimento de Debye é uma medida da extensão da blindagem. Normalmente a extensão da blindagem é da ordem de 4 a 6  $L_D$  em gases poucos ionizados.

Como o experimento é realizado em diferentes valores dos parâmetros pressão e/ou de campo de espelho magnético (ver Capítulo III, Resultados Experimentais), obteve-se uma variação da temperatura eletrônica e da densidade em função desses parâmetros: a temperatura diminui com o aumento da pressão (28), e a densidade aumenta com o aumento do campo magnético DC (04), tabela III-03, Capítulo III, Resultados Experimentais. Assim, como as dimensões da Sonda de Langmuir é de  $D=0.2\text{cm}$ , temos que em determinadas condições experimentais a condição de "Blindagem de Debye Fina" ( $D \gg L_D$ ), e em outras a condição de "Blindagem de Debye Espessa" ( $L_D \gg D$ ).

Com colisão ou campo magnético a teoria de Langmuir é ainda incompleta. Pode ser mostrado que um campo magnético de 0.2 gauss em plasmas ionosféricos ( $N_e=10^{16}\text{cm}^{-3}$ ) introduzem tantos efeitos nas características da sonda quanto um campo de 30kG em plasma quente e denso ( $N_e=10^{16}\text{cm}^{-3}$ ) (29). Neste trabalho nós temos usado sondas planas e cilíndricas. Porém, com a presença de campo magnético, somente foi utilizado a geometria plana, com o eixo de simetria dirigida ao longo do campo. Isto evita complicações mas só permite medida da temperatura eletrônica paralela.

Como este trabalho foi feito para plasmas produzido por campo de rf, também é necessário considerar os possíveis efeitos que isto acarretará à característica da sonda (30). Essencialmente campos elétricos de rf podem produzir um potencial alternado entre o plasma e o terra, ou seja, o potencial de plasma oscilará. Esta tensão que é retificada pela condutividade não linear da blindagem da sonda, distorce a sua característica  $V_xI$ . Isto é válido para frequência  $f_{rf}$  de rádio frequência menores que a frequência  $f_{pe}$  de plasma dos elétrons. Godyak e Popov em (31) desenvolveram métodos para corrigir característica de sonda em presença de campo elétrico de alta frequência. Apresentaremos aqui essencialmente a conclusão final obtida aplicando-se o método de Godyak e Popov, maiores detalhes poderão ser encontrados na referência (19): "ie, ocorrerão mudanças apreciáveis nas medidas de  $N_e$ ,  $T_{//e}$  e  $V_p$

se o potencial  $V_{rf}$  de rf na sonda de Langmuir for maior que o valor de  $K_B T_e / e$ , ie,  $V_{rf} > K_B T_e / e$ . A medida de  $V_{rf}$  é feita acoplando-se a sonda de Langmuir a um osciloscópio. Para nossas condições experimentais, como será mostrado no capítulo III, seção III-2 em "Procedimento Experimental", temos que  $V_{rf} < K_B T_e / e$ , portanto o erro na medida esperado é de somente alguns por cento na determinação daquelas quantidades, usando os metodos desenvolvidos neste capítulo."

### **II.3.B - Sonda Magnética De Rádio Frequência (rf).**

A sonda magnética de rf é uma técnica para medida de variação temporal de campo magnético. Embora ela pertube o plasma da mesma forma que a sonda de Langmuir, é muito conhecido o seu uso em experimento de física de plasma (19,27).

Muito cuidado é necessário quando se usa uma sonda em plasma de alta densidade de energia (plasma altamente ionizado). Pesquisadores tem observado um alto nível de interação entre a sonda e o plasma, devido ao aumento de concentração de impurezas que soltam das paredes da sonda, aumentando a resistividade do plasma causado pela queda de temperatura dos elétrons, o que leva a uma rápida

difusão do campo magnético para a região resfriada. Para o nosso trabalho, esse nível de interação é desprezível já que o plasma em estudo é fracamente ionizado.

A medida de  $dB/dt$  dá informação do campo eletromagnético  $E$  o qual pode ser numericamente calculado da equação de Maxwell  $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -d\vec{B}/dt$  aplicando-se as condições de contorno na sonda magnética, figura II-11.

A variação temporal do fluxo  $\Phi$  magnético através de uma bobina de área  $A$ , produz uma tensão induzida que pode ser expressa por

$$V_{rf} = -N*d\Phi/dt = -NA*dB/dt \quad (II-08)$$

onde  $N$  é o número de espiras da bobina.

Linearizando-se e tomando a parte real de  $V_{rf}$  temos

$$V_{rf} = NAW_{rf}B_{rf} \quad (II-09)$$

donde obtemos

$$B_{rf} = V_{rf}/NAW_{rf} \quad (II-10)$$

da mesma forma temos

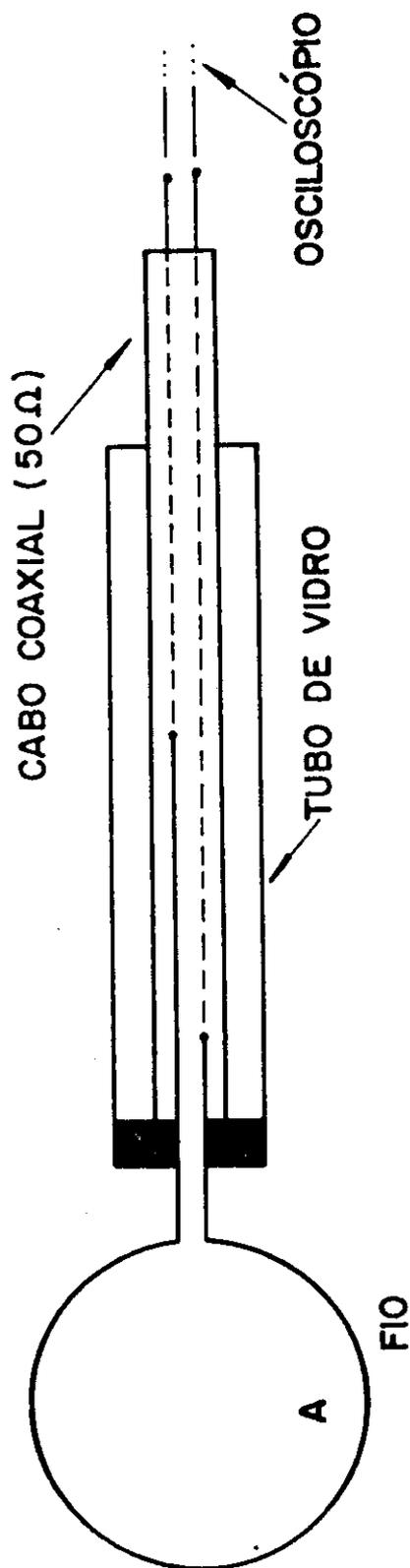


Figura II - 11 - Sonda Magnética utilizada para se medir campos elétrico ERF e magnético BRF. A é a área da superfície definida pela es-  
 pira quando esta for colocada no plano perpendicular ao cam-  
 po magnético B.

$$E_{rf} = V_{rf}/L_0 \quad (\text{II-11})$$

sendo  $N$ =número de espiras da bobina,  $A$ =área da bobina,  $V_{rf}$ =tensão de rf medido no osciloscópio e  $L_0$ =comprimento total das espiras.

Com essa sonda em forma de círculo, figura II-11, pode-se medir as seguintes componentes de campos eletromagnético (coordenadas cilíndricas):  $B_r$ =campo magnético radial de rádio frequência,  $B_z$ =campo magnético longitudinal de rf e  $E_\theta$ =campo elétrico azimutal de rf.

Uma boa sonda magnética de rf, para ser utilizada de maneira adequada, deve atender algumas condições tais como (32):

1. mínimo efeito perturbativo, significando o menor tamanho possível para a sonda,
2. boas respostas para sinais de alta frequência a fim de detetar flutuações rápidas no campo.

O tempo de resposta de uma sonda é dado pela constante de tempo  $T=L_g/R$ , que é a menor flutuação temporal do campo magnético detetado de maneira adequada pela sonda.  $L_g$ =indutância do solenóide e  $R$ =resistência conectada em sua saída, em geral é a impedância característica do cabo coaxial que conecta a sonda ao osciloscópio. No capítulo III

(Resultados Experimentais) serão apresentados valores numéricos para  $L_S, R$  e  $T$  da sonda, bem como as suas características essenciais. O osciloscópio utilizado é do tipo TEKTRONIX - série 665, com largura de banda de 600 MHz.

### II.3.C - Sonda Dupla Eletrostática.

Essa sonda possui característica de uma sonda dupla de Langmuir, que quando polarizada pode ser utilizada para se medir densidade e temperatura dos elétrons (01,08,27). No entanto quando utilizada em forma flutuante (sem polarização) e na presença de campos eletromagnéticos, pode medir as seguintes componentes dos campos elétricos de rf:  $E_r$ =campo elétrico radial de rádio frequência,  $E_z$ =campo elétrico longitudinal de rf (04,32). Os campos elétricos são obtidos dividindo-se a tensão  $V_{rf}$  de rf, medidos no osciloscópio, pela distância  $d$  entre a sonda dupla.

Como para a sonda magnética circular, a sonda dupla para ser utilizada de maneira adequada, deve ter um efeito mínimo perturbativo sobre o plasma, e possuir boas respostas para sinais de alta frequência. No capítulo III, Resultados Experimentais, apresentaremos as características essenciais dessa sonda magnética.

### II.3.D - Medidor De Campo Magnético DC.

As medidas de campo magnético DC foram realizadas com um gaussímetro da Walker/Magnemetrics Scientific, do tipo analógico, projetados para se medir campos magnéticos DC num intervalo de 10 G até 100kG, com uma precisão melhor que 0.1% .

A sonda Hall desse medidor é do tipo MG-3D, e a figura II-12 mostra um esquema dessa sonda em operação. Quando a corrente de controle  $I_C$  é fornecida aos terminais do sensor Hall, em presença de um campo magnético DC, os portadores de carga que se movem através desse campo magnético sofrem uma força perpendicular a esse campo e à direção do movimento. A voltagem devida à deflexão sofrida por esses portadores pode ser observada sobre os eletrodos perpendicularmente ao campo magnético e à corrente  $I_C$ , figura II-12. Esse é o efeito Hall, e a voltagem ortogonal é a voltagem  $V_H$  Hall. Em metais o efeito Hall é pequeno mas em semicondutores ele pode ser razoavelmente grande (33).

Para um fluxo de campo magnético normal ao plano do sensor Hall, a voltagem Hall é representada por:

$$V_H = K_0 I_C B \quad (II-12)$$

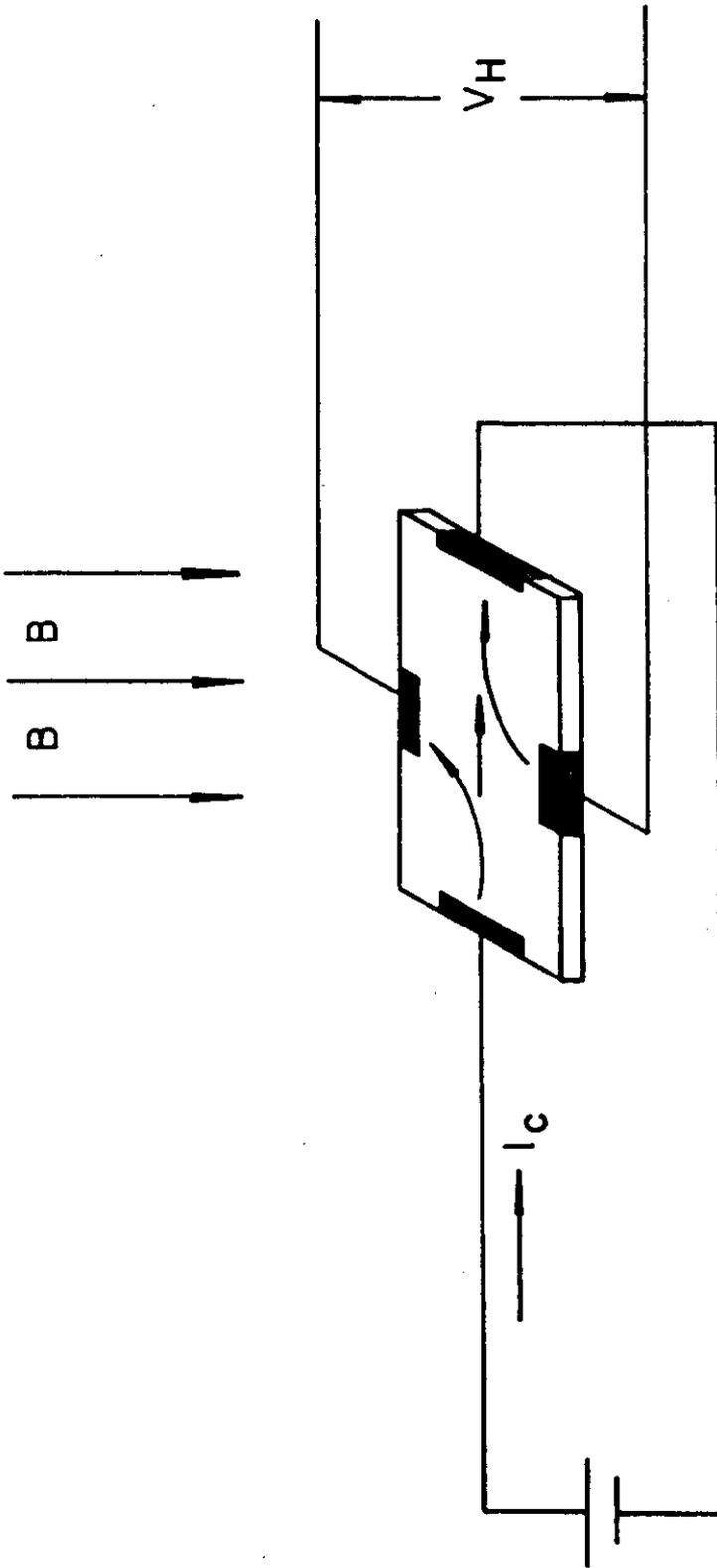


Figura II - 12 - Representação esquemática da sonda Hall em operação.

onde  $K_0$ =constante que é uma função da geometria, corrente, campo magnético e temperatura.  $I_c$ =corrente de controle e  $B$ =é o campo magnético que se deseja medir.

A seguir passamos a descrição dos resultados experimentais.

## CAPÍTULO III

### RESULTADOS EXPERIMENTAIS.

#### III.1 - Descrição Geral dos Resultados.

O esquema básico do aparato experimental já foi mostrado na figura II-1, capítulo II.

Plasma de argônio é produzido no tubo de pirex, utilizando-se um gerador de rádio frequência (rf) de potência 600W e frequência 120MHz. A esse plasma, utilizando-se espelhos magnéticos aplicamos um campo magnético DC que pode variar entre 0 à 3500 G.

A pressão do gás é controlada utilizando-se uma válvula agulha, e, toda a experiência é realizada em fluxo contínuo de gás argônio, mantendo-se a pressão de trabalho constante. A pressão de fundo obtida é de  $10^{-6}$  Torr, num volume de  $\sim 7.5 \times 10^{+3} \text{ cm}^{+3}$ . O medidor utilizado é do tipo Pirani, para faixa de pressão de  $10^{-3}$  a  $10^{-7}$  Torr.

Os sistemas de diagnósticos utilizados tais como Sonda de Langmuir, gaussímetro , sonda magnética e sonda dupla flutuante já foram descritos no capítulo II. A tabela III-1 fornece as características básicas de tais dispositivos

As medidas de densidade, temperatura, potencial de plasma e potencial de flutuação são feitas com uma sonda de Langmuir plana (vide tabela III-1) com possibilidade de movimento axial. Construiu-se um circuito chamado analisador tensão-corrente para se obter a corrente de plasma, ver figura II-8 capítulo II.

O valor médio da temperatura eletrônica paralela  $T_{e//}$  é de  $\sim 10\text{eV}$ , e a sua densidade eletrônica média  $N_e \sim 10^8\text{cm}^{-3}$  , supondo o gás uma vez ionizado.

As medidas dos campos magnéticos de rf, são realizadas na presença de plasma e sem o plasma, usando-se sondas magnéticas e duplas flutuantes (ver tabela III-1). Essas sondas são acopladas a um osciloscópio através de um cabo coaxial. O osciloscópio utilizado é da série 7094, cuja impedância de entrada é de 50 ohms e largura da banda de 600MHz.

Com o gaussímetro (W.M.S.) é medido a distribuição do campo magnético DC, com um erro menor que 1%.

