

1. Publicação nº INPE-4781-RA/189	2. Versão	3. Data Dez. 1988	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem <i>LAP</i>	Programa <i>PLASMA</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>RELATÓRIO DE ATIVIDADES 1987</i> <i>LABORATÓRIO ASSOCIADO DE PLASMA</i>			
7. C.D.U.: 533.9			
8. Título INPE-4781-RA/189 <i>RELATÓRIO DE ATIVIDADES DO LABORATÓRIO ASSOCIADO DE PLASMA DO ANO DE 1987</i>		10. Páginas: 131	
		11. Última página: A.5	
		12. Revisada por <i>Antonio Montes Filho</i> Antonio Montes Filho	
9. Autoria <i>LABORATÓRIO ASSOCIADO DE PLASMA</i> <i>COORDENAÇÃO: GERSON OTTO LUDWIG</i> <i>Gerson Otto Ludwig</i> Assinatura responsável		13. Autorizada por <i>Marco Antonio Raupp</i> Marco Antonio Raupp Diretor Geral	
14. Resumo/Notas <i>Este relatório descreve as atividades de pesquisa desenvolvidas durante o período de 1987 pelo Laboratório Associado de Plasma (LAP) do Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE/MCT). O relatório delinea os principais resultados obtidos nas três linhas de pesquisa e desenvolvimento do LAP: Física de Plasmas, Tecnologia de Plasmas e Fusão Termonuclear Controlada.</i>			
15. Observações			



PROPOSTA PARA
PUBLICAÇÃO

- DISSERTAÇÃO
- TESE
- RELATÓRIO
- OUTROS

IDENTIFICAÇÃO	TÍTULO				RELATÓRIO DE ATIVIDADES DO LABORATORIO ASSOCIADO DE PLASMA DO ANO DE 1987										
	AUTOR(ES)				ORIENTADOR										
	LABORATORIO ASSOCIADO DE PLASMA COORDENAÇÃO: GERSON OTTO LUDWIG				CO-ORIENTADOR										
	LIMITE		DEFESA		CURSO		ORGÃO		DISS. OU TESE						
//		_/_/													
DIVULGAÇÃO				EVENTO/MEIO											
<input checked="" type="checkbox"/> EXTERNA		<input type="checkbox"/> INTERNA		<input type="checkbox"/> RESTRITA		<input type="checkbox"/> CONGRESSO		<input type="checkbox"/> REVISTA		<input checked="" type="checkbox"/> OUTROS					
REV. TÉCNICA	NOME DO REVISOR				NOME DO RESPONSÁVEL										
	ANTONIO MONTES FILHO				GERSON OTTO LUDWIG										
REV. LINGUAGEM	RECEBIDO		DEVOLVIDO		ASSINATURA		APROVADO		DATA		ASSINATURA				
	//		_/_/		<i>Antonio Monte</i>		<input checked="" type="checkbox"/> SIM <input type="checkbox"/> NÃO		_/_/		<i>Ludwig</i>				
REV. LINGUAGEM	Nº	PRIOR.	RECEBIDO		NOME DO REVISOR				OS AUTORES DEVEM MENCIONAR NO VERSO INSTRUÇÕES ESPECÍFICAS, ANEXANDO NORMAS, SE HOUVER						
	//	_/_/	_/_/												
REV. LINGUAGEM	PÁG.	DEVOLVIDO		ASSINATURA				RECEBIDO		DEVOLVIDO		NOME DA DATILÓGRAFA			
	//	_/_/						_/_/		_/_/		<i>Lania Krüger</i>			
Nº DA PUBLICAÇÃO:				PÁG.:				AUTORIZO A PUBLICAÇÃO							
CÓPIAS:				Nº DISCO:				<input type="checkbox"/> SIM <input type="checkbox"/> NÃO				_/_/			
LOCAL:															
DIRETOR															

OBSERVAÇÕES E NOTAS

ABSTRACT

This report describes the research activities carried out during 1987 by the Associated Plasma Laboratory of the Institute for Space Research. The report outlines the main results obtained in the three lines of research and development of the Laboratory: Basic Plasma Physics, Plasma Technology and Controlled Termonuclear Fusion.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	<i>iii</i>
LISTA DE TABELAS	<i>x</i>
1 - <u>OBJETIVOS E LINHAS DE PESQUISA E DESENVOLVIMENTO</u>	1
2 - <u>ESTRUTURA DE PROJETOS DE PESQUISA</u>	2
3 - <u>EQUIPE E NÚMERO TOTAL DE PUBLICAÇÕES DO LABORATÓRIO</u>	3
4 - <u>PLASMA QUIESCENTE (PQUI)</u>	5
4.1 - Caracterização e modelamento da descarga na máquina de plasma quiescente do LAP	6
4.2 - Estudo de camada dupla por meio de simulação de partículas .	11
4.3 - Observação do fluxo de corrente para um eletrodo positivamente polarizado e imerso num plasma magnetizado	17
4.4 - Desenvolvimento de sistemas para a aquisição digital de sinais de sondas eletrostáticas	22
5 - <u>PLASMA MAGNETIZADO (PMAG)</u>	25
5.1 - Experimento de plasma na máquina de estrição a campo inverso do LAP	27
5.2 - Sistema elétrico da máquina CECI	32
6 - <u>CENTRÍFUGA DE PLASMA (PCEN)</u>	35
6.1 - Medidas de rotação e enriquecimento na centrífuga de plasma.	38
6.2 - Espectrômetro de massa do tipo setor magnético	43
7 - <u>GIROTRON/PLASMA E RADIAÇÃO (PRAD)</u>	48
7.1 - Estudo da maximização da eficiência do girotron através da otimização do perfil longitudinal do campo de RF	51
7.2 - Campo eletromagnético auto-consistente do girotron: teoria e programa computacional	58
7.3 - Pesquisa e desenvolvimento de materiais e processos de fabricação	61
7.4 - Circuito elétrico de disparo do girotron em 35GHz	70
7.5 - Sistemas de medidas em microondas do girotron em 35GHz	73
7.6 - Projeto de um forno para operação em vácuo ou em atmosfera redutora a 1700C	76
8 - <u>PROPULSOR IÔNICO (PION)</u>	80

	<u>Pág.</u>
8.1 - Modelamento tridimensional do confinamento magnético multi dipolar gerado por ímãs permanentes	82
8.2 - Utilização do propulsor iônico como fonte de íons na passi vação de silício policristalino	88
9 - <u>PLASMA TOROIDAL (PTOR)</u>	91
9.1 - Propagação e amortecimento de helicons em tokamaks	92
9.2 - Absorção de ondas na segunda harmônica da frequência ciclo trônica de elétrons por elétrons energéticos em plasmas tō roidias	99
9.3 - Projeto conceitual de um tokamak compacto excitado por ra diofrequência	106
9.4 - Injetor de feixe intenso de íons e partículas neutras para diagnóstico e aquecimento de plasmas	110

APÊNDICE A - LISTA DE PUBLICAÇÕES DO LAP/INPE

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1 - Vista geral do laboratório de plasma quiescente	6
2 - Variação das duas temperaturas observadas para os elétrons de baixa energia da descarga em argônio na máquina de plasma quiescente	7
3 - Variação do potencial de plasma da descarga em argônio na máquina de plasma quiescente	8
4 - Variação da densidade de plasma da descarga em argônio na máquina de plasma quiescente	8
5 - Comparação entre os resultados de um modelo teórico simples e os valores experimentais, para um plasma de argônio produzido na máquina de plasma quiescente. A corrente da sonda no potencial de plasma é diretamente proporcional à densidade eletrônica	10
6 - Variação espacial do potencial eletrostático (em unidades arbitrárias): (a) $\omega_{pet} = 0$; (b) $\omega_{pet} = 160$. A coordenada espacial está normalizada em relação ao comprimento de Debye eletrônico. Atenção para a mudança de escala vertical entre (a) e (b)	14
7 - Evolução temporal da energia térmica (em unidades arbitrárias): (a) plasma alvo; (b) elétrons em deriva. A coordenada temporal está normalizada pela frequência de plasma eletrônica	15
7 - Distribuição das partículas no espaço de fase (x, v_x): (a) elétrons do plasma para $\omega_{pet} = 0$; (b) elétrons do plasma para $\omega_{pet} = 160$; (c) elétrons em deriva para $\omega_{pet} = 0$; (d) elétrons em deriva para $\omega_{pet} = 160$. Atenção para a mudança de escala vertical entre (c) e (d)	16
9 - Esquema da máquina de plasma quiescente da UCLA	18
10 - Variação temporal da corrente coletada pelo eletrodo (I_E) para vários valores do pulso de potencial (V_F) aplicado	20
11 - Variação temporal de: (a) corrente coletada pelo eletrodo; (b) sinal detetado pela sonda de radiofrequência; (c) sinal de radiofrequência processado por um analisador de espectro sintonizado em 10MHz	20
12 - Variação espacial dos parâmetros de plasma durante a ionização: (a) perfis radiais e longitudinais da temperatura eletrônica ($k_B T_e$) e do potencial de plasma (ϕ_{pl}); (b) perfis radiais e longitudinais da densidade eletrônica (n_e)	21
13 - Curva característica de sonda de Langmuir obtida através de aquisição digital de dados para uma corrente de descarga $I_D = 177\text{mA}$ e pressão de gás neutro (argônio) $p \approx 0,02\text{Pa}$	24