## TABELA III-1

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

## Sonda de Langmuir

comprimento do tubo de vidro	~ 100cm
diâmetro do tubo de vidro	~ 0.76cm
diâmetro do fio da sonda	~ 0.5mm
àrea efetiva da sonda (A)	~ 0.06cm <sup>2</sup>
densidade eletrônica $N_e \sim 3,7 \cdot 10^{11} \cdot I_e^S / A (T_e)^{1/2}$	
$I_e^S$ = corrente de saturação dos elétrons	

## Sonda Magnética

Comprimento do tubo de vidro	~ 100cm
diâmetro do tubo de vidro	~ 0.76cm
fio interno: cabo coaxial impedância de 50 ohms	
perímetro efetivo da sonda (L)	~ 0.97cm
àrea efetiva da sonda (S)	~ 0.075cm <sup>2</sup>
indutância $L_0$	~ 10 <sup>-9</sup> H
tempo de resposta ( $L_0/Z$ )	~ 10 <sup>-10</sup> s
Z = impedância do cabo coaxial	~ 50 ohms

Quanto a sonda dupla flutuante, ela possui o mesmo comprimento L da sonda magnética, mas com a distância

entre as sondas duplas de aproximadamente 2mm. Com essa sonda pode-se medir as componentes longitudinais e radiais dos campos elétricos de rf, respectivamente  $E_z$  e  $E_r$ .

### III.2 - Procedimento Experimental.

Como procedimento para o início da experiência, adotou-se o seguinte plano de trabalho:

I) - Procurar a melhor condição de casamento de impedância entre o gerador de rf e o sistema de espelho magnético.

II) - Levantar as distribuições de campo magnético DC, que serão utilizadas durante o experimento.

III) - Iniciar a caracterização do plasma, submetido às condições planejadas.

I) - Foi feito um estudo experimental do casamento de impedância entre o gerador de rf e o sistema onde se deseja produzir plasma, a fim de se obter a maior quantidade de plasma gerada no sistema. Isto foi obtido variando-se as características da antena de acoplamento (antena helicoidal), ie, foram variados os seguintes

parâmetros da antena helicoidal: distância  $S$  entre as voltas, número  $N$  de voltas, ângulo  $\theta$  de inclinação e diâmetro do fio da antena. As características finais obtida para a antena helicoidal, já foram descritas no capítulo II, seção II-1 e o arranjo experimental utilizado é mostrado esquematicamente na figura II-5, capítulo II. Para esses valores de  $N, S, \theta, D$  e  $L$ , conseguiu-se gerar a maior quantidade de plasma no sistema, para uma pressão  $P$  constante escolhida previamente e com o campo de espelho magnético desligado. A pressão utilizada para verificação experimental do melhor casamento de impedância foi de  $P=3,5 \cdot 10^{-4}$  Torr, sendo que o plasma aparece nas duas células centrais, ie, o plasma preenche o tubo de vidro num comprimento de aproximadamente 40cm, ou seja,  $\pm 20$ cm a partir do ponto de injeção do gás de argônio, situado no centro do sistema, figura II-3, capítulo II. O comprimento total da antena é  $L \sim 14$ cm, figura II-5, capítulo II.

Desse estudo experimental do casamento de impedância entre o gerador de rf e o sistema onde se deseja criar o plasma, via antena helicoidal, conseguiu-se um acoplamento ressonante entre a estrutura geradora de ondas lentas (antena helicoidal) e o sistema de espelho magnético. Esse acoplamento deu origem à ondas estacionárias, cujo comprimento  $\lambda_{est}$  de onda estacionária é igual à metade do comprimento de onda  $\lambda_{o1}$  da onda gerada pela antena helicoidal. Essa onda gerada pela estrutura de ondas lentas, possui um comprimento  $\lambda_{o1}$  de onda igual ao comprimento  $\lambda_{TM}$

de onda ressonante correspondente ao modo  $TM_{011}$ , de uma cavidade ressonante que tenha as características do sistema de espelho magnético da UNICAMP. Pode-se afirmar que devido ao estudo experimental do casamento de impedância conseguiu-se o acoplamento ressonante entre a antena e o sistema de espelho magnético, com o mesmo atuando como uma cavidade ressonante apenas quando o tubo de vidro está preenchido com plasma. A onda estacionária é formada devido à reflexão nas flanges de aço inóx situadas nas extremidades do sistema, da onda que se propaga ao longo do eixo de simetria do sistema, conforme extensivamente discutido nas seções II.2.B e II.2.C, capítulo II.

II) - A figura III-1 nos mostra as distribuições de campos magnéticos DC medidos ao longo do eixo de simetria do sistema de espelho magnético, figura II-3. As medidas foram realizadas com um gaussímetro cuja precisão é melhor que 0.1%. Os pontos experimentais foram obtidos de 1,0cm em 1,0cm, entre as posições pontos F e G, ie, entre  $0 \leq Z \leq 26\text{cm}$ , figura II-3, capítulo II.

É importante notar que na presença de campo magnético DC o plasma é confinado na região central do tubo de vidro, e, aparece em todas as células; sem o campo magnético DC, o plasma aparece apenas nas duas células centrais para qualquer dos valores de pressão utilizados nesse trabalho.

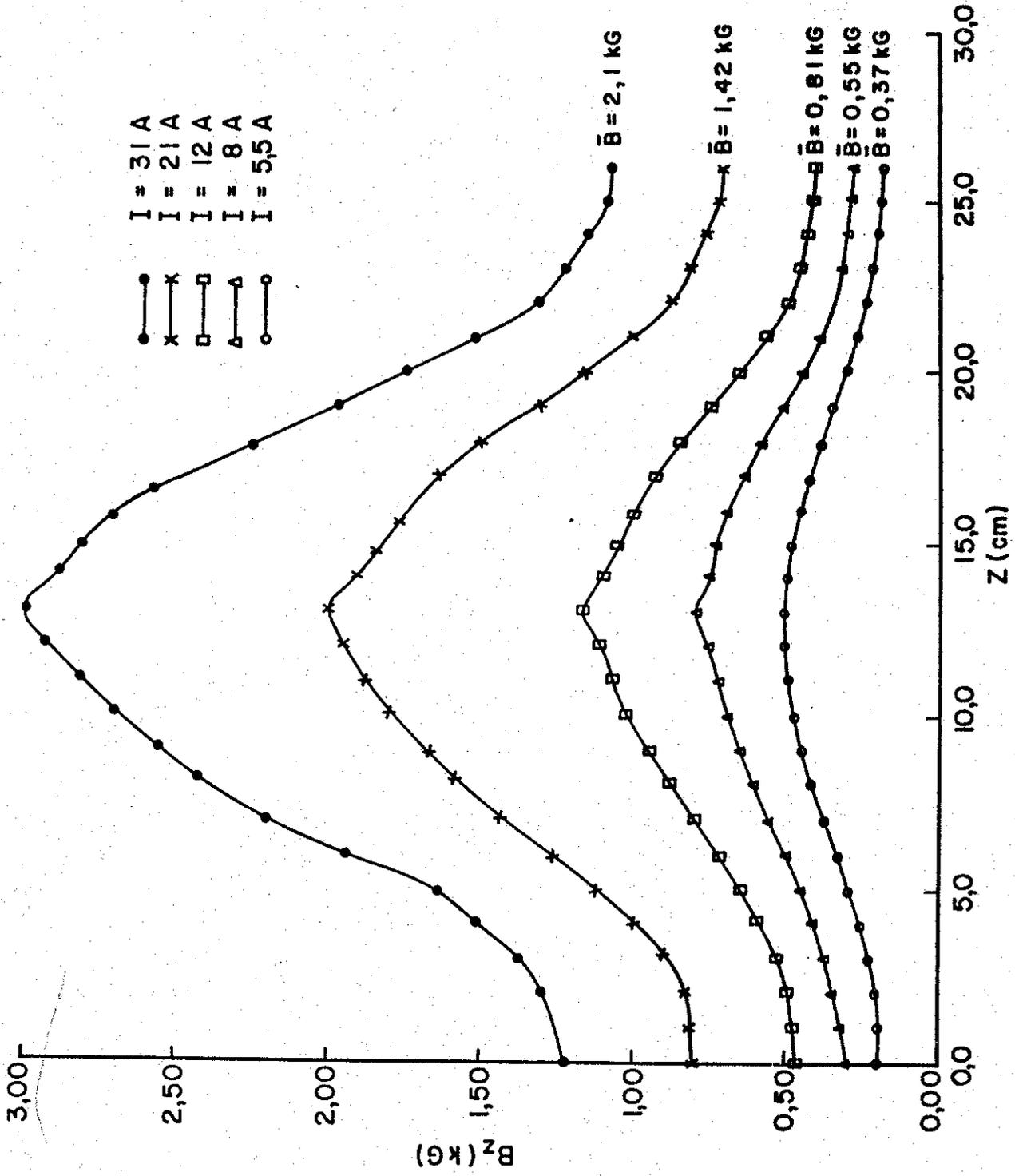


Figura III - 1 - Campo magnético  $B_z$  no eixo.  $I$  = Corrente nas bobinas.  
 Medidas realizadas entre os pontos F e G da figura II - 3.

Finalmente, com o sistema experimental preparado, ie, com ótimas condições de produção de plasma, campo magnético DC caracterizado e controle da pressão de trabalho via válvula agulha, passamos ao estudo do plasma. Note-se que durante a obtenção dos dados experimentais dos parâmetros de plasma, a seguinte sequência de procedimento era **sempre** adotada: "fixava-se a pressão de trabalho de interesse, ligava-se o gerador de rf produzindo o plasma naquela pressão, e, finalmente aplicava-se sobre esse plasma o campo magnético DC. O campo magnético DC sempre era aplicado do menor valor de campo de interesse,  $B=370$  G, figura III-1, ao maior valor de campo  $B=2100$  G, e as medidas eram realizadas para cada valor de campo magnético DC utilizado ".

III) - O plasma é estudado nas pressões  $P=1.0, 2.0, 3.0$  e  $3.5 \times 10^{-4}$  Torr e campo médio de espelho magnético  $\bar{B} = (B_{\max} + B_{\min})/2 = 370, 550, 810, 1420$  e  $2100$  G ,figura III-1. Em cada uma das 20 condições resultantes, mediu-se as curvas características da sonda de Langmuir (relação voltagem-corrente) bem como as componentes  $E_z$  ,  $B_z$  ,  $E_r$  ,  $B_r$  e  $E_\theta$  do campo eletromagnético de rf, entre os pontos F e G, ie,  $0 \leq Z \leq 26,0$ cm em passo de  $1,0$ cm e posição radial  $r=0,0$ cm, ver figura II-3, capítulo II. As medidas com a sonda de Langmuir são repetidas pelo menos 6 (seis) vezes em cada centímetro, entre os pontos F e G no eixo de simetria do cilindro, o seu valor médio gaussiano

calculado, e o erro obtido menor que 20%. Os gráficos são traçados usando-se a técnica de interpolação.

Das características da sonda de Langmuir nós calculamos a temperatura eletrônica paralela  $T_e$ , a densidade eletrônica  $N_e$ , o potencial de flutuação  $V_f$  e o potencial de plasma  $V_p$ . Como a frequência  $\omega_{rf}$  de rf é menor que a frequência  $\omega_{pe}$  de plasma dos elétrons, as características da sonda de Langmuir devem ser corrigidas, conforme discutido no capítulo II, seção II.3.A. Vimos naquela seção que quando o potencial  $V_{rf}$  de rf na sonda de Langmuir for maior que  $k_B T_e / e$ , ie,  $V_{rf} > k_B T_e / e$ , ocorrerão mudanças apreciáveis nas medidas de  $T_e$ ,  $N_e$ ,  $V_p$  e  $V_f$ . Acoplando-se a sonda de Langmuir ao osciloscópio o valor da tensão de rf medida sempre foi menor que 1,0 volts, ie,  $V_{rf} < 1,0$  volts nas nossas condições experimentais. Considerando-se que o valor médio da temperatura eletrônica para o nosso plasma, esta entre 10 ~ 15eV, temos que  $k_B T_e / e \gg V_{rf}$ , portanto o erro nas medidas esperado é de somente alguns por cento na determinação daquelas quantidades, ie, a sonda de Langmuir não é afetada pelo campo de rf.

Nosso principal resultado é que em uma certa posição espacial  $Z=Z^L(P,B)$  é observado um máximo bem definido da  $T_e$ ,  $E_r$ ,  $E_z$ ,  $B_r$ ,  $B_z$ , e  $E_\theta$ , e um mínimo bem definido da  $N_e$  e  $V_f$ . Como exemplo, será mostrado aqui os resultados obtidos para  $P = 3.5 \times 10^{-4}$  Torr e  $\bar{B} = 550$ G. As quantidades  $T_e$  e  $N_e$  medidas ao longo do eixo de simetria

do sistema, e em função da posição  $Z$ , são mostradas na figura III-2, o perfil longitudinal do campo  $E_z$  de rf na figura III-3. A figura III-4 nos mostra os perfis dos campos elétricos radial e azimutal de rf,  $E_r$  e  $E_\theta$  respectivamente. Como  $|E_{rf}| \ll |B_{rf}|$ , a densidade de energia  $U_{rf}$  é aproximadamente dado por  $U_{rf} \sim |B_{rf}|^2/8\pi$ , figura III-5. O perfil do campo magnético longitudinal  $B_z$  de rf é semelhante ao perfil do campo elétrico azimutal  $E_\theta$  de rf, figura III-5, e por essa razão não será apresentado nesse trabalho, analogamente para o campo magnético radial  $B_r$  de rf.

Esses valores extremos da  $T_e(z^L)$  e da  $N_e(z^L)$  e sua posição  $z^L$ , mostrados na figura III-2, também são obtidos para outras condições de pressão e/ou campo magnético. A tabela III-2 nos mostra os valores extremos bem como os valores médios da  $T_e$  e da  $N_e$ .

A figura III-6 nos dá uma visão melhor dos resultados apresentados na tabela III-2, no que se refere a localização dos valores extremos da densidade e campos eletromagnéticos de rf em relação ao campo de espelho magnético.

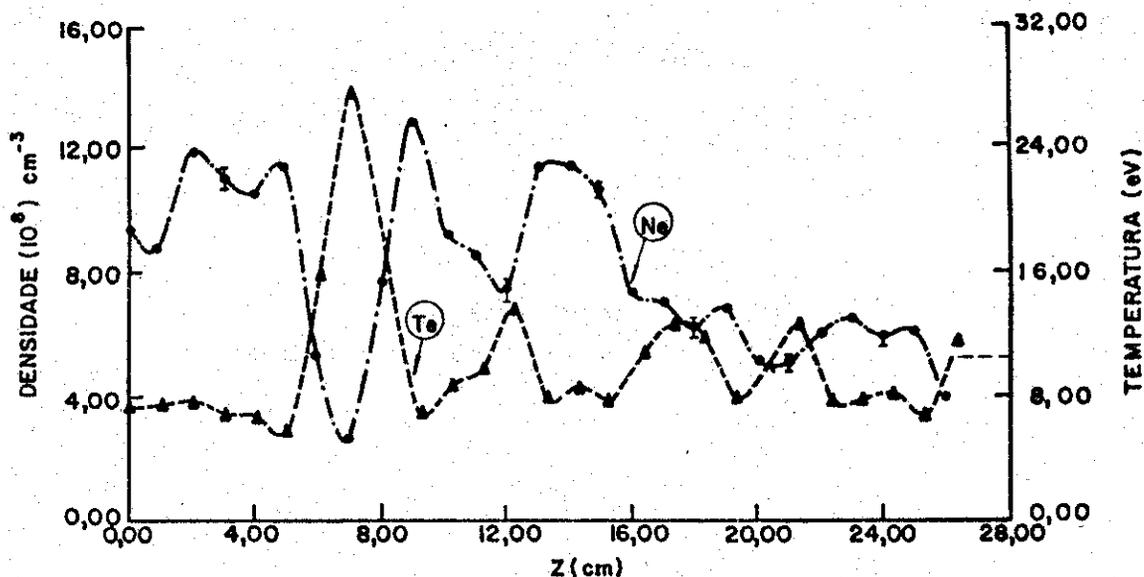


Figura III - 2 - Variação da densidade  $N_e$  e da temperatura  $T_e$  no eixo.  
 Posição radial  $R=0,0 \text{ cm}$   
 Campo Magnético Médio  $B=0,55 \text{ kG}$  e Pressão  $P=3,5 \times 10^{-4} \text{ Torr}$