	<u>Pág.</u>
14 - Vista geral da máquina CECI (Configuração de Estrição a Campo Inverso)	26
15 - Detalhes da máquina CECI	26
16 - Tensão de enlace (traço superior) e corrente de plasma (traço inferior): tensão de enlace (30V/div.); corrente de plasma (300A/div.); tempo (20 μ s/div.); campo toroidal $\bar{B}_\phi = 5\text{mT}$; tensão do banco poloidal $V_C = 3\text{kV}$	29
17 - Pontos experimentais no diagrama F- θ : (O) $\bar{B}_\phi = 5\text{mT}$, $V_C = 3\text{kV}$; (X) $\bar{B}_\phi = 5\text{mT}$, $V_C = 4\text{kV}$; (Δ) $\bar{B}_\phi = 3\text{mT}$, $V_C = 4\text{kV}$	29
18 - Campo de dispersão, calculado no interior da câmara de descarga, devido à corrente na bobina poloidal. O módulo da indução produzida por uma corrente de 1kA na bobina poloidal é mapeado e expresso em unidades gaussianas. A região indicada por asteriscos (*) corresponde a valores intensos de campo magnético com indução superior a 10mT (por exemplo, $B_\theta = 0,7\text{T}$ para $r = 6\text{ cm}$)	31
19 - Diagrama de blocos do sistema elétrico da máquina CECI	33
20 - Sistema de controle da centrífuga de plasma	36
21 - Vista lateral da centrífuga de plasma	37
22 - Vista frontal da centrífuga de plasma	37
23 - Espectrômetro de massa do tipo setor magnético (em fase de montagem)	38
24 - Representação esquemática da centrífuga de plasma e perfil do campo magnético axial dentro da câmara de vácuo	39
25 - Potencial flutuante medido por uma sonda de Langmuir em $R = 3\text{cm}$ para plasma de magnésio: (a) sem campo magnético (5V/div, 200 μ s/div); (b) $B = 0,1\text{T}$ (2V/div, 200 μ s/div)	40
26 - a) Potencial flutuante medido por duas sondas colocadas a 90° uma da outra para $B = 0,1\text{T}$ em $R = 0,03\text{m}$ num plasma de magnésio (2V/div, 20 μ s/div); b) Variação da frequência angular de rotação com o campo magnético num plasma de magnésio	41
27 - a) Espectro de massa do magnésio; b) Variação do enriquecimento dos isótopos ^{25}Mg e ^{26}Mg em função do campo magnético externo para $R = 0,04\text{m}$	42
28 - Esquema do espectrômetro de massa do tipo setor magnético	44
29 - Posicionamento do setor magnético e das fendas	45
30 - Domínios atuais de aplicação dos tubos de microondas e dos diodos positivos a estado sólido	49
31 - Distribuição ótima de campo para interação na primeira harmônica	52

32 - Perfil de um ressoador aberto representado pelas funções $R_w(z < z_M) = A_1 \exp[-(z - z_M)^2/C]$, $R_w(z_M < z < 0) = A_2 + B_2 \exp(-z^2/C_2)$, $R_w(0 < z < z_I) = A_3 + B_3 \exp(-z^2/C_3)$, $R_w(z_I < z < z) = A_4 - B_4 \exp[-(z - z_0)^2/C_4]$ e $R_w(z > z_0) = A_5 - B_5 \exp[-(z - z_0)^2/C_5]$	53
33 - (a) Vista longitudinal de um ressoador aximétrico de perfil contínuo onde a reta tracejada ($R_C = 0,9577\text{cm}$) determina as seções de corte para o modo de operação ($f_R = 34,978\text{GHz}$, $Q = 3315,0$); (b) Distribuições $ V(z) $ para os modos nominal TE_{02} e convertido TE_{01}	54
34 - (a) Vista longitudinal de um ressoador axisimétrico de perfil contínuo onde a reta tracejada ($R_C = 0,9572\text{cm}$) determina as seções de corte para o modo de operação ($f_R = 34,995\text{GHz}$, $Q = 962,0$). (b) Distribuições $ V(z) $ para os modos nominal TE_{02} e convertido TE_{01} . Na aproximação de modo único se tem $f_R = 34,995\text{GHz}$ e $Q = 951,0$	55
35 - Leis de escala para a eficiência perpendicular máxima referentes aos perfis (a) triangular assimétrico e (b) senoidal. A eficiência perpendicular é definida por $\eta_{\perp} = \eta(1 + \alpha^2)/\alpha^2$ onde η é a eficiência eletrônica	57
36 - Definição dos parâmetros geométricos	60
37 - Esquema do girotron em 35GHz	62
38 - Representação simplificada do corpo do girotron em 35GHz, indicando os processos de selagem envolvidos na sua montagem ..	63
39 - Processo de fabricação de peças de cobre eletroformado	65
40 - Protótipo da cavidade ressonante do girotron em 35GHz, em cobre eletroformado	66
41 - Distribuição axial da indução magnética (a) e respectivo sistema de bobinas (b)	66
42 - Desenho simplificado mostrando um par de bobinas magnéticas encapsuladas no interior de uma estrutura metálica	67
43 - Distribuição radial da tensão mecânica axial para pares de bobinas magnéticas da cavidade ressonante do girotron em 35GHz.	68
44 - Corpos de prova de resina epoxi E-502 HC, com e sem inserções de vários metais, submetidos a testes de fadiga térmica (aquecimento por passagem de corrente na bobina de cobre e resfriamento por convecção forçada de ar) com resistência a mais de 1200 ciclos	69
45 - Diagrama de blocos do sistema de alimentação e controle do girotron em 35GHz do LAP	72
46 - Esquema da montagem para teste da cavidade ressonante	73
47 - Diagrama de blocos da montagem experimental para caracterização do ressoador aberto	74

	Pág.
48 - Diagrama de blocos da montagem para caracterização do girotron	75
49 - Ligação das resistências elétricas do forno (conjunto de 12 resistências agrupadas 3 a 3)	79
50 - Câmara de vácuo usada provisoriamente nos testes do micropropulsor	81
51 - Micropropulsor iônico montado no interior da câmara de testes	82
52 - Indução magnética de um ímã de ferrita com dimensões $2a = 1,4$ cm, $2b = 3,5$ cm e $2c = 1,4$ cm, ao longo do eixo z (0 0 1) e do eixo y (0 1 0). A curva teórica é indicada por T e a curva experimental por E	86
53 - Estrutura espacial do campo de confinamento magnético multipolar para uma configuração de dois anéis com 12 ímãs permanentes alternados em cada anel: a) corte transversal; b) corte longitudinal	87
54 - Perfis de hidrogênio obtidos através da técnica de análise por reação nuclear, em substratos de silício policristalino: a) e b) difusão de hidrogênio em plasma RF por 6 horas, os de mais implantação rasa de hidrogênio; c) $E = 300$ eV, $T = 300$ C, $t = 12$ minutos; d) e e) $E = 500$ eV, $T = 300$ C, $t = 12$ minutos .	89
55 - Variação de n_{\perp}^2 com X quando $n_{\parallel} \gg 1$ e (a) $Y > 2$, (b) $Y = 2$ e (c) $Y < 2$	94
56 - Variação de Δ^2 com n_{\parallel} , X e Y. O segundo zero de cada curva é dado por $n_{\parallel}^*(X, Y)$	95
57 - Projeção da trajetória dos raios, na seção poloidal do tokamak, para cada um dos casos referidos na Tabela 2. Comparativamente ao caso (a), observa-se a rápida absorção em (b) e (c), ao contrário do caso (d) em que, apesar do maior tempo de propagação, resultou um menor amortecimento. Em todos os quatro casos, o lado interno do tokamak está à esquerda	98
58 - Potência depositada por unidade de intervalo de velocidade, $\Delta p/\Delta \alpha$, em função de α , onde α é a velocidade ressonante (não-relativística) normalizada em relação à velocidade térmica v_b [$\alpha = (\omega - 2\omega_{ce})/k_{\parallel}v_b$]: (a) lançamento do plano equatorial (lado interno); (b) lançamento do topo. Parâmetros do plasma: $n_0 = 5 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$, $T_0 = 1$ keV, $B_0 = 1,2$ T, $\phi = 15^{\circ}$. Parâmetros da cauda: $\eta = 0,02$, $v_0 = 2v_b$, $T_t = 20$ keV	102
59 - Perfil de deposição de potência por unidade de intervalo da velocidade ressonante em função desta velocidade para $B_0=1,3$ T e $\phi = 20^{\circ}$. Os outros parâmetros são os mesmos da Figura 58 ..	103
60 - Potência depositada por unidade de intervalo de comprimento radial em função da distância r do eixo magnético. Quase 50% da energia da onda é depositada na região $r < a/3$. Os parâmetros são os mesmos da Figura 59	103

	<u>Pág.</u>
61 - Projeção das trajetórias dos raios na seção poloidal do tokamak para um plasma com $n_0 = 5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $T_0 = 1 \text{ keV}$, $B_0 = 1,2 \text{ T}$ e para uma cauda com $\eta = 0,02$, $v_0 = 2v_b$, $T_t = 20 \text{ keV}$. Cada sinal "+" assinala um decréscimo de 5% na energia da onda que atravessa o plasma	105
62 - (a) Deposição da energia em função da velocidade , para um plasma com os mesmos parâmetros da Fig. 58 e para uma cauda com parâmetros $\eta = 0,03$, $v_0 = 2v_b$ e $T_t = 20 \text{ keV}$. (b) Deposição da energia em função da distância ao eixo magnético do toróide	106
63 - Circuito do gerador Marx	111
64 - Arranjo experimental do sistema de diagnóstico por sonda de partículas neutras e detecção espectroscópica	113
65 - Desenho esquemático de um diodo com plasma de anodo produzido por descarga indutiva em gás	114

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
1 - Parâmetros de projeto para o girotron em 35GHz	50
2 - Parâmetros $n_{ }$, X_0 e Y_0 variados em cada simulação, com os respectivos números de etapas de integração e potências absorvidas	97

1 - OBJETIVOS E LINHAS DE PESQUISA E DESENVOLVIMENTO

O Laboratório Associado de Plasma (LAP) foi criado em 1986 a partir de um grupo que desde 1978 realizava pesquisas na área de Física de Plasmas. Os objetivos gerais do LAP são estudar a Física de Plasmas e desenvolver suas aplicações. A Física de Plasmas combina conceitos de eletromagnetismo, física de fluidos, mecânica estatística e física atômica numa metodologia unificada para o estudo e utilização prática das interações coletivas não-lineares de partículas carregadas, entre si e com campos elétricos e magnéticos. As principais aplicações da física de plasmas dirigem-se para a pesquisa espacial e para a fusão termonuclear controlada, que muito estimularam o avanço desta ciência. Outras aplicações incluem novos tipos de fontes de radiação coerente, separação de isótopos e fontes de íons ou de partículas neutras.

As atividades do LAP estão divididas, desde sua implantação, em três linhas de pesquisa e desenvolvimento: Física de Plasmas, Tecnologia de Plasmas e Fusão Termonuclear Controlada. Na linha de *Física de Plasmas* têm-se por objetivos investigar novos fenômenos, elaborar e verificar modelos e, em particular, simular em laboratório fenômenos que ocorrem em plasmas espaciais. Estas pesquisas básicas são também relevantes ao desenvolvimento de novas tecnologias (fontes de plasma para processos industriais) e ao estudo da Física de Plasmas de Fusão. Na linha de *Tecnologia de Plasmas* procura-se, principalmente, criar a capacitação na área, através do desenvolvimento de técnicas, dispositivos e instrumentação de interesse para a indústria e a pesquisa. Finalmente, na linha de *Fusão Termonuclear Controlada* são realizadas pesquisas relativas a sistemas toroidais de confinamento magnético de plasmas. Com este esforço busca-se atingir a capacitação científica e tecnológica para o desenvolvimento de reatores a fusão, quando eles se tornarem viáveis e necessários ao País.

2 - ESTRUTURA DE PROJETOS DE PESQUISA

Na lista a seguir estão relacionados, de acordo com as três linhas de pesquisa e desenvolvimento, os projetos e as atividades de pesquisa em andamento no LAP, incluindo uma descrição sucinta de objetivos. Entre parênteses constam a sigla e o ano de início (proposta) de cada projeto.

Física de Plasmas

- Plasma Quiescente (PQUI/1979)
 - . Estudar a física básica em descargas multidipolo magnéticas
- Configuração de Estrição a Campo Inverso (PMAG/1985)
 - . Estudar a física de auto-organização e confinamento magnético

Tecnologia de Plasmas

- Centrífuga de Plasma (PCEN/1981)
 - . Investigar o enriquecimento isotópico em plasmas rotatórios
- Girotron (PRAD/1983)
 - . Desenvolver dispositivos de geração de radiação milimétrica de alta potência
- Propulsor Iônico (PION/1983)
 - . Desenvolver micropropulsores eletrostáticos para correção de atitude de satélites geoestacionários
 - . Construir e testar fontes de plasma para processos em microeletrônica

Fusão Termonuclear Controlada

- Plasma Toroidal (PTOR/1986)
 - . Elaborar o projeto conceitual de um tokamak de pequena razão de aspecto, objetivando clarificar as propriedades desta confi

guração e seu potencial como um reator a fusão de geometria compacta, alto beta e operação contínua

Realizar pesquisas em confinamento, aquecimento, excitação de corrente e diagnóstico de plasmas de alta temperatura

As atividades realizadas em cada projeto durante o ano de 1987 são relatadas a partir da Seção 4.

3 - EQUIPE E NÚMERO TOTAL DE PUBLICAÇÕES DO LABORATÓRIO

A equipe do LAP está assim constituída:

Doutores

Antonio Carlos de Almeida Ferreira - teórico
Antonio Montes Filho - teórico/experimental
Gerson Otto Ludwig - teórico/experimental (chefe do LAP)
Homero Santiago Maciel - experimental (tempo parcial)
José Augusto Bittencourt - teórico
José Leonardo Ferreira - experimental
Luiz Carlos Sandoval Gões - experimental (tempo parcial)
Mário Ueda - experimental
Ricardo Magnus Osório Galvão - teórico
Yoshiyuki Aso - experimental

Mestres

Carlos Shinya Shibata - teórico
Edson Del Bosco - experimental
Geraldo Pereira Galvão - experimental
Gilberto Marrega Sandonato - experimental
Joaquim José Barroso de Castro - teórico
Joaquim Paulino Leite Neto - teórico
Maria do Carmo de Andrade Nono - experimental
Maria Virgínia Alves - teórica

Pedro José de Castro - experimental
Rafael Alves Corrêa - teórico
Renato Sérgio Dallaqua - experimental

Graduados

Júlio Guimarães Ferreira - experimental

Apoio Técnico e Administrativo

Antonio Claret Pereira Fernandes - engenheiro eletrônico
José Osvaldo Rossi - engenheiro eletrônico
Carlos Augusto Pereira - técnico em eletrônica
Luiz de Souza Manguiera - técnico em eletrônica
Márcia Perez de Vilhena Paiva - secretária

Durante o ano de 1987 o número de publicações do LAP foi o seguinte: 4 artigos publicados e 3 artigos aceitos para publicação em revistas; 1 artigo publicado e 7 em publicação em anais de conferências; 11 relatórios internos (a lista completa de publicações está anexa no final deste relatório (Apêndice A)).

4 - PLASMA QUIESCENTE (PQUI)

A atividade de pesquisa Plasma Quiescente tem como objetivo a realização de estudos de física básica relacionados, principalmente, com os fenômenos de excitação e propagação de ondas lineares e não-lineares, com os processos de turbulência e transporte, e com a evolução de instabilidades em plasmas. Estes estudos são realizados em plasmas quiescentes produzidos por descargas termo-iônicas em confinamento magnético multidipolar e são relevantes para o entendimento de fenômenos que ocorrem em vários tipos de plasmas no espaço e no laboratório. Estes estudos são importantes também para o desenvolvimento de fontes de plasma com aplicações na indústria e nas pesquisas em aquecimento de plasmas termonucleares.

A Figura 1 mostra uma vista geral do laboratório e das câmaras onde são realizadas as pesquisas experimentais em plasmas quiescentes, bem como onde são desenvolvidos dispositivos de diagnóstico de plasma apropriados ao regime de operação das descargas multidipolo magnéticas. Na máquina de plasma duplo do LAP, vista em primeiro plano na Figura 1, foi realizada a primeira observação experimental de sólitons negativos e a verificação, também inédita, do papel da turbulência acústico-iônica na formação de camadas duplas de pequena amplitude. Presentemente, esta máquina está sendo utilizada no estudo da física de descargas termo-iônicas em confinamento magnético multidipolar e, em particular, no estudo dos processos de difusão anômala através de cercas magnéticas. Os fenômenos associados com a interação entre as partículas em difusão e o plasma estão sendo também estudados por meio de códigos computacionais que utilizam o método de partículas. A seguir, são descritas as principais atividades realizadas neste projeto no ano de 1987.

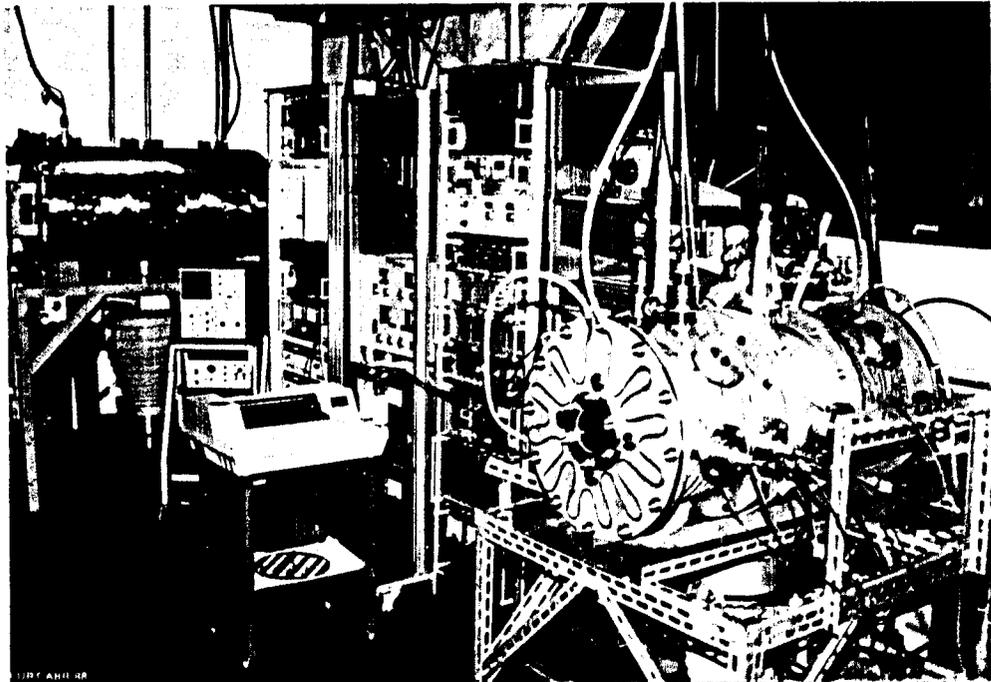


Fig. 1 - Vista geral do laboratório de plasma quiescente.