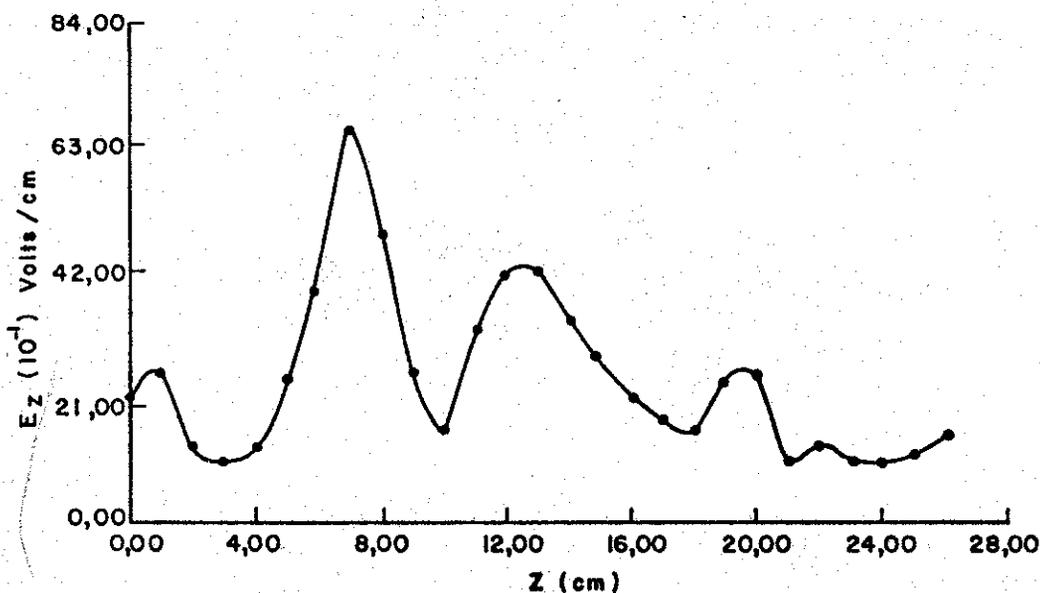


Figura III - 3 - Variação do campo elétrico longitudinal  $E_z$  no eixo.  
 $E_z$  = Campo elétrico longitudinal de radial frequência.  
 Campo Magnético Médio  $B=0,53 \text{ kG}$  e Pressão  $P=3,5 \times 10^{-4} \text{ Torr}$   
 Posição radial  $R=0,0 \text{ cm}$

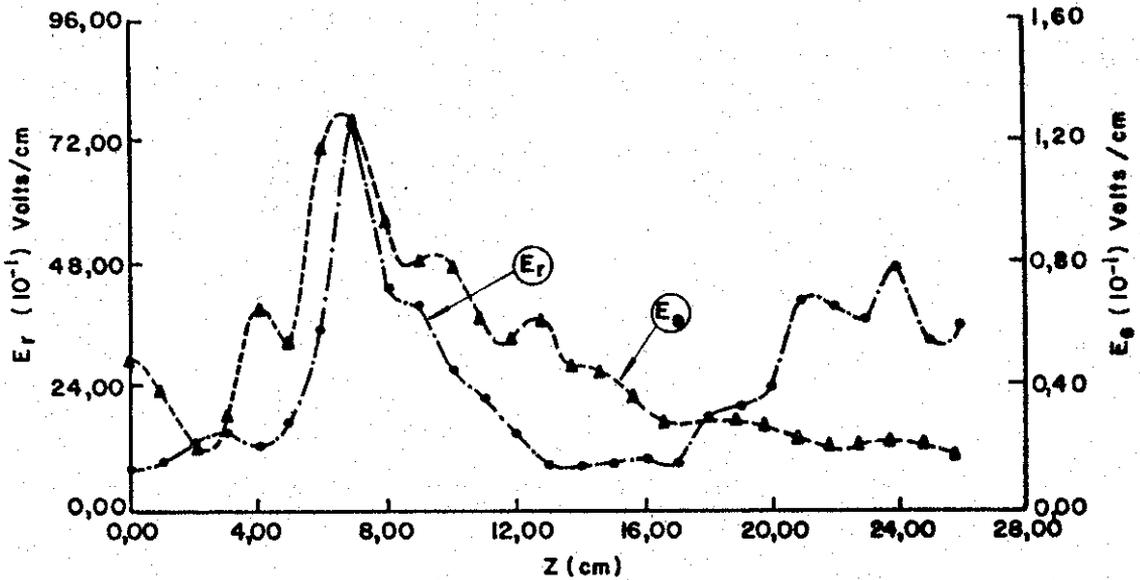


Figura III - 4 - Variação dos campos elétricos radial  $E_r$  e azimutal  $E_\theta$ .  
 Posição radial  $R=0,0$  cm  
 Campo Magnético Médio  $B=0,55$  kG e Pressão  $P=3,5 \times 10^{-4}$  Torr

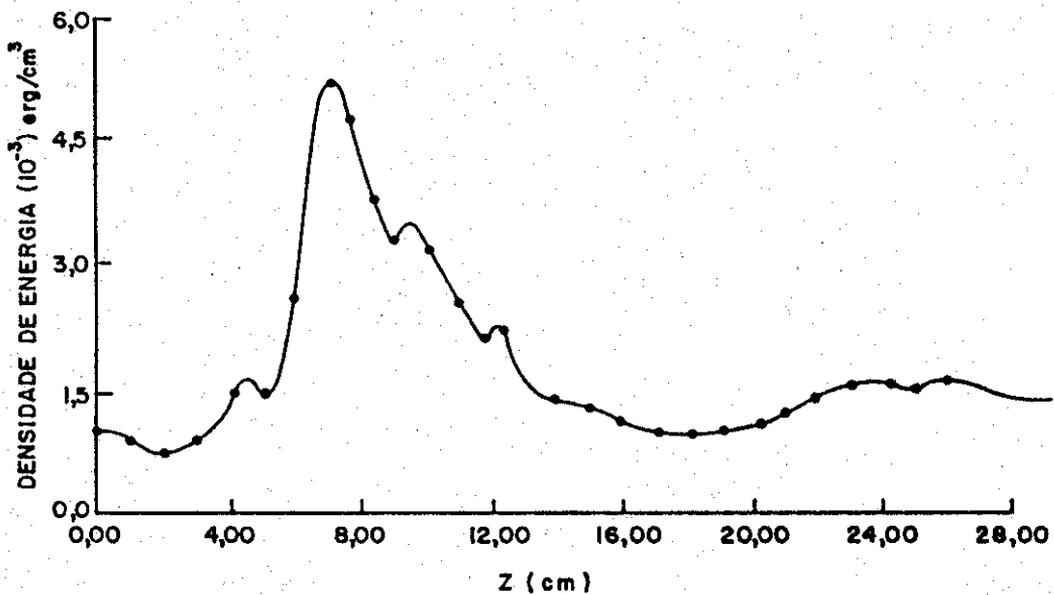


Figura III - 5 - Variação da densidade de energia  $U_{rf}$  no eixo.  
 Posição radial,  $R=0,0$  cm  
 Campo Magnético Médio  $B=0,53$  kG e Pressão  $P=3,5 \times 10^{-4}$  Torr

TABELA III-2

Valores extremos da temperatura  $T_e^L$  e da densidade  $N_e^L$  e sua localização  $Z^L$  bem como seus valores médios  $\bar{T}_e$  e  $\bar{N}_e$  obtidos no intervalo  $0 \leq Z \leq 26\text{cm}$ , para vários valores de campo magnético médio  $\bar{B}$  e pressão  $P$ .  $B^L$  é o valor local do campo magnético onde observou-se os valores extremos.

$P(10^{-4})$ (Torr)	$\bar{B}$ (kG)	$\bar{T}_e$ (eV)	$\bar{N}_e(10^8)$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	$Z^L$ (cm)	$B^L$ (kG)	$T_e^L$ (eV)	$N_e^L(10^8)$ ( $\text{cm}^{-3}$ )
3.0	0.55	11.	9.4	7.	0.57	30.	1.8
	0.81	15.	14.0	10.	1.03	42.	2.9
	0.37	11.	3.0	15.	0.49	44.	0.3
3.5	0.55	10.	8.8	7.	0.57	28.	2.5
	0.81	14.	14.7	11.	1.07	34.	4.0

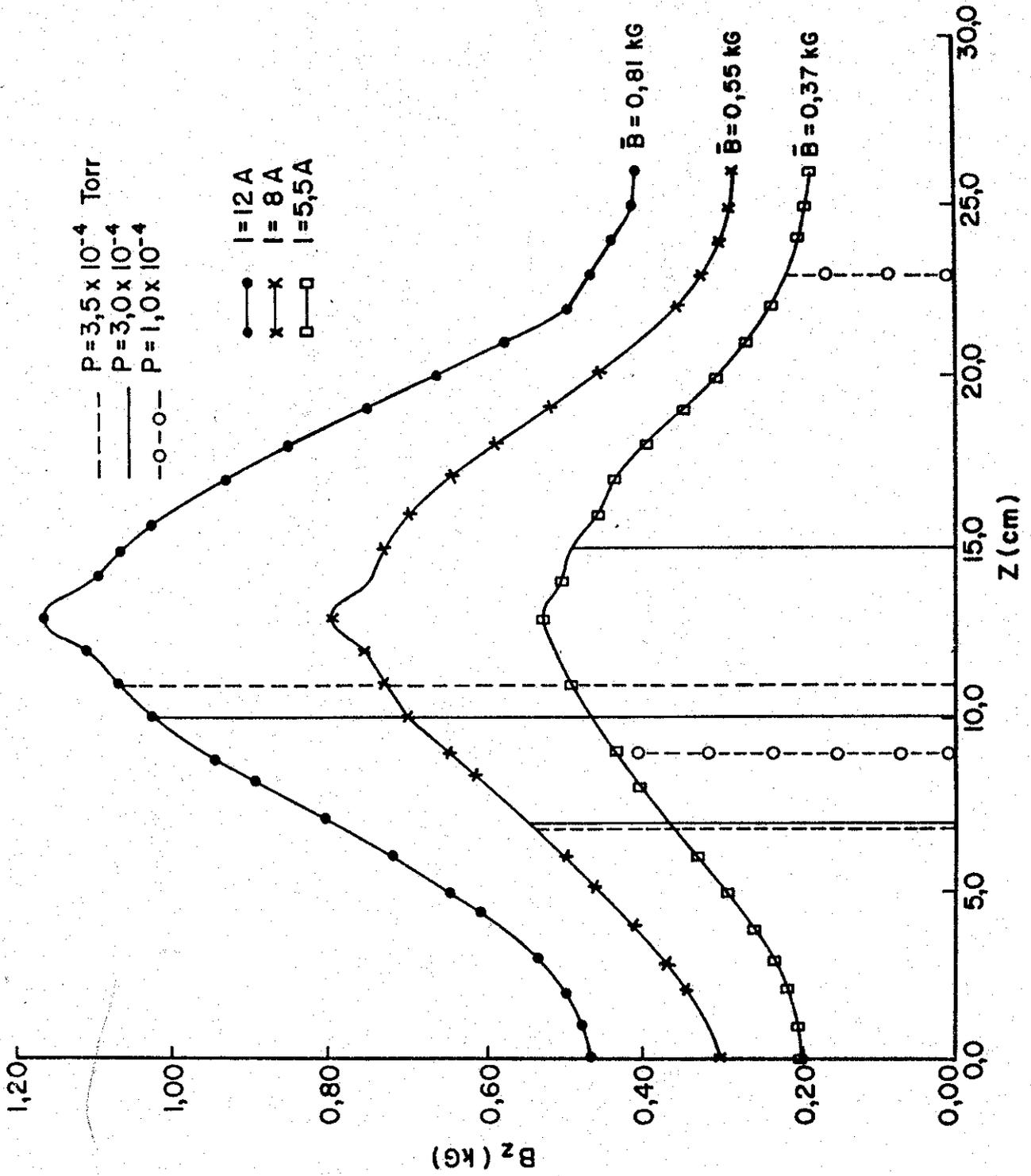


Figura III - 6 - Campo magnético  $B_z$  no eixo, para os quais foram encontrados cavítions.  $P$  = Pressão de Trabalho.  $I$  = Corrente nas bobinas.

Em todas as condições apresentadas na tabela III-2 ou figura III-6, onde se observou os valores extremos da densidade, temperatura e campos eletromagnéticos de rf, as figuras obtidas são semelhantes às figuras III-2, III-3, III-4 e III-5 e por isso não acompanham esse trabalho.

Os resultados obtidos para  $P=3.5, 3.0, 2.0$  e  $1.0 \times 10^{-4}$  Torr, indicam que a formação dos pontos extremos em todas as quantidades físicas em consideração aqui, dependem sensivelmente da pressão e do campo de espelho magnético. Para  $P=3.5$  e  $3.0 \times 10^{-4}$  Torr nós temos em  $0 \leq Z \leq 26$ cm observado os valores extremos da temperatura, densidade e dos campos eletromagnéticos de rf, somente para  $\bar{B}=370, 550$  e  $810$  G. Para  $P=2.0 \times 10^{-4}$  Torr, não foi encontrado valores extremos em qualquer uma das quantidades para qualquer dos 5 valores de campo magnético DC utilizados. Para  $P=1.0 \times 10^{-4}$  Torr, os valores extremos são novamente observados para os mesmos valores de  $\bar{B}$  como em  $P=3.0$  e  $3.5 \times 10^{-4}$  Torr, mas o máximo de  $T_e$  é muito maior (aproximadamente 10 vezes), enquanto que o mínimo de  $N_e$  é ainda semelhante aqueles obtidos para  $P=3.0$  e  $3.5 \times 10^{-4}$  Torr.

Finalmente, também foi medido as componentes dos campos elétricos de rf ( $E_r^{sp}$ ,  $E_e^{sp}$  e  $E_z^{sp}$ ) em função de  $Z$  e ao longo do eixo de simetria do sistema, na ausência de plasma e na pressão ambiente, figura III-7. A figura III-8, mostra o perfil da densidade de energia

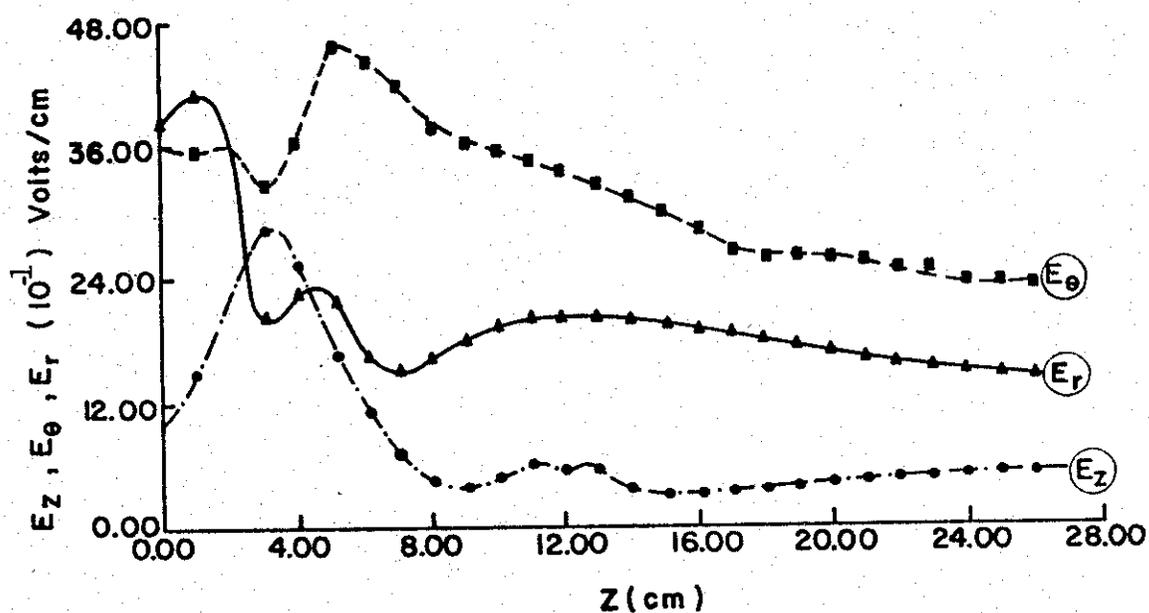


Figura III - 7 - Perfil do campo azimuthal  $E_\theta$ , radial  $E_r$  e longitudinal  $E_z$  de rf obtidos à pressão ambiente (sem plasma).

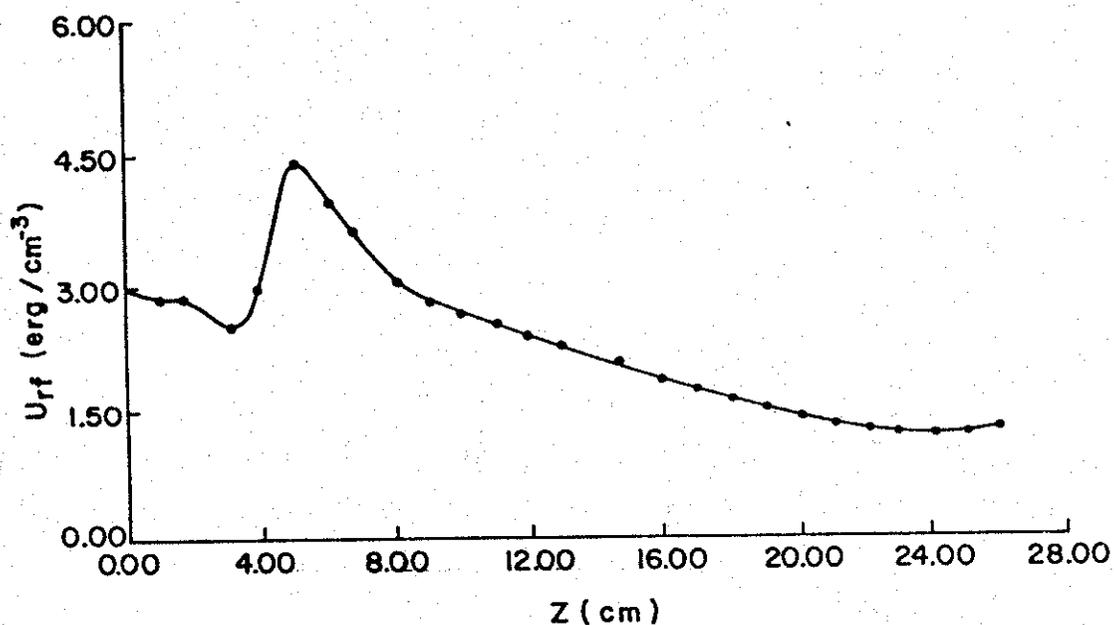


Figura III - 8 - Perfil da densidade de energia  $U_{rf}$  de rf, obtido à pressão ambiente (sem plasma).

$U_{rf}^{sp} = [ |B_{rf}|^2 + |E_{rf}|^2 ] / 8\pi$  . O índice <sup>sp</sup> significa sem plasma.

### III.3 - Discussão dos Resultados.

Os buracos de densidade, figura III-2 e os picos nos campos elétricos de rf, figuras III-3 e III-4, encontrados experimentalmente, são típicos do fenômeno não linear conhecido como "cavitons". Os parâmetros característicos dos cavitons são sua profundidade relativa  $\Delta N_e / N_e^* = (N_e^L - N_e^*) / N_e^*$  e a largura da ressonância  $\Delta Z$ . Em outros trabalhos encontramos para cavitons transientes, valores de 20 ~ 30% para  $\Delta N_e / N_e^*$  e 1 ~ 12cm para  $\Delta Z$ , sendo que o mínimo da densidade se abre em vários mínimos (08,14,34). Os valores típicos observados no presente experimento são  $\Delta N_e / N_e^* \sim 100\%$ ,  $\Delta Z \sim 2.0$  a 4.0cm, e o mínimo da densidade não mostra subestruturas adicionais. Simultaneamente foi observado um forte aumento da temperatura eletrônica,  $\Delta T_e / T_e^* = (T_e^L - T_e^*) / T_e^* \sim 200\%$ , na posição espacial  $Z = Z^L$  do buraco de densidade (caviton), figura III-2. O índice superior <sup>L</sup> nos parâmetros  $N_e^L(T_e^L)$  significa que o seu valor esta sendo considerado no ponto do buraco(pico), ie, no ponto de mínimo(máximo). Da mesma forma o índice superior \*

significa que os parâmetros  $N_e^*(T_e^*)$  estão sendo consideradas na parte superior(inferior) do buraco(pico), isto é, estamos supondo que o ponto \* represente os valores locais da  $N_e^*(T_e^*)$  antes do buraco(pico) aparecer, e estamos tomando um valor hipotético da densidade(temperatura) naquele ponto, ie, traça-se uma curva tapando-se o buraco e pega-se o valor da densidade(temperatura) nessa curva, no ponto onde o caviton apareceu. Note-se que esses valores hipotéticos da  $N_e^*(T_e^*)$  estão bem próximos dos valores médios da  $N_e(T_e)$  apresentados na tabela III-2.

Nesse trabalho outros resultados importantes foram confirmados:

I) - A temperatura eletrônica aumenta com a diminuição da densidade, figura III-2. Esse resultado é interessante, já que apenas no trabalho de Akiyama, Kando e Minami (13), para cavitons transientes, é citada a variação de  $T_e$  com a densidade, contudo ele não explica esse fenômeno observado. A explicação para o aumento da  $T_e$  no local onde aparece o caviton é simples, pois os campos elétricos localizados de rf atuam como poderosos aceleradores dos elétrons, aumentando a sua energia cinética.

II) - O potencial de flutuação  $V_f$  é extremamente sensível a bruscas variações da temperatura eletrônica  $T_e$  (35). O perfil do potencial de flutuação  $V_f$ , figura III-9, diminui sensivelmente no ponto onde a

temperatura aumenta, figura III-2. Esse resultado é previsto pela teoria de Bohm (19), onde

$$V_f = V_p - (T_e/2e) \cdot \ln\{M_i/2\pi m_e\} \quad (\text{III-01})$$

onde  $V_p$  é o potencial de plasma, figura III-10.

$M_i$  é a massa do íon e  $T_e$  é a temperatura eletrônica.

A equação III-01 pode ser reescrita da seguinte forma

$$V_f = V_p - 4,7 \cdot T_e \text{ (eV)} \quad (\text{III-02})$$

Substituindo-se valores numéricos para a equação III-02, usando-se os valores de  $V_p$  e  $T_e$  das figuras III-2 e III-10 respectivamente, obtem-se um perfil para o potencial de flutuação  $V_f$  semelhante ao da figura III-9. No entanto, os valores numéricos de  $V_f$  obtidos da equação III-02, diferem do experimental, figura III-9, de aproximadamente por um fator 1/2. Esse resultado indica que a equação III-01, teria um fator 1/2 em excesso, ie, se escrevessemos a equação III-01 como  $V_f \sim V_p - (T_e/e) \cdot \ln\{M_i/2\pi m_e\} \sim V_p - 10 \cdot T_e \text{ (eV)}$ , os resultados estariam em muito bom acordo no que se refere ao perfil obtido para  $V_f$  tanto como aos valores numéricos. Contudo, não será colocado nesse trabalho a figura de  $V_f \times Z$  obtido através da equação III-02, já que uma visualização desses resultados é extremamente fácil.

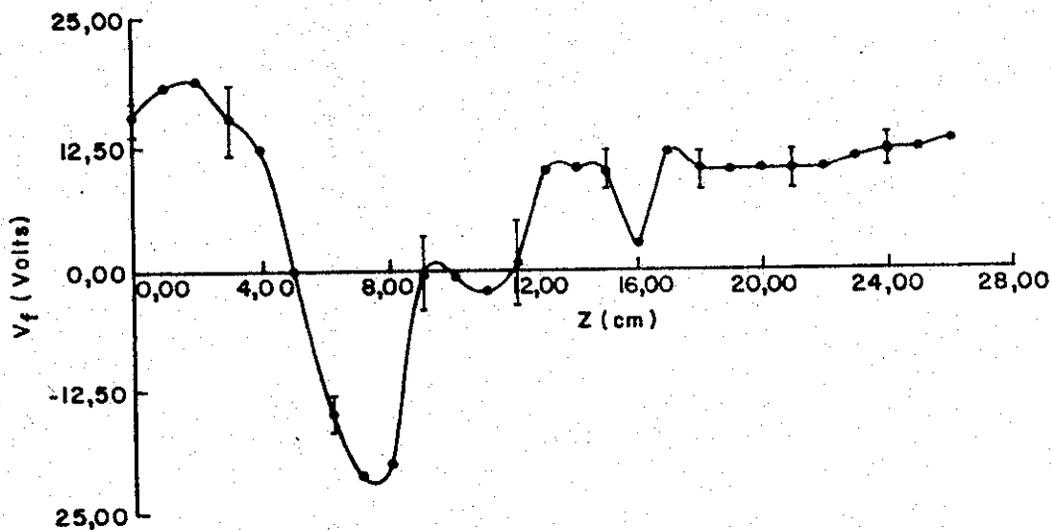


Figura III - 9 - Variação de potencial de flutuação  $V_f$  no eixo.  
 Posição radial  $R=0,0$  cm  
 Campo Magnético Médio  $B=0,55$  kG e Pressão  $P=3,5 \times 10^{-4}$  Torr

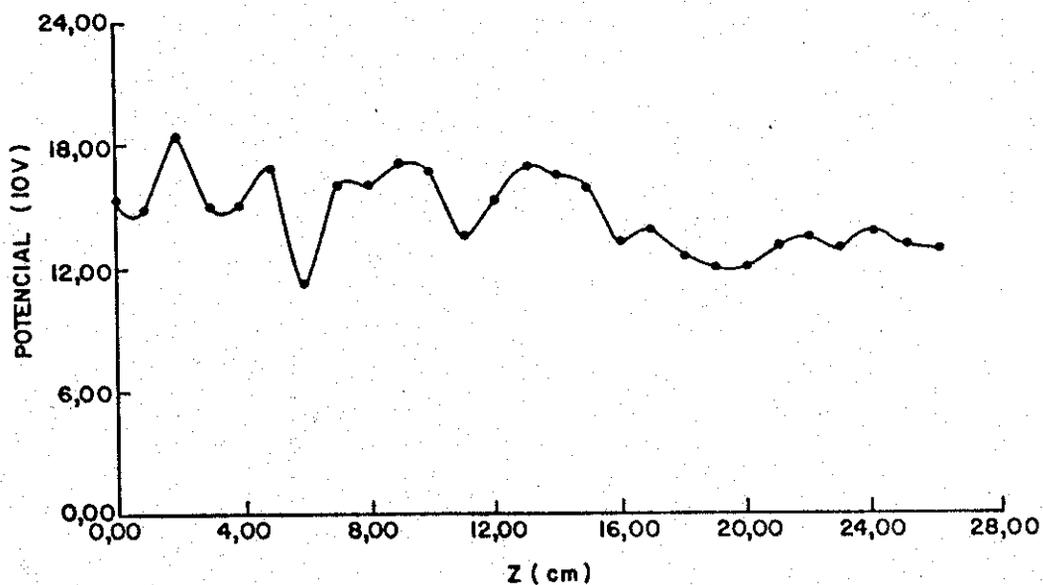


Figura III - 10 - Variação de potencial de plasma  $V_p$  no eixo.  
 Posição radial  $R=0,0$  cm  
 Campo Magnético Médio  $B=0,55$  kG e Pressão  $P=3,5 \times 10^{-4}$  Torr

Esses resultados (I) e (II), são consistentes com os principais resultados apresentados nesse trabalho, ie, cavitons estacionários de grande profundidade e pequena largura.

Tambem foram confirmados os seguintes resultados experimentais: a temperatura diminui com o aumento da pressão (28) e a densidade eletrônica média aumenta com o aumento do campo de espelho magnético (tabela III-3) (04). O aumento da densidade com o aumento do campo de espelho magnético, tabela III-3, indica que se pode gerar um gradiente de densidade quando se varia o campo de espelho magnético de zero ao campo desejado de trabalho. Isso é realmente possível, já que o campo de espelho magnético é ligado somente após o plasma ter sido gerado, conforme discutido na seção III.2. Portanto, esse gradiente de densidade criado pelo campo de espelho magnético, pode gerar os cavitons via ressonância eletrostática da frequência de rf com a frequência de plasma, como discutido na introdução, onde o campo de rf era aplicado em um plasma não magnetizado, com um gradiente de densidade preparado anteriormente. No capítulo IV, seção IV.1, serão dados maiores detalhes sobre a ressonância eletrostática da frequência de rf com a frequência de plasma.

TABELA III-3

Valores médios da densidade eletrônica  $\bar{N}_e$  e do campo de espelho magnético  $\bar{B}$ .  $\bar{N}_e$  aumenta com o aumento de  $\bar{B}$  para os vários valores de pressão.

$\bar{B}$ (kG) $\rightarrow$	0.37	0.55	0.81	1.42	2.10
$P(10^{-4})$ (Torr) $\downarrow$	$\bar{N}_e(10^8) \text{ cm}^{-3}$ $\downarrow$				
3.0	3.0	9.4	14.0	21.0	31.0
3.5	2.2	8.0	14.6	16.0	23.6

Esse aumento na densidade devido ao campo magnético DC, é bem caracterizado apenas para o valor médio desse parâmetro. Se observarmos o perfil da densidade da figura III-2, não é claro que a densidade acompanhe o perfil do campo de espelho magnético. Isso se deve ao fato do plasma ser criado por campos elétrico de rf, que apesar de gerar o plasma é um elemento perturbativo do meio. Para um plasma criado por campo elétrico DC, a densidade acompanha o perfil do campo magnético DC. (04). No capítulo IV, após o desenvolvimento de um modelo físico, é apresentado um modelo matemático, original, desenvolvido para cavitons estacionários. Esse modelo leva em conta apenas a ressonância eletrostática localizada, não se preocupando com o tipo de gradiente existente no plasma, que é exatamente a nossa situação experimental, ie, temos um gradiente de densidade, mas não podemos caracteriza-lo experimentalmente, pois o plasma, gerado pelo campo de rf, é ao mesmo tempo perturbado por esse campo.

Finalmente, os valores de temperatura apresentados nesse trabalho, tabela III-2, indica que o argônio pode estar multiplamente ionizado, já que a potência (600W) de rf é suficiente para se fazer isso (distribuição Maxwelliana de velocidade) (36). Contudo a sonda de Langmuir detecta essencialmente a corrente produzida pelo argônio uma vez ionizado (36). Além disso, para um plasma frio e

fracamente ionizado, a temperatura dos elétrons pode ser da ordem de 10 a 100eV (02).

### III.3.A - Condição Necessária Para Cavitons Estacionários E Altamente Localizados.

Vamos explicar agora os dois tópicos mais importantes relacionados com os cavitons estacionários mostrados nesse trabalho:

- I) - relacionado com a sua alta estabilidade
- II) - relacionado com a sua localização.

I) - Foi visto que campos eletromagnéticos de rf quando usados para gerar e aquecer o plasma, sua pressão de radiação pode ser tão alta, que a densidade de força ponderomotriz (03), quando acoplada às partículas, possui a propriedade de arrancar os elétrons e os íons do local onde ela é máxima (37), equação III-03,

$$\vec{F}_p = - \vec{\nabla} [ |E_{rf}|^2 + |B_{rf}|^2 ] / 8\pi \quad (\text{III-03})$$

Como temos um plasma fracamente ionizado e que cuja temperatura  $T_i$  dos íons é muito menor que a  $T_e$  dos elétrons; essa suposição é válida pois nosso plasma é também conhecido como plasma de Lisitano, ie, plasma produzido por campos elétrico de rf via antena helicoidal, e nesse plasma  $T_i \ll T_e$  (12,13,38); podemos então considerar que os íons estejam congelados juntamente com os átomos neutros, ie, a mobilidade dos elétrons é muito maior que a dos íons. Desse modo, pode-se escrever a equação do movimento para os elétrons no plasma, considerando o plasma como um fluido de elétrons. Como as únicas forças atuantes sobre os elétrons são as forças devido aos gradientes de pressão cinética existentes no plasma e a força ponderomotriz devido aos campos eletromagnéticos de rf, equação III-03, a equação de movimento para os elétrons fica:

$$m_e N_e (dv_z^e/dt) = -\nabla_z(P_{ce}) - \nabla_z(P_p) \quad (\text{III-04})$$

onde

$v_z^e$  = velocidade de fluido dos elétrons

$P_{ce}$  = pressão cinética dos elétrons =  $N_e K_B T_e$  , e

$P_p$  = pressão ponderomotriz =  $(|E_{rf}|^2 + |B_{rf}|^2)/8\pi$  .

Do equilíbrio entre as pressões ponderomotriz e cinética no plasma, podemos obter uma solução estacionária para a equação III-04, ou seja

$$dv_z^e/dt = 0 = -\nabla_z(P_{ce} + P_p) = 0 \quad (\text{III-05})$$

e usando as definições vem

$$N_e K_B T_e + (|E_{rf}|^2 + |B_{rf}|^2)/8\pi = P_T = \text{constante} \quad (\text{III-06})$$

Para o estado de equilíbrio encontrado experimentalmente para os cavitons, figura III-3, a equação III-06 nos diz que a pressão total ( $P_T^{DB}$ ) dentro do buraco (DB) deve ser igual à pressão total ( $P_T^{FB}$ ) fora do buraco (FB), ou seja

$$P_{ce}^{DB} + P_p^{DB} = P_{ce}^{FB} + P_p^{FB} \quad (\text{III-07})$$

onde

$$P_{ce}^{DB} = N_e^L K_B T_e^L = \text{pressão cinética dentro do buraco,}$$

$$P_p^{DB} = (|E_{rf}^L|^2 + |B_{rf}^L|^2)/8\pi = \text{pressão ponderomotriz dentro do buraco,}$$

$$P_{ce}^{FB} = N_e^* K_B T_e^* = \text{pressão cinética fora do buraco, e}$$

$$P_{ce}^{FB} = (|E_{rf}^*|^2 + |B_{rf}^*|^2) / 8\pi = \text{pressão ponderomotriz fora do buraco.}$$

A equação III-07 pode finalmente ser colocada sob a forma

$$\{P_{ce}^{DB} + P_p^{DB}\} / \{P_{ce}^{FB} + P_p^{FB}\} = \{(P_T)^{DB} / (P_T)^{FB}\} = 1$$

(III-08)

A condição de equilíbrio apresentada pela equação III-08, implica necessariamente que a profundidade relativa dos cavitons  $\Delta N_e / N_e^*$ , seja compatível com o equilíbrio alcançado entre as pressões ponderomotriz e cinética, ou seja, a profundidade do buraco feito pela força ponderomotriz é equivalente ao equilíbrio final das pressões. Podemos então escrever a seguinte igualdade:

$$\Delta N_e / N_e^* \sim \{(P_T)^{DB} / (P_T)^{FB}\} = 1 \quad \text{(III-09)}$$

Finalmente, o comportamento da densidade eletrônica no local onde os campos eletromagnéticos são máximos (máxima força ponderomotriz) é dado por (13),

$$N_e^L = N_e^* \cdot \exp\{[-(|E_{rf}^L|^2 + |B_{rf}^L|^2) / 8\pi N_e^* K_B T_e^*] (W_{pe}^* / W_{rf})^2\}$$

(III-10)

onde  $\omega_{pe}^*$  é a frequência de plasma. O índice superior \* indica valores estimados em  $Z^L$  na ausência do buraco, conforme discutido na seção III-3.