4.1 - CARACTERIZAÇÃO E MODELAMENTO DA DESCARGA NA MÁQUINA DE PLASMA QUIESCENTE DO LAP

J.G. Ferreira e H.S. Maciel*

Foi iniciado um trabalho de caracterização do plasma produzido por descargas termo-iônicas em confinamento magnético multidipolar e de identificação dos processos físicos mais importantes na determinação dos parâmetros do plasma. Este trabalho foi realizado na máquina de plasma quiescente do LAP descrita por Ferreira (1986). Inicialmente, utilizou-se o gás argônio na produção do plasma, prevendo-se, no futuro, a utilização de gases moleculares tais como hidrogênio e hexafluoreto de enxofre na produção de plasmas contendo íons negativos. Este estudo sistemático do comportamento da descarga é importante para dar prosseguimento às investigações sobre a função de distribuição eletrônica em plasmas compostos por várias espécies de íons (Ferreira et al., 1987).

A caracterização da descarga em argônio foi feita através de medidas do potencial de plasma, do potencial flutuante, da temperatura dos elétrons e da densidade de plasma, para valores da pressão na faixa compreendida entre 10^{-3} e 10^{-5} Pa, e potenciais da descarga entre 45 e 120V. Estas medidas foram efetuadas utilizando-se uma sonda de Langmuir esférica com diâmetro de 1mm colocada no centro da câmara de descarga. Em toda a faixa de operação constatou-se que a função de distribuição de energia dos elétrons não é Maxwelliana, sendo melhor descrita supondo-se a coexistência de duas populações eletrônicas com "temperaturas" distintas na faixa entre 1 e 10eV (Figura 2). Apenas para pressões acima de 10^{-1} Pa observou-se a termalização completa dos elétrons nesta faixa de energia, com a temperatura correspondente atingindo um valor da ordem de 1eV. Observou-se também que o potencial de plasma sobe rapidamente de valores negativos para um valor positivo da ordem de 2V, quando a pressão aumenta de 10^{-3} a 10^{-2} Pa, estabilizando-se em torno deste valor para aumentos adicionais da pressão (Figura 3). A densidade de plasma aumenta de forma aproximadamente linear com a pressão, abaixo de 10^{-2} Pa, mas o acréscimo é menos acentuado para valores maiores da pressão, tornando-se bastante reduzido acima de 10^{-1} Pa (Figura 4).

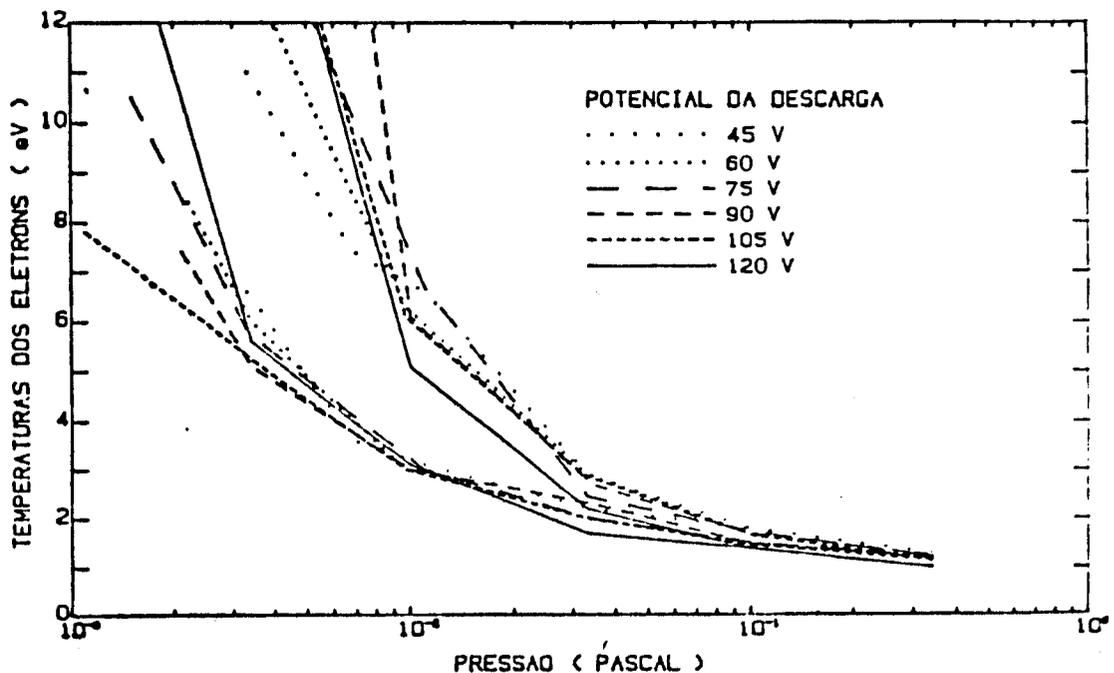


Fig. 2 - Variação das duas temperaturas observadas para os elétrons de baixa energia da descarga em argônio na máquina de plasma quiescente.

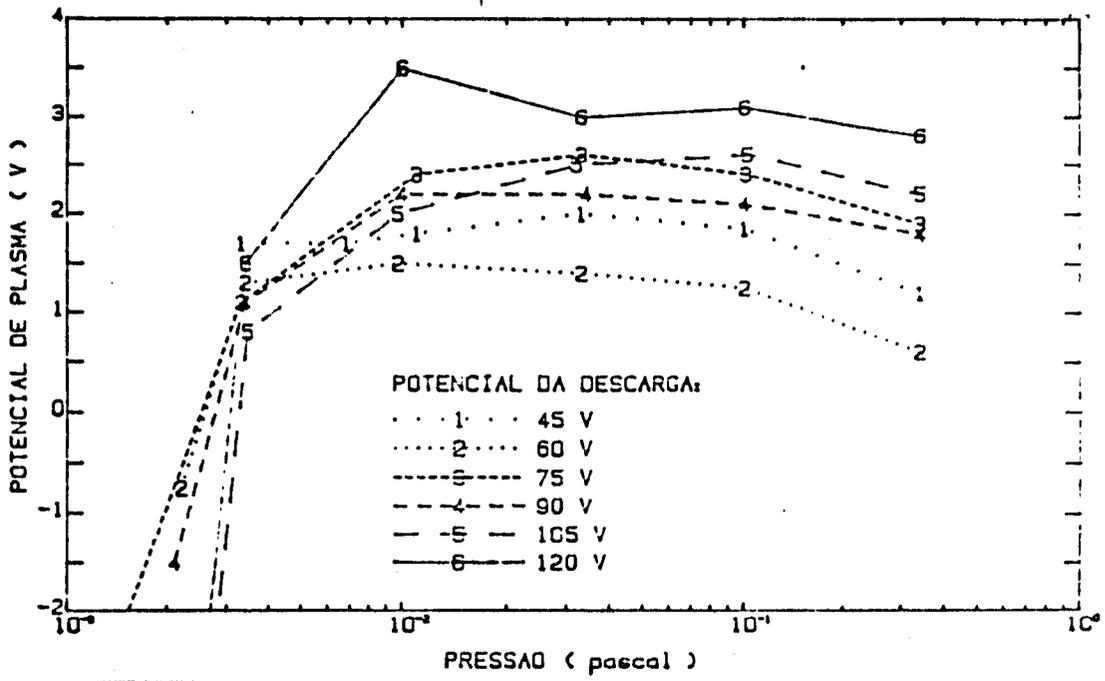


Fig. 3 - Variação do potencial de plasma da descarga em argônio na máquina de plasma quiescente.

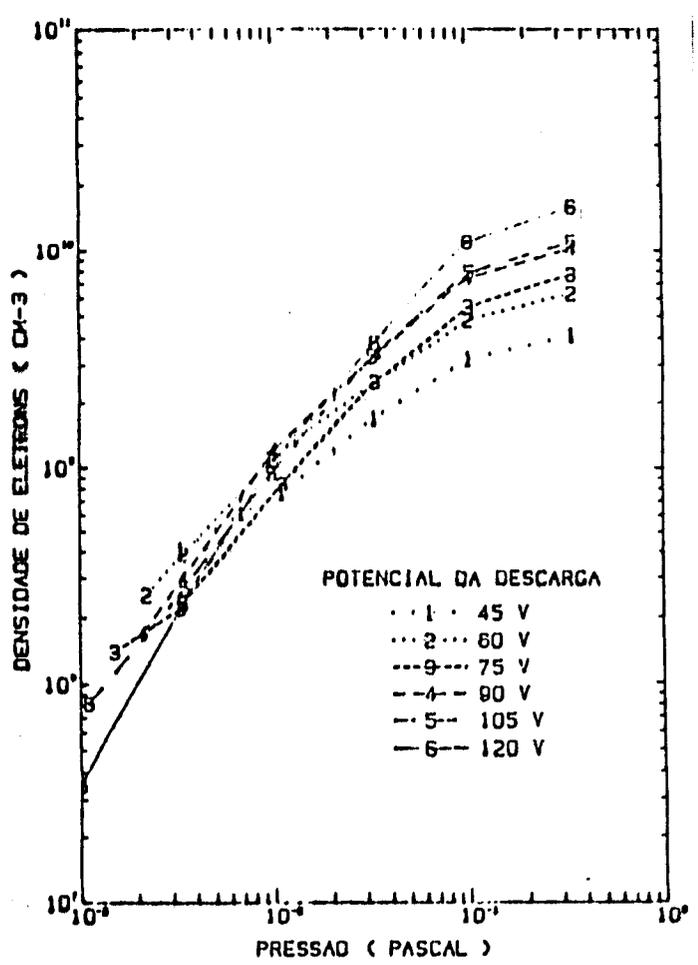


Fig. 4 - Variação da densidade de plasma da descarga em argônio na máquina de plasma quiescente.

Na tentativa de explicar a variação dos parâmetros de plasma descritos acima, foram examinadas as taxas de perdas de partículas para as superfícies e foram comparados os diversos processos colisionais que podem ocorrer no volume do plasma, em diversas condições de operação da descarga, visando selecionar os processos mais importantes. Os cálculos efetuados indicaram que, além dos processos inelásticos envolvendo os elétrons primários (elétrons com energia superior à energia de ionização e diretamente responsáveis pela formação e manutenção da descarga), os processos com alguma relevância são: a troca de energia de elétrons entre si e de íons entre si através de colisões Coulombianas, principalmente em baixas energias ($E \leq k_B T_e$); a troca de energia por colisões elásticas e a troca de carga entre íons e átomos neutros; e a troca de momento (isotropização) dos elétrons por colisões elásticas com íons ou com átomos neutros. As colisões ionizantes dos elétrons primários com átomos neutros constituem o único processo relevante de geração de íons, e a perda de íons para o contorno se dá segundo o modelo de queda livre, que numa primeira aproximação fornece resultados equivalentes aos obtidos usando o critério de Bohm. A densidade de plasma é determinada pelo equilíbrio entre estes processos de produção e perda de íons, enquanto que o potencial de plasma se ajusta de modo a estabelecer um equilíbrio entre produção e perda de elétrons que preserve a neutralidade do plasma. A energia média dos elétrons secundários formados a partir de uma colisão ionizante, \bar{E}_s , varia pouco com a energia dos elétrons primários, E_p ($6,5\text{eV} \leq \bar{E}_s \leq 9,5\text{eV}$ para $30\text{eV} < E_p < 150\text{eV}$), mas a taxa de perdas destes elétrons depende sensivelmente de sua energia, de modo que os elétrons com energia insuficiente para superar a queda de potencial da bainha do anodo não sofrem perdas, em princípio, e tendem a predominar.

O processo de perdas através do campo magnético de confinamento superficial foi tratado de forma simplificada, definindo-se áreas equivalentes de perdas para as diversas espécies. Este aspecto deverá ser objeto de estudo mais aprofundado a ser realizado no futuro. Os estudos já completados até o momento permitiram, porém, compreender qualitativamente alguns dos principais aspectos do comportamento dos pa

rômetros de plasma. Um modelo quantitativo simples (Lang e Hershkowitz, 1978), que leva em consideração as múltiplas colisões que os elétrons primários sofrem antes de serem perdidos pelo contorno, foi testado e permitiu reproduzir corretamente a ordem de grandeza dos valores experimentais referentes à densidade de plasma em toda a faixa de operação (Figura 5). Um melhor ajuste deverá ser obtido futuramente com o prosseguimento do trabalho, isto é, com o aperfeiçoamento do modelo teórico e com a obtenção de mais dados experimentais.

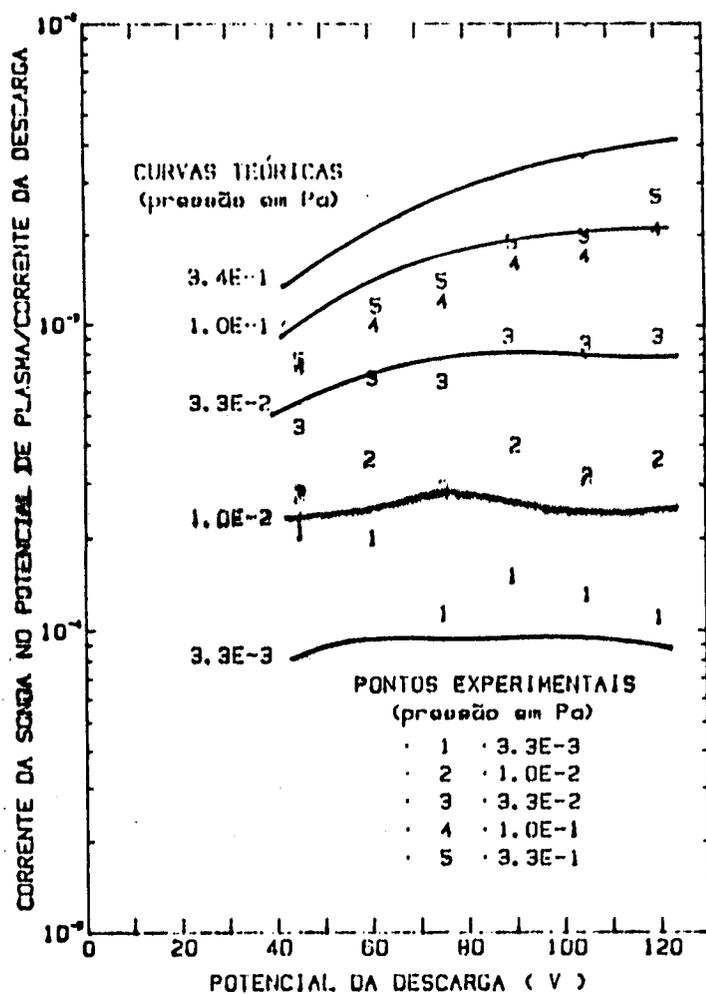


Fig. 5 - Comparação entre os resultados de um modelo teórico simples e os valores experimentais, para um plasma de argônio produzido na máquina de plasma quiescente. A corrente da sonda no potencial de plasma é diretamente proporcional a densidade eletrônica.

* Departamento de Física, Instituto Tecnológico de Aeronáutica, Centro Técnico Aeroespacial, São José dos Campos, SP.

REFERÊNCIAS

- FERREIRA, J.L. *Fenômenos acústico-iônicos lineares e não-lineares em descargas multidipolo magnéticas*. Tese de Doutorado em Plasma, São José dos Campos, INPE, set. 1986, 178 p. (INPE-4100-TDL/257).
- FERREIRA, J.G.; MACIEL, H.S.; FERREIRA, J.L. Estudo de uma descarga termo-iônica numa mistura de argônio e SF₆. REUNIÃO ANUAL DA SBPC, 39ª, Brasília, jul. 1987. *Resumos*. Brasília, SBPC, 1987, p. 298.
- LANG, A.; HERSHKOWITZ, N. Multidipole plasma density. *Journal of Applied Physics*, 49(9):4707-4710, Sept. 1978.

4.2 - ESTUDO DE CAMADA DUPLA POR MEIO DE SIMULAÇÃO DE PARTÍCULAS

M.V. Alves e J.A. Bittencourt

Estudos de simulação numérica realizados por Sato e Okuda (1980) indicaram a formação de camadas duplas transitórias pela instabilidade acústico-iônica excitada por elétrons em deriva com velocidades menores que a velocidade térmica dos elétrons ($v_d < v_{te}$). Recentemente, observou-se na máquina de plasma duplo do LAP a formação de camadas duplas estacionárias de pequena amplitude ($e\phi/k_B T_e < 1$) associadas com a instabilidade acústico-iônica (Ludwig et al., 1987a). Esta instabilidade é excitada por elétrons frios em deriva através de um plasma morno. Visando a investigação teórica deste fenômeno, dentro das condições do experimento realizado em laboratório, implementou-se um código numérico para simulação de processos físicos em plasmas utilizando o método de partículas (Birdsall e Langdon, 1985). Este código baseia-se num modelo eletrostático em que as partículas carregadas se movimentam sob a ação dos campos intrínsecos e dos campos aplicados externamente. Os campos intrínsecos são calculados através das equações de Maxwell, utilizando-se as densidades de carga e de corrente obtidas a partir das posições e velocidades iniciais de todas as partículas. As forças que atuam sobre

as partículas são então determinadas pelos valores dos campos elétrico e magnético totais, possibilitando calcular-se, através da equação de movimento, os novos valores das velocidades e posições das partículas. Este procedimento é repetido para cada incremento temporal. Os parâmetros macroscópicos do plasma são calculados sobre uma grade espacial e as condições de contorno, na presente versão do código, são periódicas.

As condições iniciais para o programa computacional foram estabelecidas tomando-se como base os resultados experimentais descritos por Ludwig et al. (1987b). Neste experimento um componente de elétrons em deriva foi produzido pelo processo de difusão através de uma cerca magnética, que separa dois plasmas quiescentes com densidades e temperaturas diferentes. A interação destes elétrons com o plasma alvo, onde a temperatura eletrônica é da ordem de 2eV, gera uma instabilidade acústico-iônica responsável pelo aparecimento de uma resistividade anômala e, conseqüentemente, de uma região não neutra, também chamada camada dupla, no plasma alvo. A formação da camada dupla depende, principalmente, da razão entre as densidades de elétrons em deriva, n_d , e de elétrons no plasma alvo, n_e , tendo sido observada para uma razão de densidades $n_d/n_e \approx 0,13$ ou maior ($n_e \approx 1,2 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$). A velocidade de deriva, que tem um valor constante ao longo da camada dupla, é $v_d \approx 20C_s$, onde C_s é a velocidade acústico-iônica para um plasma alvo de argônio. A razão entre as temperaturas dos elétrons em deriva e do plasma é $T_d/T_e \approx 0,12$, e a razão entre as temperaturas de elétrons e de íons do plasma é $T_e/T_i \approx 9,6$. Estes resultados experimentais foram utilizados na determinação das condições iniciais e das características do plasma a ser introduzido no modelo de simulação computacional.