Encontrando-se valores numéricos para a relação dada pela equação III-09, substituindo-se na mesma os valores experimentais da pressão cinética dos elétrons, dentro e fora do buraco, da pressão ponderomotriz, dentro e fora do buraco, construímos a tabela III-4. Analogamente, para a equação III-10, podemos comparar os resultados obtidos teoricamente para a densidade  $N_e^L$  dentro do buraco, com os resultados experimentais de  $N_e^L$ , tabela III-2. A tabela III-4 nos mostra também os resultados experimentais de  $N_e^L$  da tabela III-2.

Da tabela III-4, pode-se concluir que os cavitons são estáveis devido ao equilíbrio existente entre as pressões ponderomotriz e cinética, dentro e fora das cavidades. Além disso, esse equilíbrio de pressões é perfeitamente compatível com a profundidade relativa alcançada pelos cavitons nesse experimento, portanto a relação dada pela equação III-09 é satisfeita.

Finalmente, o valor da densidade  $N_e^L$  no ponto de mínimo do caviton, tabela III-4, também é compatível com o obtido teoricamente usando-se a expressão matemática dada pela equação III-10. Apenas o valor obtido para  $B^L=490$  G não é compatível com o obtido experimentalmente.

TABLE III-4

Mostrando a profundidade relativa dos cavitons  $\Delta N_e/N_e^*$ , o equilíbrio entre as pressões totais dentro e fora do buraco  $\{(P_T)^{DB}/(P_T)^{FB}\}$  e o valor da densidade dentro do buraco  $N_e^L$ , experimental e calculado.  $B^L$  é o valor local do campo magnético onde se observou os valores extremos.

$B^L$ (kG)	$\Delta N_e/N_e^* \sim \{(P_T)^{DB}/(P_T)^{FB}\}$		$N_e^L(10^8)cm^{-3} \sim N_e^L(10^8)cm^{-3}$	
	(%)	(%)	experimental	calculado
0.57	80.	100.	1.8	2.0
1.03	85.	80.	2.9	5.3
0.49	90.	100.	0.3	0.8
0.57	80.	110.	2.5	1.1
1.07	80.	80.	4.0	5.0

II) - Quanto a localização dos cavitons, ou seja, sua alta reproducibilidade no mesmo ponto do sistema de espelho magnético, para determinados valores de pressão e/ou campo magnético DC, esta associada a existência de ondas estacionárias ao longo do eixo de simetria do sistema, conforme amplamente discutido nas seções II.2.B e II.2.C, capítulo II, e seção III.2 desse capítulo. Ondas estacionárias com comprimento de onda de  $\lambda_{est} \sim 5.5\text{cm}$  podem ser vista na figura III-3. Vê-se que existem picos bem definidos com um pico principal e os outros diminuindo a medida que afastamos da antena. Embora se tenha vários picos definidos para o campo elétrico longitudinal  $E_z$ , temos no perfil de densidade correspondente apenas um caviton ou buraco de densidade bem definido, sendo que esse mesmo resultado é confirmado em todas as medidas apresentadas na tabela III-2. Isso acontece pois a densidade do plasma varia, quer seja devido ao campo de espelho magnético aplicado, como foi mostrado na tabela III-3, como devido aos gradientes de densidade característicos desse tipo de plasma. Essa variação da densidade cria gradientes de densidade localizados em condições adequadas para que ocorra uma ressonância eletrostática localizada entre o campo elétrico longitudinal estacionário  $E_z$  com frequência  $\omega_{rf}$  e a frequência de plasma reduzida  $\omega_{pe}^{red} = \omega_{pe}^*/(2)^{1/2}$ , naquele ponto. Esse fato é, com certeza, o fator principal pelo deslocamento do caviton ao longo do eixo de simetria do sistema, quando se varia os parâmetros pressão e/ou campo magnético DC.

Portanto, fica agora explicado porque os cavitons são altamente localizados (ondas estacionárias) e, porque temos apenas um buraco de densidade, ie, a densidade varia de acordo com a pressão e/ou campo de espelho magnético, dando origem a ressonância localizada com um dos picos da onda estacionária  $E_z$ , figura III-3. Uma vez que acontece a ressonância, não se observa experimentalmente outra ressonância simultânea com os outros picos da onda estacionária. Isso leva-nos a acreditar, baseado na grande quantidade de dados experimentais, que o próprio aparecimento do caviton impede que ocorram novas ressonâncias, gerando-se outros cavitons simultaneamente. Além disso, foi observado que para determinadas condições de pressão e/ou campo magnético, que o perfil de onda estacionária do campo elétrico  $E_z$  ficava descaracterizado, no que se refere a ondas estacionárias, ie, apenas o pico característico do campo elétrico  $E_z$ , bem como o pico das outras componentes do campo eletromagnético de rf, aparecem no ponto onde surge o caviton. No entanto, as razões desse efeito devem ser estudadas em outros trabalhos, já que as explicações dadas até agora são necessárias e suficientes para o perfeito entendimento do fenômeno em estudo, ie, cavitons estacionarios de grande profundidade e pequena largura, figura III-2.

No modelo matemático desenvolvido para cavitons estacionários, Capítulo IV, será considerado apenas

a ressonância eletrostática localizada, não nos preocupando com o tipo de gradiente existente no plasma. Veremos que o modelo prediz, além da existência de cavitons estacionários, que a amplitude da saturação atingida pelo campo elétrico é compatível com a obtida experimentalmente.

## CAPÍTULO IV

### MODELO FÍSICO E MODELO MATEMÁTICO PARA CAVITON ESTACIONÁRIO.

#### IV.1 - Modelo Físico.

##### **Excitação De Ondas Eletrostáticas.**

Foi visto na seção II.2.B que uma antena helicoidal pode ser uma estrutura geradora de ondas lentas quando o espaço  $S$  entre as voltas for muito menor que o comprimento de onda  $\lambda$  do espaço livre.

Sabe-se que uma estrutura geradora de onda lenta pode também excitar ondas em um plasma quando: a frequência de plasma  $\omega_{pe}$  for maior que a frequência de rf  $\omega_{rf}$ , a frequência de ciclotron  $\omega_{ce}$  for muito maior que a frequência de rf e a componente longitudinal do índice de refração  $N_z = c/v_{\phi} =$  [velocidade da luz/velocidade de fase da onda lenta( equação II-01)] for muito maior que um (38).

De nossos resultados experimentais, Capítulo III, pode-se concluir que  $W_{pe} > W_{rf}$ ,  $W_{ce} \gg W_{rf}$  e  $N_z \gg 1$ . Portanto a antena helicoidal pode, além de produzir o plasma e ser uma estrutura geradora de ondas lentas, também excitar ondas no plasma. Acredita-se que uma excitação localizada de ondas eletrostática possa acontecer em um ponto localizado do gradiente de densidade criado pelo campo de espelho magnético (ver final da seção III.3.A), onde a  $W_{rf}$  seja aproximadamente igual à frequência de plasma reduzida, ie,  $W_{rf} \sim W_{pe}^{red} = W_{pe}^*/(2)^{1/2}$ . O fator de redução  $1/(2)^{1/2}$  indica que estamos trabalhando com um sistema de geometria cilíndrica (15). O índice \* já foi explicado na seção III-3, ie,  $W_{pe}^*$  é obtida fora do caviton, tomando-se o valor local da densidade no topo do buraco, antes do caviton aparecer, supondo que não se tenha caviton naquele ponto (traça-se uma curva tapando-se o buraco e pega-se o valor da densidade nessa curva, no ponto onde o caviton apareceu) Note-se que o valor de  $W_{pe}^*$  esta bem próximo do valor da frequência de plasma  $W_{pe}$  média.

A tabela IV-1 nos mostra que a frequência de plasma reduzida  $W_{pe}^{red} \sim [1 \text{ a } 2] \cdot W_{rf}$ , portanto harmônicos ressonantes da frequência de rf geram os cavitons. Além disso, para um plasma não uniforme já foi observado experimentalmente as seguintes ressonâncias que

TABELA IV-1

Valores da frequência de plasma  $\omega_{pe}^{red}$  reduzida para os quais se tem ressonância localizada próximos de  $\omega_{rf}$  e seus harmônicos.  $\bar{\omega}_{pe}$  é a frequência média de plasma e  $\omega_{pe}^*$  é a frequência local do plasma fora do caviton.  $\omega_{rf}=7,54 \cdot 10^8 \text{rd/s}$ .

$\bar{\omega}_{pe}(10^8)$ (rd/s)	$\omega_{pe}^*(10^8)$ (rd/s)	$\omega_{pe}^{red} = \omega_{pe}^*/(2)^{1/2}$ ( $10^8$ ) (rd/s)	$\omega_{pe}^{red}/\omega_{rf}$
17.3	16.0	11.3	1.5
21.1	23.6	16.7	2.2
9.8	9.8	6.9	0.94
16.7	19.5	13.8	1.8
21.6	24.0	17.0	2.2

ocorrem em camadas não lineares do plasma:  $\omega_{pe} \sim [1, 1/2, 2/5, 1/3, 2/7 \text{ e } 1/4] \cdot \omega_{rf}$  (39). A ressonância fundamental  $\omega_{rf} \sim \omega_{pe}^{red}$  esta de acordo com a observada experimentalmente nesse trabalho. Admite-se que as ressonâncias  $\omega_{pe} \sim (3/2) \cdot \omega_{rf}$  e  $\omega_{pe} \sim 2 \cdot \omega_{rf}$ , tabela IV-1, também apareçam da interação da onda eletromagnética com a camada não linear do plasma, ie, a onda eletromagnética gera, devido a interação com a camada não linear do plasma, harmônicos de sua frequência fundamental. Entende-se por camada não linear a região de ressonância entre  $\omega_{pe}$  e  $\omega_{rf}$ .

No ponto onde  $\omega_{rf} \sim \omega_{pe}^{red}$  (tabela IV-1) a existência de intensos campos eletromagnéticos de rf (figuras III-3, III-4 e III-5), gera os cavitons estacionários (figura III-2) via força ponderomotriz, conforme discutido na seção III.3.A. Os cavitons aprisionam os campos de rf, favorecendo novamente a excitação de ondas eletrostática tanto como de efeitos ponderomotrizes. Esse processo continua até que um mecanismo de saturação seja atingido.

A próxima seção apresenta um modelo matemático, desenvolvido para cavitons estacionários, e em presença de campo magnético DC.

## IV.2 - Modelo Matemático.

Nesse modelo matemático, desenvolvido originalmente por Sakanaka (41), é descrito a evolução temporal e espacial de um campo elétrico de rádio frequência, em presença de um plasma magnetizado, e que apresenta efeitos ponderomotrizes resultante da ressonância eletrostática entre a frequência de rf e a frequência de plasma reduzida, conforme discutido no modelo físico, seção IV.1.

O modelo prediz a existência de cavitons estacionários, sendo que o valor da saturação atingido pelo campo elétrico de rf, após o equilíbrio ter sido estabelecido, é compatível com o obtido experimentalmente. O gradiente de densidade utilizado é linear e normalizado, servindo apenas para caracterizar a ressonância eletrostática, já que a forma do gradiente não nos é importante, ie, pode-se usar qualquer perfil de densidade, desde que em algum ponto localizado desse perfil a condição de ressonância eletrostática seja satisfeita. Essa é aproximadamente a nossa situação experimental, ie, tem-se uma ressonância eletrostática, mas não se tem um gradiente de densidade bem definido, ver seção III.3.A.

Foi visto que o plasma em estudo pode ser descrito pelas equações de fluidos para os elétrons,

obtendo-se a equação III-06 para o equilíbrio entre as forças ponderomotriz e cinética atuantes no plasma, ie,

$$N_e K_B T_e + (|E_{rf}|^2 + |B_{rf}|^2) / 8\pi = \text{constante}$$

(IV-01)

O segundo membro da equação IV-01 pode ser reescrito na seguinte forma (03,39,42,43):

$$N_e K_B T_e + (W_{pe}/W_{rf})^2 \cdot |E_{rf}|^2 / 8\pi = \text{constante}$$

(IV-02)

Para simplificar a notação, daqui para frente será usado  $E = E_{rf}$  e  $P_{ce} = N_e K_B T_e$ , portanto a equação IV-02 fica:

$$P_{ce} + (W_{pe}/W_{rf})^2 \cdot |E|^2 / 8\pi = \text{constante}$$

(IV-03)

Assim, para o plasma se comportando como um fluido, pode-se também escrever as seguintes equações de fluido para esse plasma (44):

**Equação da continuidade para os elétrons.**

$$\partial N_e / \partial t + \partial (N_e V_e) / \partial z = 0 \quad (\text{IV-04})$$

**Equação do Momento para os elétrons.**

$$\begin{aligned} \partial(N_e V_e) / \partial t + \partial(P_{Ce}/m_e) / \partial Z + N_e [(e/m_e)E \\ + (U_e/m_e) \cdot \partial B^L / \partial Z] = 0 \end{aligned} \quad (\text{IV-05})$$

**Equação de Poisson .**

$$\partial E / \partial Z = -4\pi (eN_f + j_o) \quad (\text{IV-06})$$

onde  $j_o$  se refere às oscilações de cargas externas responsáveis pela geração do campo elétrico  $E_o$  de rf. Fisicamente,  $j_o$  é identificado com a oscilação de cargas na antena, que em nosso experimento, está localizada fora do plasma (09). Portanto, a equação IV-06 pode ser reescrita:

$$\partial (E - E_o) / \partial Z = -4\pi eN_f \quad (\text{IV-07})$$

onde  $V_e$  é a velocidade média do fluido,

$$U_e = W_{\perp e} / B^L = [m_e (V_{O\_e})^2 / 2] / B^L \quad (\text{IV-08})$$

onde  $U_e$  é momento magnético dos elétrons, ver capítulo II, seção I.1 . O momento magnético  $U_e$  dos elétrons é uma quantidade que varia lentamente (slowly varying quantity). Note-se que  $U_e \partial B^L / \partial Z$ , é a força local responsável pelo aprisionamento da partícula no campo de espelho magnético (03).

$B^L$  é o campo magnético local onde se observou os cavitons, tabela III-2 ou figura III-2.

$V_{\theta \perp e}$  é a velocidade térmica perpendicular dos elétrons.

$V_{\theta \perp e} \sim 2 \cdot V_{\theta // e}$  conforme pode ser obtido da equação I-03, e em acordo com os resultados já obtidos em outros trabalhos, para máquinas iguais à essa (06,19).

$$N_e = N_o + N_s + N_f \quad (\text{IV-09})$$

onde:

$N_e = N_e(Z, t)$  é a densidade eletrônica,

$N_o = N_o(Z)$  é a densidade de fundo do plasma (background density),

$N_s = N_s(Z, t)$  é a flutuação lenta da densidade eletrônica (slowly varying density fluctuation),

$N_f = N_f(Z, t)$  é a flutuação de alta frequência na densidade dos elétrons (high frequency fluctuation of electron density).

$$E = E(Z, t) \{ \exp(-i\omega_{rf}t) \} + \text{c.c.} \quad (\text{IV-10})$$

é o campo elétrico de rádio frequência, na presença de plasma.  $E(Z,t)$  é uma quantidade que varia lentamente (slowly varying field).

$$E_0 = E^{SP}\{\exp(-iW_{rf}t)\} + \text{c.c.} \quad (\text{IV-11})$$

é o campo elétrico de rf, sem a presença do plasma (<sup>SP</sup>).  $E^{SP}$  é a amplitude do campo de rf, que é aproximadamente constante na ausência de plasma, conforme resultados experimentais, figura III-7.