Os resultados computacionais preliminares, apresentados a seguir, foram obtidos considerando-se apenas duas espécies de partículas: os elétrons em deriva e os elétrons do plasma alvo, com razão de densidades e temperaturas dadas por $n_d/n_e = 0,13$ e $T_d/T_e = 0,12$, respectivamente. A neutralidade do plasma é mantida por um fundo de íons positivos, estacionários e uniformemente distribuídos. O número total de partículas utilizado na simulação foi 8192 (1006 para o feixe de elétrons).

trons e 7186 para o plasma alvo), e a grade espacial foi constituída por 512 células. Embora o modelo matemático descreva condições de contorno periódicas e não corresponda exatamente ao fenômeno experimental observado, que não é periódico e está em estado estacionário, pode-se considerá-lo como uma aproximação razoável para interpretar os fenômenos que ocorrem no plasma alvo, na região fora da cerca magnética. As Figuras 6a e 6b mostram a variação espacial do potencial elétrico e sua evolução temporal de $\omega_{pe} t = 0$ (Figura 6a) para $\omega_{pe} t = 160$ (Figura 6b), onde ω_{pe} é a frequência de plasma eletrônica e t o tempo. A Figura 6b mostra o aparecimento de uma camada dupla, resultante da interação dos elétrons em deriva com os elétrons do plasma alvo. Observe-se a diferença de escala entre as duas figuras para uma mesma grandeza física. As pequenas variações periódicas no potencial eletrostático para $t = 0$ são devidas ao algoritmo utilizado (transformada de Fourier) na solução da equação de Poisson. A evolução temporal da energia térmica é mostrada nas Figuras 7a e 7b, para os elétrons do plasma e para os elétrons em deriva, respectivamente. Observe-se a transferência de energia térmica dos elétrons do plasma para os elétrons em deriva, de maneira análoga à observação experimental.

A Figura 8 apresenta distribuições de partículas no espaço de fases. As Figuras 8a e 8b referem-se aos elétrons do plasma para $\omega_{pe} t = 0$ e $\omega_{pe} t = 160$, respectivamente, e as Figuras 8c e 8d referem-se aos elétrons em deriva para os mesmos instantes de tempo. Observe-se o alargamento da distribuição de velocidades dos elétrons em deriva (atenção para a mudança de escala). O valor da velocidade de deriva é muito menor que a velocidade térmica, não sendo perceptível na figura.

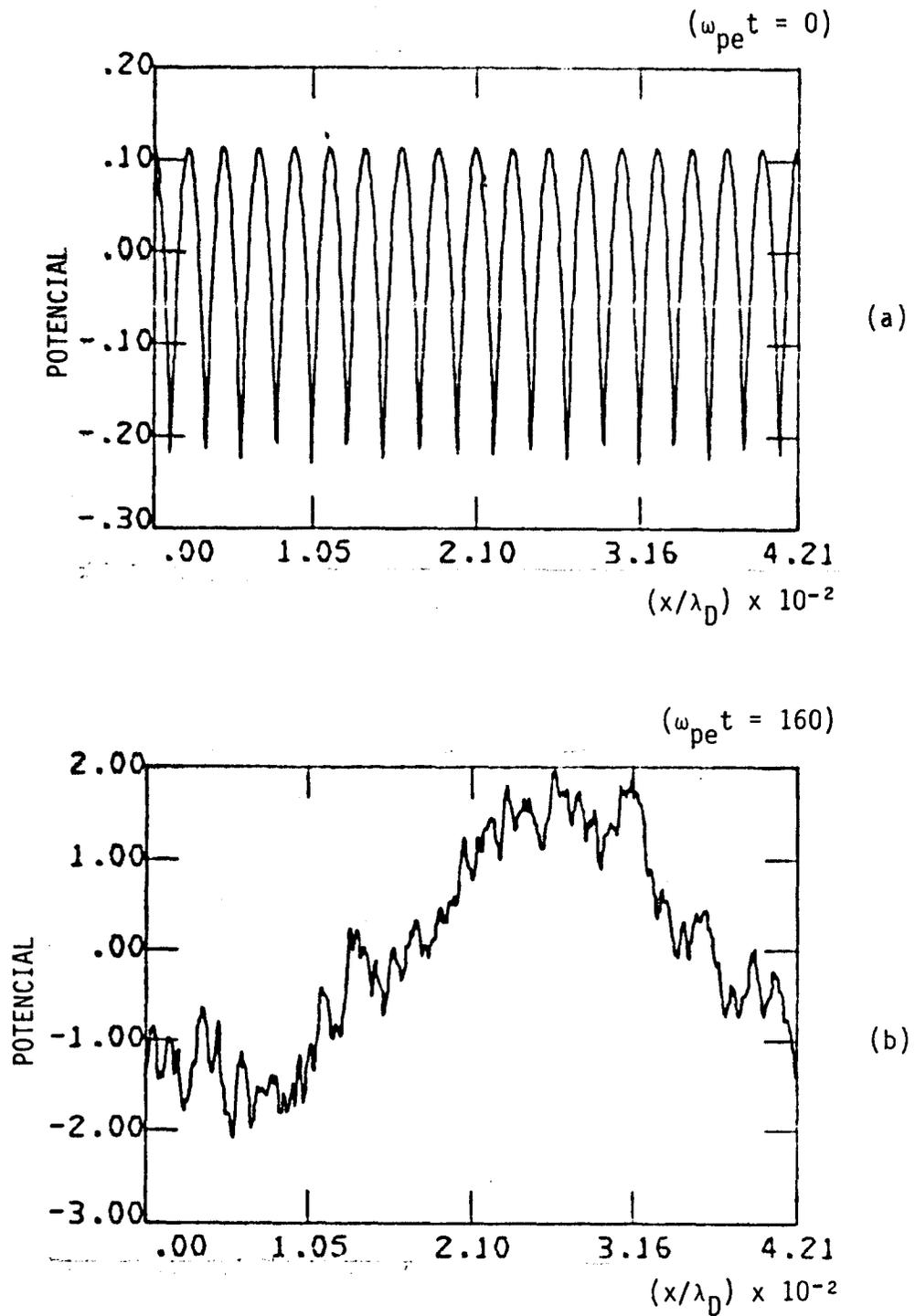


Fig. 6 - Variação espacial do potencial eletrostático (em unidades arbitrárias): (a) $\omega_{pe} t = 0$; (b) $\omega_{pe} t = 160$. A coordenada espacial está normalizada em relação ao comprimento de Debye eletrônico. Atenção para a mudança de escala vertical entre (a) e (b).

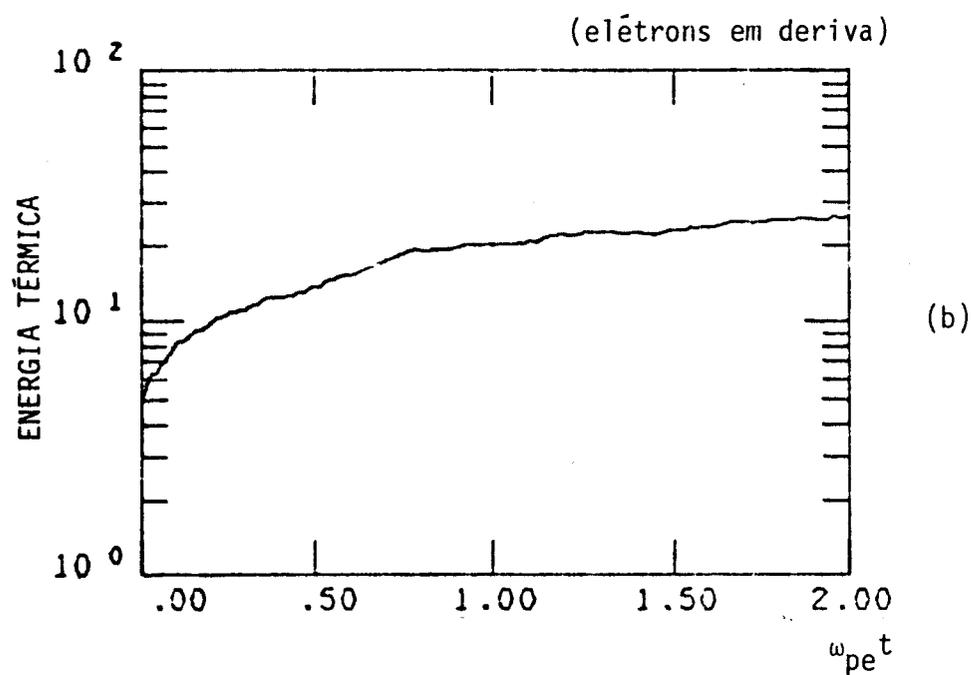
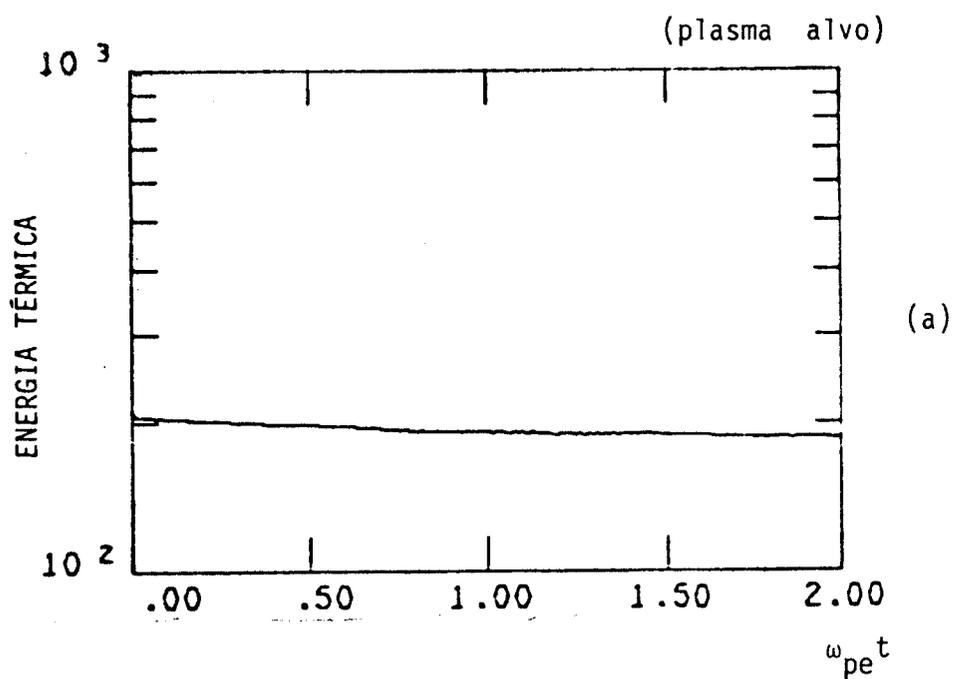


Fig. 7 - Evolução temporal da energia térmica (em unidades arbitrárias): (a) plasma alvo; (b) elêtrons em deriva. A coordenada temporal está normalizada pela frequência de plasma eletrônica.