As equações de fluido IV-04, IV-05 e IV-07 formam um conjunto de 3 equações e 4 incógnitas. Mas, como foi obtido experimentalmente, há um equilíbrio entre a pressão cinética e ponderomotriz no plasma, portanto a equação IV-03 pode ser usada para completar o conjunto de equações IV-04, IV-05 e IV-07, formando 4 equações e 4 incógnitas. Esse conjunto é resolvido de forma autoconsistente, fornecendo uma solução para o campo elétrico  $E$  de rf na presença de plasma, ie,

Dividindo-se a equação IV-03 por  $m_e$  e derivando-a duas vezes com respeito a  $Z$ , obtemos:

$$\partial^2 / \partial Z^2 (P_{ce}/m_e) = - \partial^2 / \partial Z^2 [ (|E|^2 \cdot e^2 / 2) \cdot (m_e W_{rf})^2 ] N_f$$

$$(\text{IV-12})$$

Derivando-se a equação IV-04 em relação ao tempo e substituindo-se esse resultado na equação IV-05 que já foi derivada duas vezes em relação à coordenada Z, obtemos

$$\begin{aligned}
 & - \partial^2 N_e / \partial Z^2 + \partial^2 (P_{ce}/m_e) / \partial Z^2 + \\
 & + \partial / \partial Z [e \cdot E + U_e \partial B^L / \partial Z] / m_e = 0
 \end{aligned}$$

(IV-13)

Substituindo-se as equações IV-09 e IV-12 na equação IV-13, e, considerando-se apenas os termos de alta frequência (o produto de um termo de alta frequência com um termo de baixa frequência é um termo de alta frequência) (45), temos:

$$\begin{aligned}
 & - \partial^2 N_f / \partial t^2 - \partial^2 / \partial Z^2 [ (|E|^2 \cdot e^2 / 2) \cdot (m_e W_{rf})^2 ] N_f + \\
 & + \partial / \partial Z [ (N_o + N_s) e \cdot E / m_e + (U_e / m_e) \cdot (\partial B^L / \partial Z) N_f ]
 \end{aligned}$$

(IV-14)

Substituindo-se as equações IV-06, IV-10 e IV-11 na equação IV-14, obtemos após alguma algebra

$$\begin{aligned}
& (2i/W_{rf}) \partial (E/E^{SP}) / \partial t + [1 - (W_{pe}/W_{rf})^2] E/E^{SP} - \\
& - \partial / \partial Z \{ (e \cdot E / m_e W_{rf}^2)^2 \cdot \partial / \partial Z [(E - E^{SP}) / 2E^{SP}] + \\
& + (U_e / m_e W_{rf}^2) \cdot (\partial B^L / \partial Z) \cdot \partial / \partial Z [(E - E^{SP}) / E^{SP}] = 1
\end{aligned}$$

(IV-15)

A equação IV-15 pode ser normalizada, introduzindo-se as seguintes constantes de normalização:

$$A = (E/E^{SP}) \cdot (W_{pe}/W_{rf})^2 \quad (IV-16)$$

é a amplitude relativa do campo elétrico de rf

$$T_N = (W_{rf}/W_{pe})^2 \cdot (2/W_{rf})^{-1} \cdot t \quad (IV-17)$$

é o tempo normalizado

Usando-se as constantes de normalização acima, a equação IV-15 fica finalmente:

$$i \partial A / \partial T_N - \partial / \partial Z [g \partial A / \partial Z] - Y_d A + b \partial A / \partial Z = 1$$

(IV-18)

onde:

$b = (U_e/m_e W_{rf}^2) \cdot \partial B^L / \partial Z$ , sendo  $\partial B^L / \partial Z \sim \Delta B^L / \Delta Z$  a tangente no ponto onde se obteve os cavitons,

$g = \sigma (W_0 |A|)^2$ , é o parâmetro responsável pela estabilidade dos cavitons, sendo que

$W_0^2 = 1 + \alpha Z$ , gera o gradiente de densidade linear e normalizado,

$$Y_d = (1 - iG - W_0^2 / [1 - \epsilon_0 (|A|^2)]) \quad (\text{IV-19})$$

é a constante dielétrica média escolhida para o plasma, e  $G$  é a condutividade do plasma. Sabe-se que um plasma é melhor condutor quanto maior sua temperatura. Na nossa situação experimental, a condutividade é pequena nas pontas (fora da região do caviton) e cresce exponencialmente no buraco. Portanto, para esse modelo, a condutividade é suposta variar exponencialmente, de acordo com os resultados experimentais.

Note-se que o procedimento de se admitir formulas, "ad hoc", que representem determinadas variações de certos parâmetros do plasma, é comumente usado em trabalhos que envolvam cálculos numéricos, porém, essas formulas devem sempre estar relacionadas com os resultados experimentais. No trabalho de Morales (09), em seu modelo matemático para cavitons transientes, ie, buracos de densidade que diminuem em amplitude com o passar do tempo (duração do fenômeno é da ordem de  $10^{-6}$  s), e

simultaneamente se deslocam no gradiente de densidade previamente preparado (com velocidade de  $10^4$  à  $10^5$  cm/s), êle supõe que a condutividade do plasma possua um perfil gaussiano, de acordo com os resultados experimentais obtido por Kim, Wong e Stenzel (08).

Finalmente, nossos resultados experimentais, cavitons estacionários, diferem dos cavitons já encontrados experimentalmente no que diz respeito à estabilidade e localização. Nesse trabalho, usamos as equações de fluido com os efeitos ponderomotriz e de momento magnético incluídos autoconsistentemente, as quais descrevem a evolução temporal e espacial do campo elétrico de rf em presença de um plasma magnetizado, equação IV-18, que após integração numérica, conduz a um estado estacionário e estável para cavitons, ie, a amplitude do campo no local do pico permanece estacionária e satura com o passar do tempo; enquanto que no trabalho de Morales sobre cavitons transientes, é descrito a evolução temporal e espacial do campo elétrico de rf em presença de um plasma não magnetizado, através da equação de Schrodinger não linear, e, a mudança no perfil da densidade é obtida da equação da onda ion acústica com o efeito ponderomotriz incluído. Ele obtem um conjunto de equações acopladas, e, resolve-as por integração numérica, mas sua solução é instável com respeito ao tempo (09), ie, o caviton obtido não permanece estacionário, e sua amplitude aumenta e diminue com o passar do tempo. Esse conjunto de equações acopladas,

utilizado por Morales, já havia sido desenvolvido anteriormente por V.E.Zakharov, e são conhecidas como equações de Zakharov (45). O que Morales realiza, basicamente, é utilizar essas equações para obter cavitons dependentes do tempo .

Finalmente, passemos aos resultados obtidos com o modelo matemático proposto. O parâmetro  $b$  usado na equação IV-18, é variado experimentalmente, e relaciona a força magnética local que prende a partícula ao campo de espelho magnético no ponto onde apareceram os cavitons. A tabela IV-2 mostra os valores desses parâmetros, necessários à execução do programa. Uma cópia do programa de computação utilizado para solução da equação IV-19 encontra-se no apêndice A.

Como resultado da solução da equação IV-19, utilizando-se os dados experimentais da tabela VI-2, concluímos que os cavitons são estacionários e independentes do campo de espelho magnético, e que cujos campos elétricos de rf são localizados e estáveis, com amplitude de saturação compatível com a obtida experimentalmente. Essa independência do campo de espelho magnético é explicada da seguinte forma: os cavitons são gerados por ressonância eletrostática entre a frequência de rf da onda estacionária, figura III-3, e a frequência de plasma reduzida. Como o campo magnético altera a densidade de plasma, tabela III-3, tem-se então uma mudança na condição de ressonância entre a

TABELA IV-2

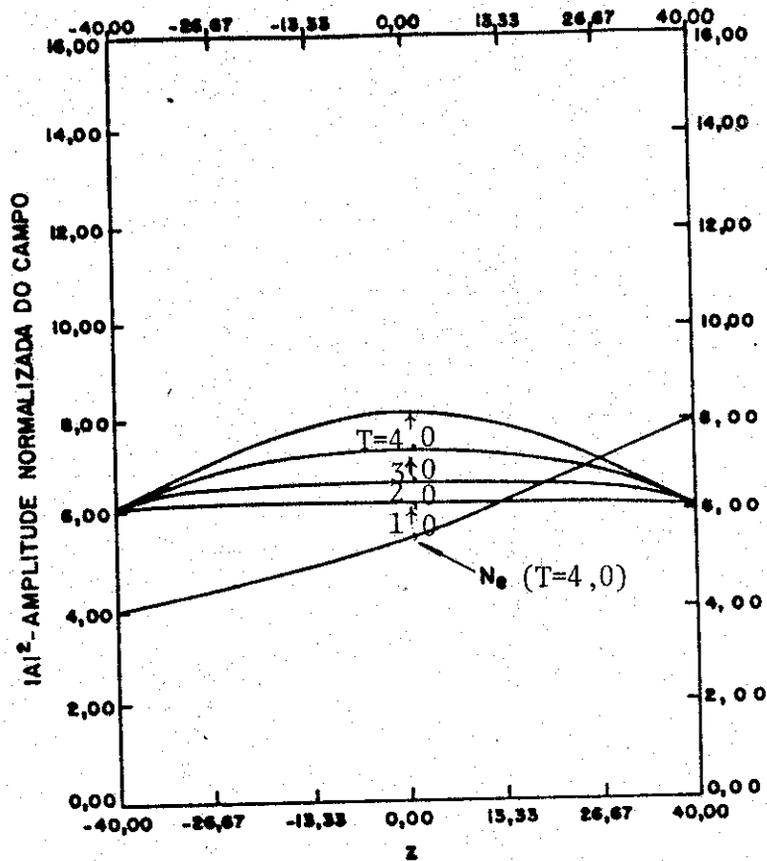
Valores do campo magnético local  $B^L$ , velocidade  $V_{\theta_{\perp e}}$  térmica perpendicular,  $\Delta B/\Delta Z$  no ponto onde se obteve os cavitons, figura III-2, e o parâmetro  $b$ .  $t = (W_{pe}^L/W_{rf})^2 \cdot (2/W_{rf}) \cdot T_N$  (s) é o tempo real de execução associado ao tempo normalizado  $T_N$ . Para essa tabela  $T_N = 300$  em todas as condições.  $P$  é a pressão e  $Z^L$  é o ponto local onde se observou os cavitons, ver tabela III-2.

$P(10^{-4})$ (Torr)	$Z^L$ (cm)	$B^L$ (kG)	$V_{\theta_{\perp e}}(10^8)$ (cm/s)	$\Delta B^L/\Delta Z$	$b(10^{-2})$ (cm)	$t$ ( $10^{-6}$ s)
3.0	7.	0.57	4.6	68.	2.20	46.
	10.	1.03	5.4	70.	1.74	74.
	15.	0.49	5.5	25.	1.4	8.
3.5	7.	0.57	4.4	68.	2.0	63.
	11.	1.07	4.9	40.	0.8	100.

frequência de rf e a frequência de plasma reduzida, ver seção III.3.A. Desse modo, o campo magnético não influi diretamente na ressonância, mas sim, indiretamente através da mudança na densidade do plasma. Fica aqui, como sugestão para trabalhos futuros, encontrar uma relação entre a densidade do plasma e o campo magnético, para esse sistema, e, então, aplicar essa relação no presente modelo matemático.

Nesse trabalho, para se manter uniformidade, é mostrado as figuras obtidas da integração numérica da equação IV-18, correspondentes aos resultados experimentais apresentados no capítulo III, figuras III-2 e III-3, ou seja, será mostrado as figuras obtidas na seguinte condição experimental:  $P=3,5 \times 10^{-4}$  Torr,  $B^L=570$  G e  $b=2,0 \cdot 10^{-2}$  cm, para os seguintes valores de tempo normalizado  $T_N = 4,0, 8,0, 16,0, 40,0, 100,0,$  e  $400,0,$  o que corresponde a uma variação real de tempo entre  $1,0$  a  $100 \times 10^{-6}$ s. Veja figuras IV-1, IV-2, IV-3. As outras figuras correspondentes as demais condições experimentais da tabela IV-2, são semelhantes as figuras IV-1 a IV-3, e por esse motivo não serão apresentadas nesse trabalho.

As figuras IV-1 a IV-3 mostram que o campo elétrico de rf tende a saturação, para  $T_N$  da ordem de 100. Valores da mesma ordem de grandeza para  $T_N$ , é obtido para



$T=1,0; 2,0; 3,0; 4,0$

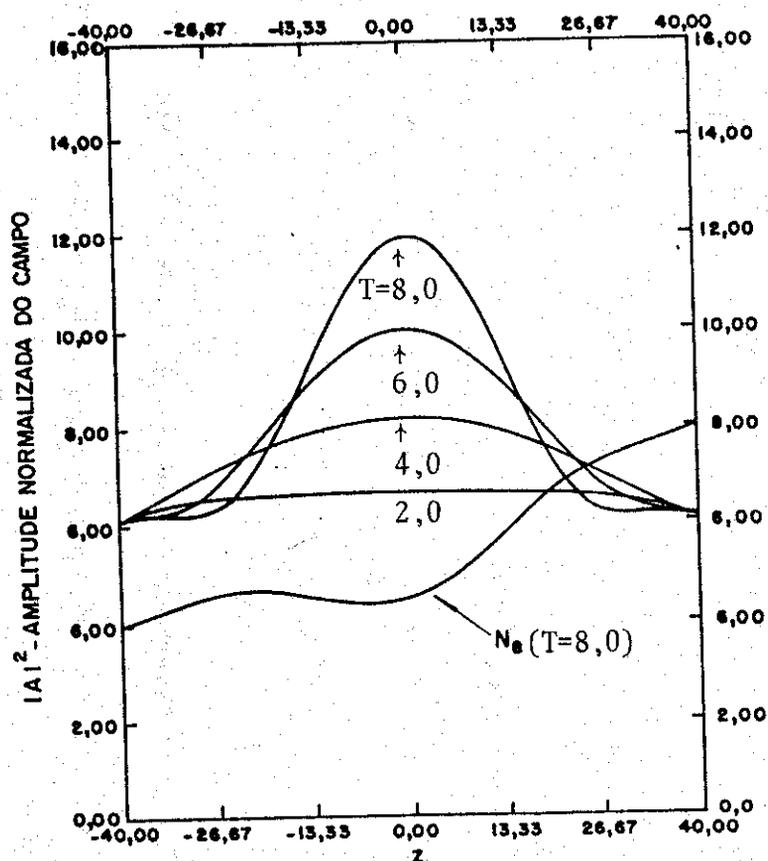


Figura IX - 1 - EVOLUÇÃO DOS CAVITONS.