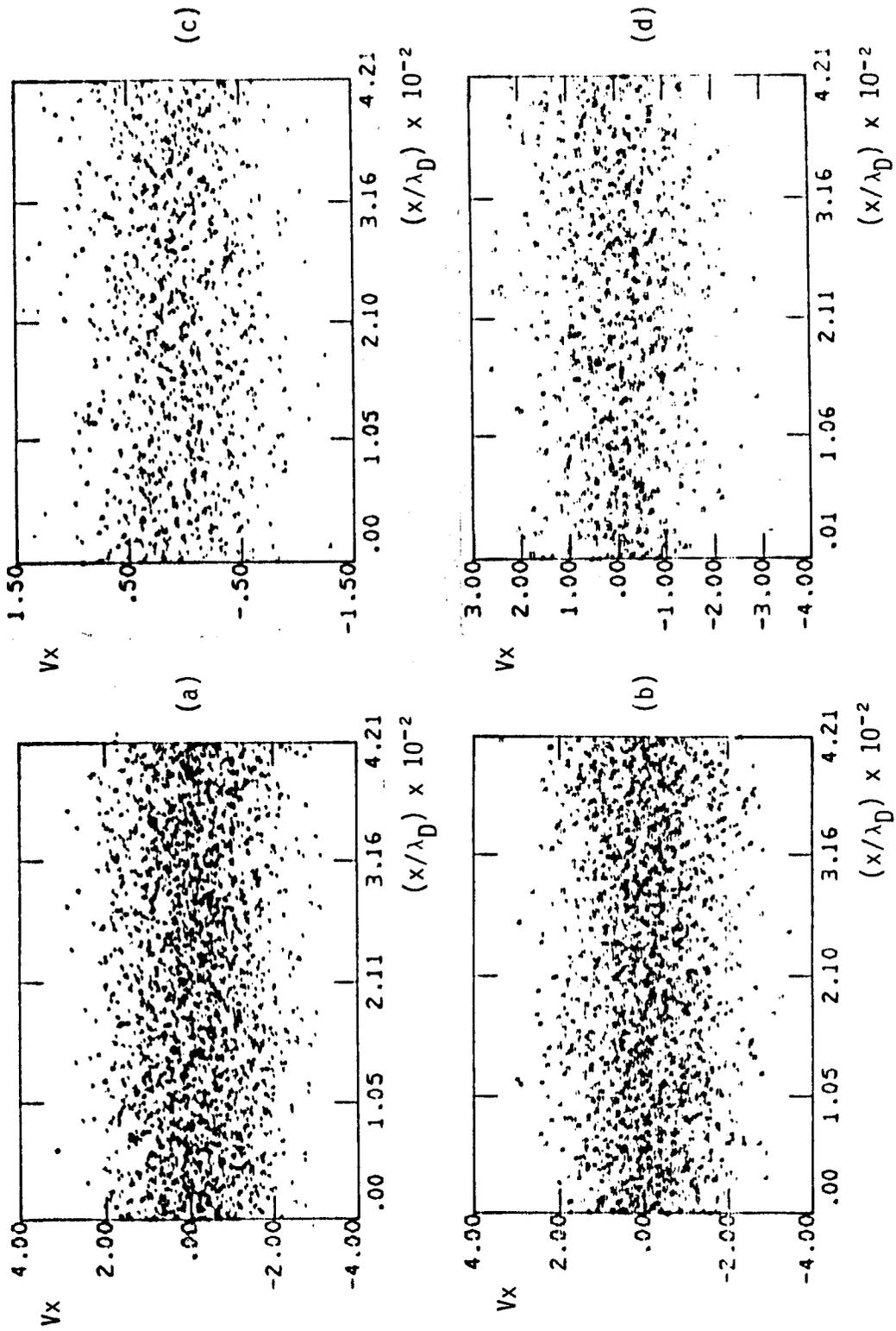


Fig. 8 - Distribuição das partículas no espaço de fase (x, v_x) : (a) elétrons do plasma para $\omega_{pet} = 0$; (b) elétrons do plasma para $\omega_{pet} = 160$; (c) elétrons em deriva para $\omega_{pet} = 0$; (d) elétrons em deriva para $\omega_{pet} = 160$. Atenção para a mudança de escala vertical entre (c) e (d).

Presentemente, os estudos de simulação estão sendo aperfeiçoados de modo a representar mais realisticamente as condições experimentais. Está-se incluindo a dinâmica dos íons e aumentando o comprimento da grade de modo a diminuir o efeito das condições de contorno.

REFERÊNCIAS

- BIRDSALL, C.R.; LANGDON, A.B. *Plasma physics via computer simulation*. McGraw-Hill Book Company, 1985, p. 479.
- LUDWIG, G.O.; FERREIRA, J.L.; MONTES, A. *Experimental investigation of double layers formed by ion-acoustic turbulence*. São José dos Campos, INPE, Aug. 1987, 13 p. (INPE-4296-PRE/1167) (1987a).
- LUDWIG, G.O.; FERREIRA, J.L.; MONTES, A. Double layer formed by beam driven ion-acoustic turbulence. ENERGY INDEPENDENCE CONFERENCE ON FUSION ENERGY AND PLASMA PHYSICS. Rio de Janeiro, Brazil, August 17-21, 1987. *Proceedings*. Rio de Janeiro, World Scientific Publishers, Co. Pte. Ltd. (1987b).
- SATO, T.; OKUDA, H. Ion acoustic double layers. *Physical Review Letters*, 44(11):740-743, Mar. 1980.

4.3 - OBSERVAÇÃO DO FLUXO DE CORRENTE PARA UM ELETRODO POSITIVAMENTE POLARIZADO E IMERSO NUM PLASMA MAGNETIZADO

J.L. Ferreira, J.M. Urrutia* e R.L. Stenzel*

O estudo do fluxo de corrente para um eletrodo imerso num plasma magnetizado sem colisões é relevante para a pesquisa em plasmas espaciais e plasmas confinados por campos magnéticos. Este estudo é importante, principalmente, para o entendimento dos regimes de operação de sondas eletrostáticas imersas em plasmas magnetizados. Trabalhos anteriores mostraram que um eletrodo polarizado com um pulso de potencial positivo acima do potencial de plasma, com um tempo de subida mais rápido do que o tempo de trânsito dos íons, pode coletar correntes bem acima dos níveis previstos pela teoria de sondas de Langmuir (Urrutia e Stenzel, 1986). No presente trabalho estes estudos foram estendidos pa

ra o caso em que o fluxo de corrente causa ionização nas vizinhanças do eletrodo. A partir destas investigações foi possível mostrar que o excesso de corrente coletada pelo eletrodo está relacionado com um processo de transporte anômalo associado à turbulência junto ao eletrodo (Ferreira et al., 1987).

O experimento foi realizado numa grande máquina de plasma (comprimento = 3,0m e diâmetro = 1,5m) durante a permanência de um dos pesquisadores do LAP na Universidade da Califórnia em Los Angeles. Um esquema da máquina, descrita por Stenzel e Gekelman (1981), é mostrado na Figura 9. Nesta máquina produz-se um plasma quiescente por meio de uma descarga termo-iônica entre uma grade aterrada altamente transparente e um catodo constituído por uma placa de níquel (diâmetro = 1,0m), coberta com óxido de bário e indiretamente aquecida por filamentos de tungstênio. Densidades de plasma entre 10^{17} e 10^{18}m^{-3} , e temperaturas eletrônicas entre 1,5 e 5,0eV são facilmente obtidas, dependendo da intensidade do campo magnético externo e da pressão de gás neutro, cujos valores típicos são 3mT e 0,05Pa, respectivamente.