$T = 2,0; 4,0; 6,0; 8,0$

$T =$  TEMPO NORMALIZADO

$N_e =$  DENSIDADE NORMALIZADA

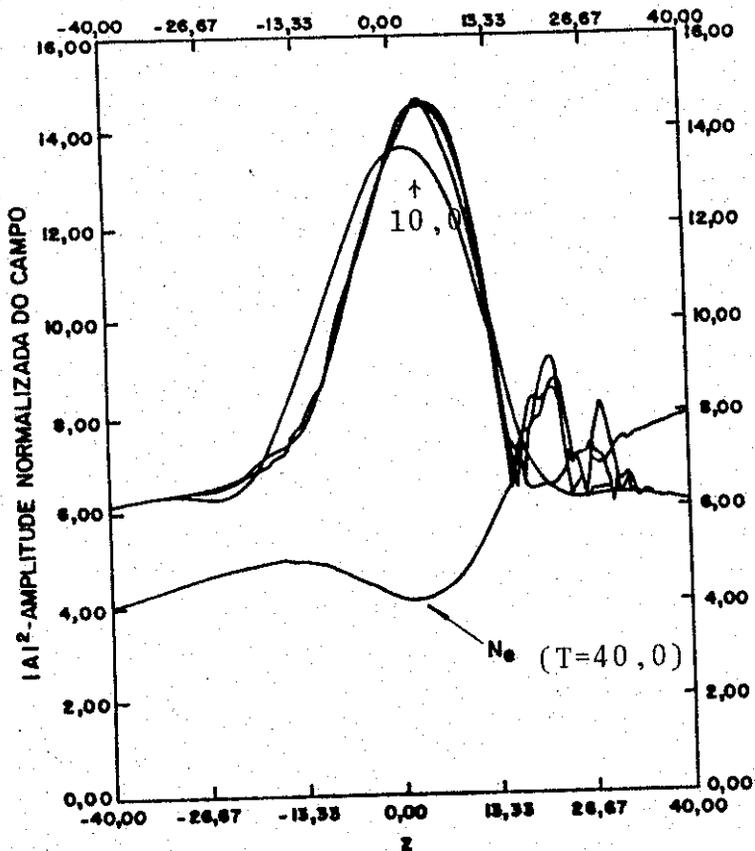
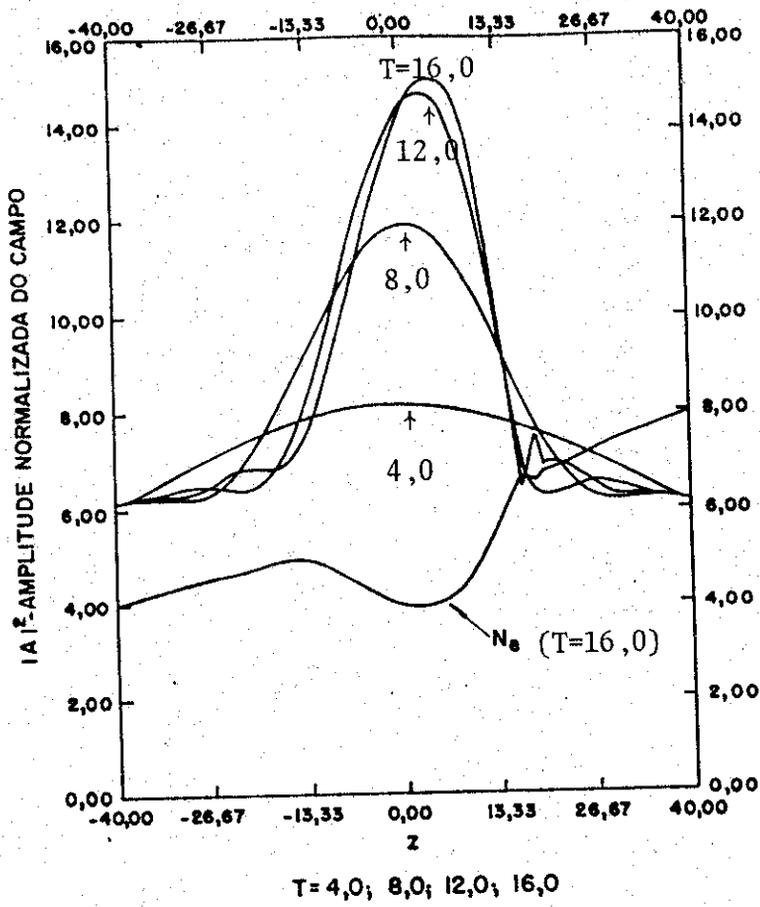
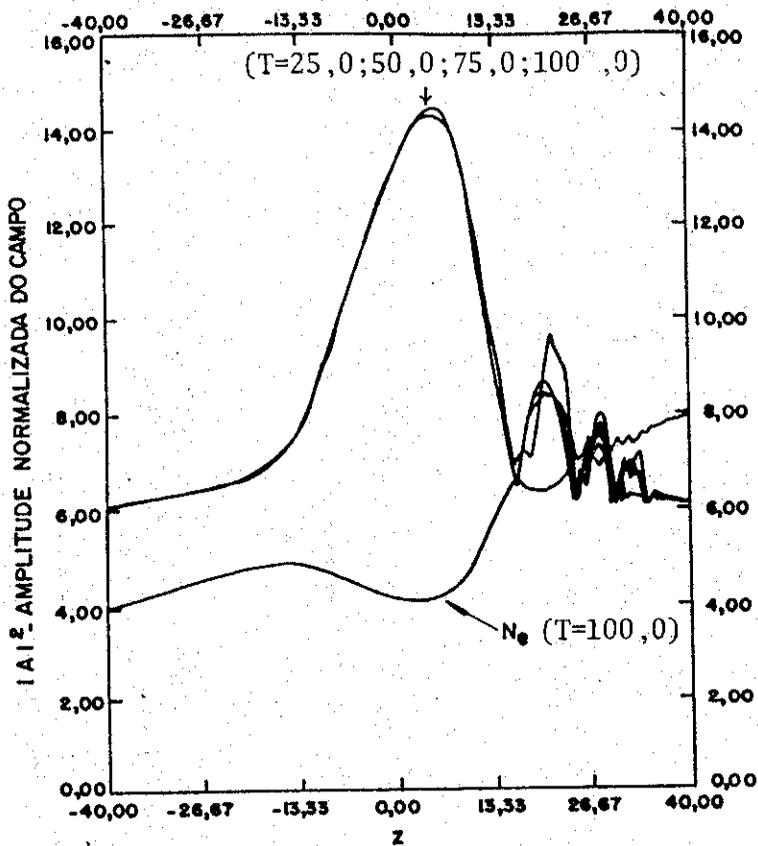


Figura IV - 2 - EVOLUÇÃO DOS CAVITONS  
 $T = 10,0; 20,0; 30,0; 40,0$   
 $T =$  TEMPO NORMALIZADO  
 $N_e =$  DENSIDADE NORMALIZADA



T = 25,0; 50,0; 75,0; 100,0

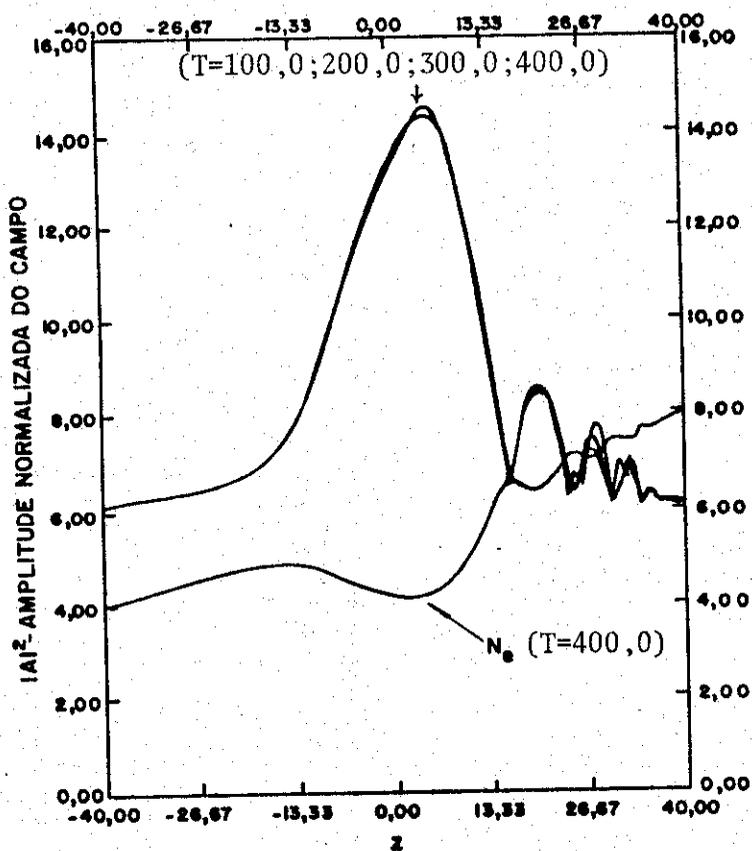


Figura IV-3- EVOLUÇÃO DOS CAVITONS

T = 100,0; 200,0; 300,0; 400,0

T = TEMPO NORMALIZADO

$N_0$  = DENSIDADE NORMALIZADA

a saturação, nas outras condições experimentais onde foram encontrados cavitons.

A tabela IV-3 mostra o valor do campo elétrico de rf obtido da integração numérica e usando-se a equação IV-16, ie,

$$|E^{\text{pico}}| = (w_{\text{rf}}/w_{\text{pe}}^L)^2 \cdot |A| \cdot |E^{\text{sp(pico)}}| \quad (\text{IV-20})$$

onde  $w_{\text{pe}}^L = w_{\text{pe}}^L(N_e^L)$  é a frequência de plasma local, obtida no ponto do caviton, (ver tabela III-2), e

$E^{\text{sp(pico)}}$  é o valor do campo elétrico de rf obtido na ausência de plasma, seu valor é dado na tabela IV-3,

A é a amplitude de saturação normalizada, obtida da integração numérica, ver figura IV-3.

A tabela IV-3 nos mostra que os valores do campo elétrico  $E_{\text{rf}}^{\text{pico}}$  de rf de saturação, obtido teoricamente no ponto de máximo, como por exemplo ao da figura IV-3, são da mesma ordem de grandeza do obtido experimentalmente. Apenas o valor obtido para  $B_L=490$  G não é compatível com o obtido experimentalmente.

TABELA IV-3

Valores experimentais da frequência de plasma localizada  $\omega_{pe}^L$ , do campo elétrico  $|E_{rf}^{sp}|$  de rf sem plasma (figura III-7), e do campo elétrico  $|E_{rf}|$  de rf medido no ponto de pico onde ocorreu o caviton (com plasma).  $|A|$  é a amplitude normalizada obtida da figura IV-3, e  $|E_{rf}^{pico}|$  é o valor de pico do campo calculado a partir da equação IV-20.

<u>EXPERIMENTAL</u>				<u>TEÓRICO</u>	
$B^L$ (kg)	$\omega_{pe}^L (10^8)$ (rd/s)	$ E_{rf}^{sp} $ (V/cm)	$ E_{rf} $ (V/cm)	$ A $	$ E_{rf}^{pico} $ (V/cm)
0.57	7.57	4.2	10.2	3.8	15.8
1.03	9.60	4.5	9.6	3.7	10.2
0.49	3.1	3.9	2.0	3.8	87.5
0.57	8.9	4.5	10.3	3.7	12.0
1.07	11.3	4.8	9.6	3.8	8.2

Conclui-se que o modelo matemático, prediz, além do mais importante, que é a existência de cavitons estacionários, também que o valor de saturação atingido pelo campo elétrico é compatível ao obtido experimentalmente, tabela IV-3. Vimos também que o campo magnético não influencia no comportamento do caviton, o que está de acordo com os nossos resultados experimentais, já que os cavitons acontecem devido a existência de ondas estacionária ao longo do eixo de simetria do sistema. O campo magnético influencia apenas na existência dessas ondas estacionárias, conforme discutido na seção III.3.A.

## CAPÍTULO V

### CONCLUSÃO.

Foram observados cavitons estacionários e altamente localizados em um plasma produzido e aquecido por campos elétricos de rf, e submerso em campo de espelho magnético; esses resultados diferem de outros trabalhos, onde o campo elétrico de rf é aplicado em um plasma não magnetizado e com um gradiente de densidade previamente preparado(08), sendo que os cavitons obtidos não são estacionários e sua amplitude diminui com o passar do tempo. Os cavitons mostrados nesse trabalho, são altamente estáveis no tempo, devido ao equilíbrio existente entre as forças ponderomotriz e cinética no plasma, ie, a profundidade relativa alcançada pelos cavitons corresponde ao equilíbrio entre as pressões, Tabela III-4. Também foi confirmado que o valor da densidade  $N_e^L$  medida experimentalmente dentro da cavidade, é compatível com o valor calculado através da equação III-10, que nos mostra o comportamento da densidade eletrônica no local onde os campos eletromagnéticos são máximos (máxima força ponderomotriz), Tabela III-4. Quanto a localização dos cavitons, ou seja, sua alta

reproducibilidade no mesmo ponto do sistema de espelho magnético, para determinados valores de pressão e/ou campo magnético, esta associada à existência de ondas estacionárias ao longo do eixo de simetria do sistema, que são criadas devido ao acoplamento ressonante entre a antena helicoidal e o sistema de espelho magnético, conseguido ao ajustar-se experimentalmente as dimensões dessa antena, ie, ajustou-se o comprimento de onda da cavidade ressonante(espelho magnético) correspondente ao modo  $TM_{011}$  igual ao comprimento de onda da onda lenta gerada pela antena helicoidal, conforme amplamente discutido nas seções II.2.B e II.2.C, Capítulo II e seção III.2, Capítulo III. Onda estacionária com comprimento de onda  $\lambda_{est} \sim 5,5$  cm pode ser vista na Figura III-3. Como a densidade do plasma varia, quer seja devido ao campo de espelho magnético aplicado, como é mostrado na Tabela III-3, como devido aos gradientes de densidade característicos desse tipo de plasma, essa variação de densidade cria gradientes de densidade localizados em condições adequadas para que ocorra uma ressonância eletrostática localizada entre o campo elétrico longitudinal estacionário  $E_z$  com frequência  $\omega_{rf}$  e a frequência de plasma reduzida  $\omega_{pe}^{red} = \omega_{pe}^*/(2)^{1/2}$  naquele ponto. Como foi visto na seção IV-1, Modelo Físico, uma excitação localizada de ondas eletrostática pode ocorrer onde  $\omega_{rf} \sim \omega_{pe}^{red}$ , gerando-se intensos campos eletromagnéticos de rf (Figuras III-3, III-4, III-5), e criando-se os cavitons localizados e estacionários via força ponderomotriz. Os cavitons aprisionam os campos de rf,

favorecendo novamente a excitação de ondas eletrostáticas tanto como de efeitos ponderomotrizes. Esse processo continua até que um mecanismo de saturação seja atingido.

O modelo matemático desenvolvido, descreve a evolução temporal e espacial do campo elétrico de rf, em presença de plasma magnetizado, e que apresenta efeitos ponderomotrizes resultante da ressonância eletrostática entre a frequência de rf e a frequência de plasma reduzida. Embora baseado no modelo de Morales (09), o modelo de Sakanaka (41) é original, pois contém um termo, o parâmetro  $g$  da equação IV-18, que torna o modelo apresentado muito mais não linear. Além disso, esse parâmetro  $g$ , também é responsável pela estabilidade dos cavitons. Portanto, as diferenças básicas entre esses dois modelos, é que o apresentado nesse trabalho, contém um termo que o torna altamente não linear e é responsável pela estabilidade dos cavitons e, além disso, também leva em conta o campo de espelho magnético. Conclui-se que esse modelo comprova de forma inédita, a existência de cavitons estacionários, sendo que o valor previsto teoricamente para a amplitude de saturação do campo elétrico de rf na presença de plasma, esta em bom acordo com a obtida experimentalmente, Tabela IV-2.

Finalmente, o sistema de espelho magnético da UNICAMP, com o plasma produzido e aquecido por rf, via antena helicoidal, apresentou alguns resultados

interessantes com relação a fenômenos não lineares, que podem ser estudados em trabalhos futuros, como por exemplo: sabemos que da interação onda-onda em um plasma, uma onda eletromagnética primeiro decai gerando harmônicos da sua frequência fundamental, e, esses harmônicos podem interagir entre si ou com a onda primária e formar outras ondas na frequência de batimento. O batimento dessas ondas pode se tornar tão intenso que da interação resultante, forma-se outras frequências de batimento, até que o espectro se torne contínuo (43). Uma primeira sugestão seria a de se realizar medidas do espectro de frequências existentes no plasma, para se determinar quais as possíveis ondas que geram os efeitos não lineares. As possíveis ondas que poderiam estar sendo acopladas no nosso sistema, seriam a onda eletromagnética de rf ou a onda eletrostática de alta frequência excitada pela antena helicoidal, e uma onda de baixa frequência, como por exemplo, a onda ión acústica (46). No entanto, é necessário verificar experimentalmente a existência dessa onda de baixa frequência. Outro trabalho que pode ser feito, é variar a potência de rf, para se determinar o limite para obtenção dos fenômenos não lineares aqui apresentados; fica portanto, essas sugestões.

REFERÊNCIAS

- [01] - Física de Plasma - Organizado por Abraham C.-L.Chian & Michaeli F.Reusch - U.F.F -Niteroi 3, (1979), e Manosub Niimura e Abrahan CL Chian, Experimental Plasma Diagnostic. 3/4(1976).
- [02] - J.C.Sprott,K.A.Connor et al,Plasma Physics 14,269(1972).
- [03] - F.F.Chen, Introduction to Plasma Physics. 1<sup>a</sup> ed 1(1985).
- [04] - Sanborn C. Brown, Basic Data of Plasma Physics. pag.296, The MIT-Cambridge (1959).
- [05] - R.E.Collin, Foundations for Microwaves Engineering. pag.396, McGraw-Hill (1966).
- [06] - A.J.Balloni,S.Aihara and P.H.Sakanaka, paper aceito para publicação na revista Plasma Physics - forma revisada em 25 de janeiro de 1988.
- [07] - B.G.Logan,A.J.Lichtenberg et al, Phys.Rev.Letter 28,144(1972).
- [08] - H.C.Kim,R.L.Stenzel,A.Y.Wong, Phys. Rev. Lett. 33,886(1974).
- [09] - G.J.Morales and Y.C.Lee, The Phys. of Fluids. 20,1135(1977), e, G.J.Morales and Y.C.Lee, Phys. Rev. Lett. 33,1016(1974).
- [10] - P.De Neef, Phys.Rev.Lett. 39,997(1977).
- [11] - A.Y.Wong,P.Leung,D.Eggleston, Phys.Rev.Lett. 39,1407(1977).

- [12] - G.Lisitano et al, Plasma Phys. 15,457(1973).
- [13] - H.Akiyama,M.Kando, K.Minami,S.Takeda, J.Phys.S.JPN. 40,839(1976).
- [14] - D.L.Eggleston,A.Y.Wong,B.Darrow, Phys.Fluids. 25,257(1982).
- [15] - N.A.Krall,A.W.Trivelpiece, Principles of Plasma Physics, pag.160, McGraw Hill (1973)
- [16] - A.I.Morozov et al, Review of Plasma Physycs. 2,231(1966)
- [17] - J.T.Sloug, Doctor Thesis, Columbia University (1981).
- [18] - D.V.Sivukhin, Review of Plasma Physics. 4(1966).
- [19] - A.J.Balloni, Tese de Mestrado. IF - UNICAMP (1983).
- [20] - S.Ramo,J.R.Whinnery and T.V.Duzer, Fields and Waves Comunciations Electronics, JWhiley, NY (1965).
- [21] - John D.Kraus, Proc.I.R.E. march 37,263(1949).
- [22] - John D.Kraus, Antenas, chapter 7, McGraw Hill (1950) e C.C. Cutler, Proc.I.R.E. 37,230(1948).
- [23] - J.R.Pierce and L.M. Field, Proc.I.R.E. 35,108(1947) J.R.Pierce, Proc.I.R.E. 35,111(1947).
- [24] - L.J.Chu and J.D.Jackson. Proc.I.R.E. 36,853(1948).
- [25] - Joseph E.Rowe, Nonlinear Electron Wave Interaction Phenomena, pag.28 chapter III,Acad.Press, NY (1965).
- [26] - F.F. Chen, Modern Use of Langmuir Probes - Res.Rep., I.P.P.J. (1985).
- [27] - R.H.Huddleston,S.L.Leonard, Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, NY (1965).

- [28] - V.Agnelo and N.Barasi, IL-Nuovo Cimento  
XLIII B,2 Guigno (1066).
- [29] - S.Aihara et al, Nuclear Fusion. 12,45(1972).
- [30] - S.Aihara et al, Phys.Rev.Lett. 32,1035(1974).
- [31] - S.Aihara et al, Plasma Phys. 16,717(1974).
- [32] - Cândido C.Raposo, Tese de Doutorado, IF UNICAMP(1984).
- [33] - Instruction Manual - Walker Magnometrics Gaussmeter  
Model MG3A/D (1984).
- [34] - P.Y.Cheung, A.Y.Wong, C.B.Darrow, S.J.Qian, Phys.Rev.  
Letter. 48,1348(1982).
- [35] - R.W.Mottley, Q.Machines, chapters 2,3. Acad.  
Press, NY (1975).
- [36] - A.Matsumoto, S.Aihara et al, Institut of Plasma Phys.  
Nagoya JPN, Research Report, 380 Apr (1979).
- [37] - Heinrich Hora, Physics of Laser Driven Plasmas,  
pag.114, A.Whiley , NY , (1981).
- [38] - V.Kopecky, J.Musil and F.Zacek, Plasma Physics.  
17,1147(1975).
- [39] - H.Scharz and H.Hora, Laser Interaction and Related  
Plasma Phenomena. 4B,689(1976).
- [40] - J.Tayllet, American J.Phys. 37,423(1969).
- [41] - P.H. Sakanaka - Comunicação Particular. (1988).
- [42] - Heinrich Hora, Aust.J.Phys. 29,375(1976).
- [43] - A.Gurevich and Pitaevskii, Soviet Phys.-  
JETP. 18(3),776(1964), A.Gurevich and Pitaevskii,  
Soviet Phys. JETP. 45,1243(1963), e A.Gurevich and  
Pitaevskii, Soviet Phys. JETP. 18,855(1963).

- [44] - P.H.Sakanaka - Reprint from Modern Physics -  
I.A.E.A.(1981).
- [45] - V.E.Zakharov, Sov.Phys.-JETP,35,980(1972), e  
Introduction to Plasma Theory, by Dwight R. Nicholson  
Chapter 7, pag.126. McGraw Hill (1983).
- [46] - R.Z.Sagdeev and A.A.Galeev - Nonlinear Plasma Theory,  
Chapter 1, pag.32. W.A.Benjamin,INC - (1969).

**APÊNDICE - A**

CAUTION

```

IMPLICIT COMPLEX(A-E),DOUBLE PRECISION(F-H,I-Z)
DOUBLE PRECISION DZ,DT,ALF,FF,FTA,RR,AAO,AWS
REAL FACY,FACY,DESY,DESY,FATOR,FNAME4,FNAME5,FNAME6
CHARACTER*60 N7,N8,N9,N10
CHARACTER*60 NAME0,NAME1,NAME2,NAME3,NAME4,NAME5,NAME6
CHARACTER*9 CTT(5)
PARAMETER (NN=221,MM=2101,NGRA=15)
DIMENSION WS(NN),HH(NN),AA(NN),DD(NN),GG(NN),DA2(NN),FPS(NN)
1 ,AB(NN),TT(NGRA),ZZ(NN),GAM(NN),A1(MM),A2(MM),A3(MM)
2 ,RP(NN,NGRA),PP(NN,NGRA),NNF(NGRA)
3 ,D1(NN),D2(NN),D3(NN),D4(NN),E1(NN),E2(NN)
COMMON /GRA/NAME0,NAME1,NAME2,NAME3
2 ,N7,N8,N9,N10
1,NAME4,NAME5,NAME6
COMMON/GRA1/FACY,FACY,DESY,DESY,FATOR
NAMELIST /NCAV/ DZ,DT,ALF,FF,RR,AAO,GAMA,GAM1,Z1,Z2,AWS,JJ,N,JW
1 ,GSIG,FTA
DATA DZ,DT,ALF,FF,RR,JJ / 4*0.100,2.0-2, 40000/
1 GAMA,GAM1,GSIG,FTA /0.200, 4.00,1.00, 1.00 /
DATA ONE,TWO,AI /1.00, 2.00, (0.00,1.00)/
DATA Z1,Z2,N / -4.00, 4.00, 41/
DATA AAO,AWS,JW / 0.100, 1.00, 20 /
SARS(A) = CARS(A)**2
OPEN (5,FILE='RALSAKD',STATUS='OLD')
OPEN (6,FILE='RALSAKS',STATUS='NEW')
OPEN (3,FILE='SYS$FREE:CAV.FIG',STATUS='NEW')

READ (5,NCAV)
DZ = (Z2-Z1)/(N-1)
WRITE(*,NCAV)
DO I K= 1,N
Z = Z1 + DZ*(K-1)
ZZ(K) = Z
WS(K) = (ONE + ALF*Z)
AA(K) = AAO
CONTINUE

TEST

AO = 0.00
AKO = 0.00
AK1 = 0.00
G = GAMA
Z = 10.00
PRINT 8P
NPR=1
INCNPR=200
DO 5 J = 1,JJ
IF(NPR.EQ.J) THEN
PRINT *,NPP
NPR=NPR+INCNPR
END IF
T = DT*J
DKO = - AI*G
DK1 = ALF*Z - AI*G
CKO = CEXP(-AI*DKO*T)
CK1 = CEXP(-AI*DK1*T)
RKO = - (ONE-CKO)/DKO

```

```

J = (D1 - BK1) / DK1
EK0 = AK0 - AI*DT/TWO*(ONE+DK0*AK0)
EK1 = AK1 - AI*DT/TWO*(ONE+DK1*AK1)
AK0 = AK0 - AI*DT*(ONE+DK0*EK0)
AK1 = AK1 - AI*DT*(ONE+DK1*EK1)
PRINT 90, T, AK0, BK0, AK1, BK1
CONTINUE
FORMAT(//,↑ T,AK0,BK0,AK1,BK1↑,//)
FORMAT(F6.3,4F6.4,2X,4F6.4)

END OF TEST

LOPE = 1
D75 = D7**2
D72 = D7/TWO
RET = AI*DT/D75
RETH = RET/TWO
IF(LOPE.EQ.1) RETH = RET
IF(EP.EQ.0.0.D0) GSIG = (.DC
IC = C
DO 30 K=1,N
AR(K)=0.
CONTINUE
NPR=1
INCNPR=200
DO 20 J=1,JJ
IF(NPR.EQ.J) THEN
PRINT *,NPR
NPR=NPR+INCNPR
END IF
TIME = J*DT
DO 10 LOP = 1,LOPE
DO 6 K = 1,N
G = SABS(AR(K))
IF(LOP.EQ.1) G = SABS(AA(K))
GAM(K) = GAMA + GAM1*DEXP(+((ZZ(K)/ZZ(N))*1.15)**6 )
HH(K) = WS(K) / (ONE - EI*G)
GG(K) = WS(K)*G*GSIG
EPS(K) = (ONE-AI*GAM(K)-HH(K))*D75
CONTINUE
ETA1 = ONE - ETA
DO 7 K = 2,N-1
DA2(K) = (BR - (GG(K+1)-GG(K-1)))/(2.00*D7)+D72
CONTINUE
IF(LOP.EQ.1) THEN
RT = RETH
DO 8 K = 2,N-1
DD1 = RT * (-DA2(K) - GG(K))
DD2 = RT * (TWO*GG(K) + EPS(K))
DD3 = RT * (DA2(K) - GG(K))
D1(K) = ETA1*DD1
D2(K) = ETA1*DD2 + ONE
D3(K) = ETA1*DD3
D4(K) = AA(K) - ETA*(DD1*AA(K-1)+DD2*AA(K)+DD3*AA(K+1))
1 = RT*D75
CONTINUE
D2(2) = D2(2) + D1(2)
D2(N-1) = D2(N-1) + D3(N-1)
E1(2) = D2(2)
E2(2) = D4(2)
DO 9 K = 3,N-1
E1(K) = D2(K) - D1(K)*E1(K-1)
E2(K) = D4(K) - D1(K)*E2(K-1)/E1(K-1)
CONTINUE

```

```

EP(N-1) = EP(N-1)/E1(N-1)
DO 11 K = N-2,2,-1
AB(K) = (E2(K)-D3(K)*AB(K+1))/E1(K)
CONTINUE
ELSE
DO 12 K = 2,N-1
DD1 = -DA2(K) - GG(K)
DD2 = TWD*GG(K) + EPS(K)
DD3 = DA2(K) - GG(K)
AA(K) = AA(K) - RFT*(DZS+DD1*AB(K-1)+DD2*AB(K)+DD3*AB(K+1))
CONTINUE
END IF

IF(LDPE .EQ. 1) THEN
DO 13 K = 2,N-1
AA(K) = AB(K)
CONTINUE
END IF
AA(1) = AA(2)
AA(N) = AA(N-1)
AB(1) = AB(2)
AB(N) = AB(N-1)
CONTINUE
FAC = F.D0
IF(J/JW*JW .EQ. 1) THEN
IC = IC + 1
NNE(IC) = N
TT(IC) = TIME
DO 14 K=1,N
RR(K,IC) = ZZ(K)
PP(K,IC) = SABS(AA(K))/FAC + TWD
CONTINUE
WRITE(6,110) J,TIME,(K,ZZ(K),AA(K),HH(K),EPS(K),SABS(AA(K)),K=1,N)
END IF
CONTINUE
FAC2 = 40.D0
NNE(IC+1) = N
DO 15 K=1,N
RR(K,IC+1) = ZZ(K)
PP(K,IC+1) = (WS(K) - SABS(AA(K))/FAC2)*TWD
CONTINUE
WRITE(*,120) (J,A1(J),SABS(A1(J)),A2(J),SABS(A2(J)),J=1,JJ)

GRAFICS

DESY = Z1
DESY = 0.D0
FACX = (Z2-Z1)/6.D0
FACY = 2.000
NAME0 = 'CAVITONS'
NAME1 = 'A**2 - E-FIELD ENERGY'
NAME2 = 'Z'
NAME3 = 'FIG.01 EVOLUTION OF CAVITONS'
ENCODE (60,130,FNAME4) (TT(I),I=1,5)
WRITE(CTT,*(F2,4)*) (TT(I),I=1,5)
NAME4='AT T = '//CTT(1)//CTT(2)//CTT(3)//CTT(4)//CTT(5)
ENCODE (60,140,FNAME5) ALE,EE,BR
WRITE(CTT,*(F9,4)*) ALE,EE,BR
NAME5='ALE = '//CTT(1)//' EE = '//CTT(2)//
1* BR = '//CTT(3)
ENCODE (60,150,FNAME6) ETA,DT,DZ
WRITE(CTT,*(F9,4)*) ETA,DT,DZ
NAME6='ETA = '//CTT(1)//' DT = '//CTT(2)//
1* DZ = '//CTT(3)

```

## FORMATS

```

FORM2(//,10Y,↑↑↑↑ TIME STEP =↑,14,↑ ↑↑↑,4X,↑TIME =↑,F9.4,//,
4Y,↑X↑,FY,↑7↑,5Y,↑R(1)↑,5Y,↑I(1)↑,7Y,↑H↑,7Y,↑R(FPS)↑,7Y,
↑IM(FPS)↑,5Y,↑A↑*2↑,//,115,(PF 7.2,1PAD11,3))
FORMAT(//,↑ ↑↑↑ J, AA(10,J), NDD(AA(10,J))*2, AA(10,J),
NDD(AA(10,J))*2 ↑↑↑,//,(I4,1PAD)2,3,2Y,PD12,3))
FORMAT(↑AT ↑ =↑,F9.4,↑ ↑)
FORMAT(↑ALE =↑,F9.4,↑ BE =↑,F9.4,↑ BR =↑,F9.4,
↑ ↑)
FORMAT(↑ATA =↑,F9.4,↑ DT =↑,F9.4,↑ DZ =↑,F9.4,
↑ ↑)

```

STOP

END

SUBROUTINE GRAPH(RR,PP,NN,NNE,JE,NEOR)

S LINKKK I= KKK,GRAPH,DESY,SYSS(1)RPARY:VPLDT/LIR

↑ PR1PLOT := PR1/ONE=(PAD/FORM=32/NNEED FOR)3.DAT

NN = FIRST DIMENSION FOR RR AND PP

NE = NUMBER OF POINTS

JE = NUMBER OF CURVES

NEOR = OUTPUT UNIT

RR(N,J) = ABSCISSA

PP(N,J) = ORDINATE

CHARACTER\*60 N7,N8,N9,N10

CHARACTER\*60 NAME0,NAME1,NAME2,NAME3,NAME4,NAME5,NAME6

DOUBLE PRECISION RR,PP

COMMON /GRA/NAME0,NAME1,NAME2,NAME3

,N7,N8,N9,N10

,NAME4,NAME5,NAME6

COMMON/GR1/FACY,FACY,DESY,DESY,FATOR

DIMENSION NNE(JE),RR(NN,JE),PP(NN,JE),XY(FOR),YY(FOR)

DATA IC/OZ,DESY,DESY,FATOR/O.,O.,1./

IC=IC+1

IF(IC,01,2) WRITE(NEOR,21)

YSCALE=10.5\*FATOR

SIZE =0.12/(FATOR\*0.5+0.5)

CALL PLOTS

CALL FATOR(FATOR)

CALL PLOT ( 1.0, 1.0,3)

CALL PLOT ( 0.0, 0.,3)

CALL PLOT ( 0.0, 10.5,2)

CALL PLOT ( 7.5, 0.,2)

CALL PLOT ( 0.0,-10.5,2)

CALL PLOT (-7.5, 0.,2)

CALL PLOT ( 1.0, 1.5,3)

CALL PLOT (-0.0, 8.,3)

CALL PLOT ( 6.0, 0.,2)

CALL PLOT ( 0.0,- 8.,2)

CALL PLOT (-6.0, 0.,3)

CALL PLOT ( 0.0, 2.,3)

CALL SYMBOL ( 0.4, 6.5,0.15,NAME0, 0.,50)

CALL SYMBOL (-0.5, 1.0,0.15,NAME1,20.,50)

CALL SYMBOL ( 4.5,-2.4,0.15,NAME2, 0.,50)

CALL SYMBOL (-0.5,-2.6,SIZE,NAME3, 0.,50)

CALL SYMBOL (0.35,-2.8,SIZE,NAME4, 0.,50)

CALL SYMBOL (0.35,-3.0,SIZE,NAME5, 0.,50)

CALL SYMBOL (0.35,-3.2,SIZE,NAME6, 0.,50)

CALL AXIS (0.,-2.,↑ ↑, 1,8.,9(.,DESY,FACY)

CALL AXIS (6.,-2.,↑ ↑,-1,8.,9(.,DESY,FACY)

```
CALL AXIS (0.,-2.,1.,1.,-1.,6., (.,DESX,FACX))
CALL AXIS (0.,6.,0.,1.,1.,6., 0.,DESX,FACX)
CALL PLOT (0.,0.,-2.,0.,-3)
DO 12 J=1,JF
NF      = NNF(J)
XX(NF+1)=DESX
XX(NF+2)=FACX
YY(NF+1)=DESX
YY(NF+2)=FACX
DO 11 N=1,NF
XX(N)=PR(N,J)
YY(N)=PP(N,J)
WRITE(1,100) J
WRITE(1,101)
WRITE(1,102)
WRITE(1,103)(XX(I),YY(I), I=1,NF)
FORMAT(1X,2F15.6)
FORMAT(1X,'CURVA ',I2)
FORMAT(1X,'Z')
FORMAT(1X,'A#A')
ENDDO 11
CALL LINE (XX,YY,NF,1,0,2)
CONTINUE

CALL PLOT (0.,0.,999)
FORMAT(1H1)
RETURN
END
```

JJ = 1000,  
N = 161,  
JW = 250,  
ETA = 0.0000,  
DT = 0.01000,  
FE = 0.00200,  
BP = 0.0000,  
AAC = 0.000,  
Z1 = -40.00,  
Z2 = 40.00,  
ALF = 0.02500,  
GAMA = 0.0,  
GAM1 = 0.1,  
GSIG = 0.1.