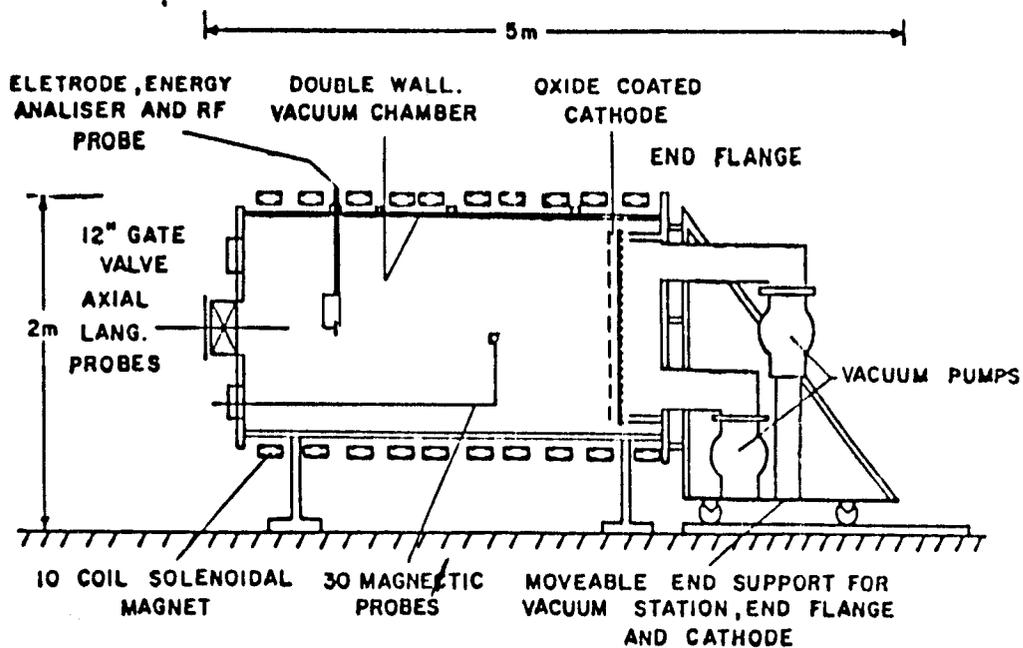


Fig. 9 - Esquema da máquina de plasma quiescente da UCLA.
FONTE: Stenzel e Gekelman (1981).

O estudo das instabilidades de plasma e do aquecimento dos elétrons durante o fluxo de corrente foi realizado utilizando-se uma sonda múltipla especialmente construída para este fim. A sonda é constituída por um eletrodo de tântalo em forma de disco com um furo central de 2mm de diâmetro, um analisador eletrostático colocado atrás do eletrodo, e uma sonda de radiofrequência colocada na frente do eletrodo. A sonda múltipla pode ser orientada com diferentes inclinações em relação à direção do campo magnético. A corrente coletada pelo eletrodo é medida eliminando-se efeitos perturbativos por meio de uma bobina de Rogowski. Todas as medidas são feitas durante o período de pós-luminescência da descarga, e os sinais são obtidos tomando-se a média para 10 a 20 pulsos de polarização aplicados ao coletor em descargas consecutivas. A variação da corrente coletada com o aumento do potencial de polarização do eletrodo é mostrada na Figura 10. Para potenciais próximos ao potencial de plasma ($\sim 5V$), os valores medidos de corrente coincidem com os valores previstos pela teoria de sondas. Entretanto, com o aumento do potencial de polarização o valor da corrente medida passa a exceder o valor da corrente de saturação eletrônica do coletor. Verifica-se que, com o aumento do potencial, ocorre um aumento da velocidade de deriva dos elétrons coletados, o que provoca a excitação de instabilidades nas proximidades do eletrodo. O primeiro pico de corrente tem um período da ordem de $2\mu s$, comparável ao tempo de trânsito dos íons que é da ordem de $1,5\mu s$. Este é o tempo necessário para que um aglomerado de íons seja expelido do canal de corrente devido à carga espacial positiva.

Investigou-se, também, o comportamento da corrente coletada para valores ainda maiores da pressão de gás neutro ($\sim 0,20Pa$) e da tensão do pulso de polarização ($\sim 100V$). Neste caso, o primeiro pico de corrente permanece inalterado, mas a instabilidade junto ao coletor é temporariamente inibida e substituída por outro pico de corrente de maior duração, causado por um processo de ionização localizado em frente ao eletrodo (Figura 11). Os sinais detetados pela sonda de radiofrequência e processados por um analisador de espectro sintonizado em 10MHz mostram a presença das ondas instáveis. Durante o período de inibição da instabilidade ocorre um pulso de emissão de luz (não mostrado) que está associado ao processo de ionização. O espectro de instabilidades estende-se numa faixa abaixo e acima da frequência de plasma dos íons ($\sim 30MHz$), indicando uma possível instabilidade do tipo Buneman.

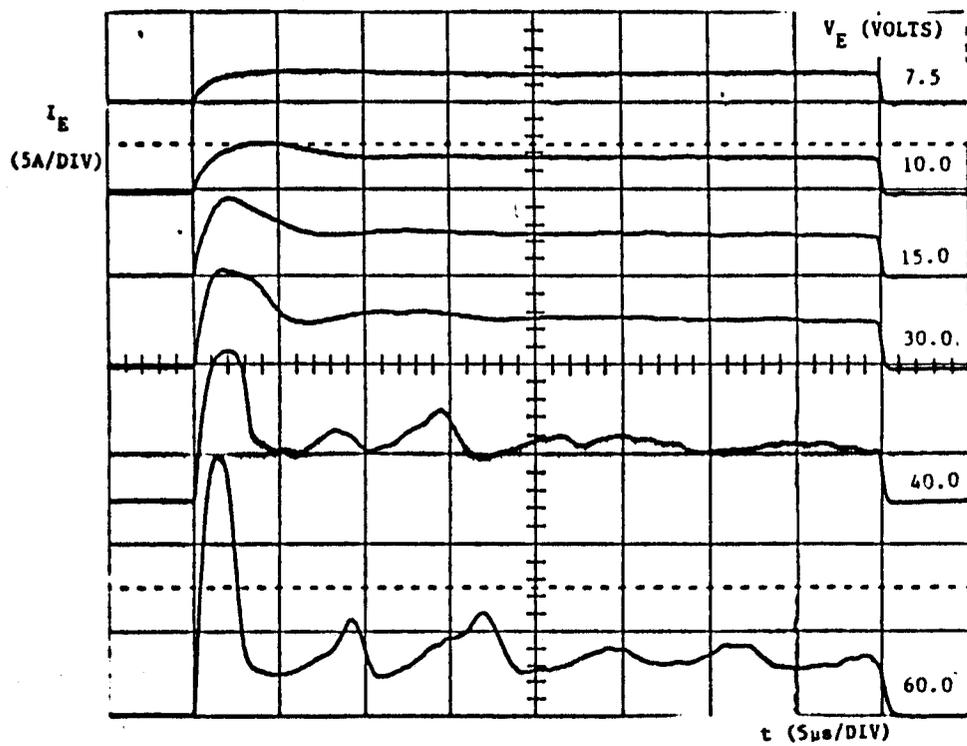


Fig. 10 - Variação temporal da corrente coletada pelo eletrodo (I_E) para vários valores do pulso de potencial (V_E) aplicado.

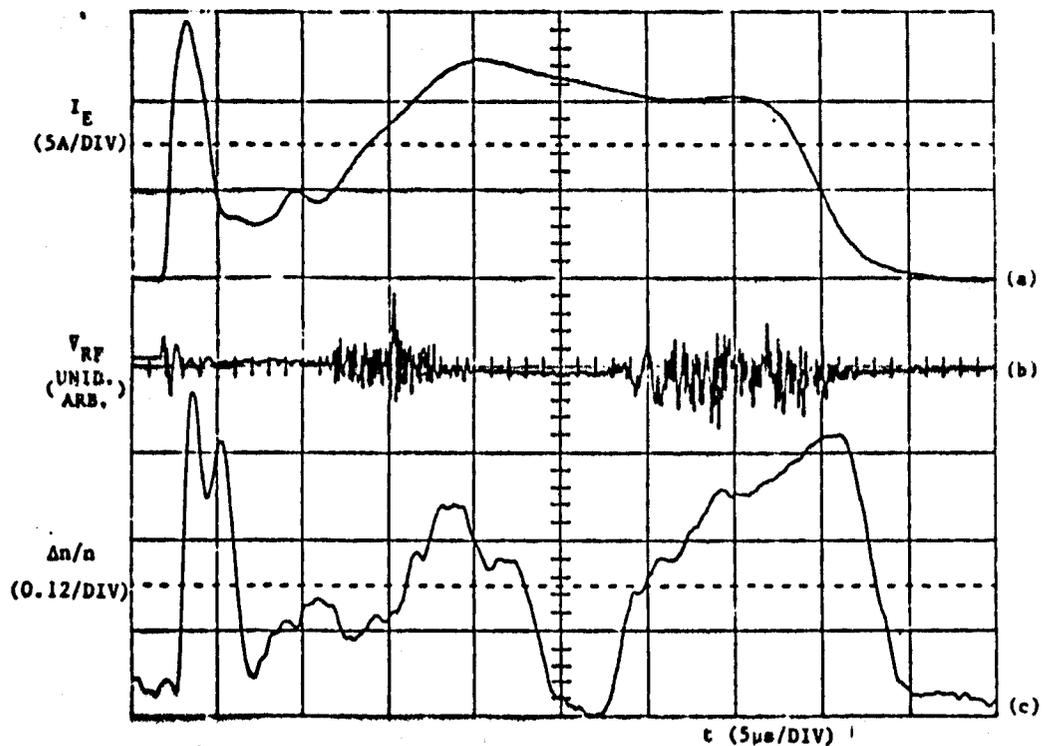


Fig. 11 - Variação temporal de: (a) corrente coletada pelo eletrodo; (b) sinal detectado pela sonda de radiofrequência; (c) sinal de radiofrequência processado por um analisador de espectro sintonizado em 10MHz.

Foi também observada, junto ao eletrodo, a formação de perfis de potencial semelhantes ao de camada dupla devida à ionização. Os perfis radiais e longitudinais da temperatura eletrônica e do potencial de plasma estão mostrados na Figura 12. Cálculos de resistividade utilizando estes perfis de potencial e o valor em excesso da densidade de corrente coletada no primeiro pico são da mesma ordem de grandeza que a resistividade anômala prevista para a instabilidade de Buneman, e muito maiores que a resistividade clássica.

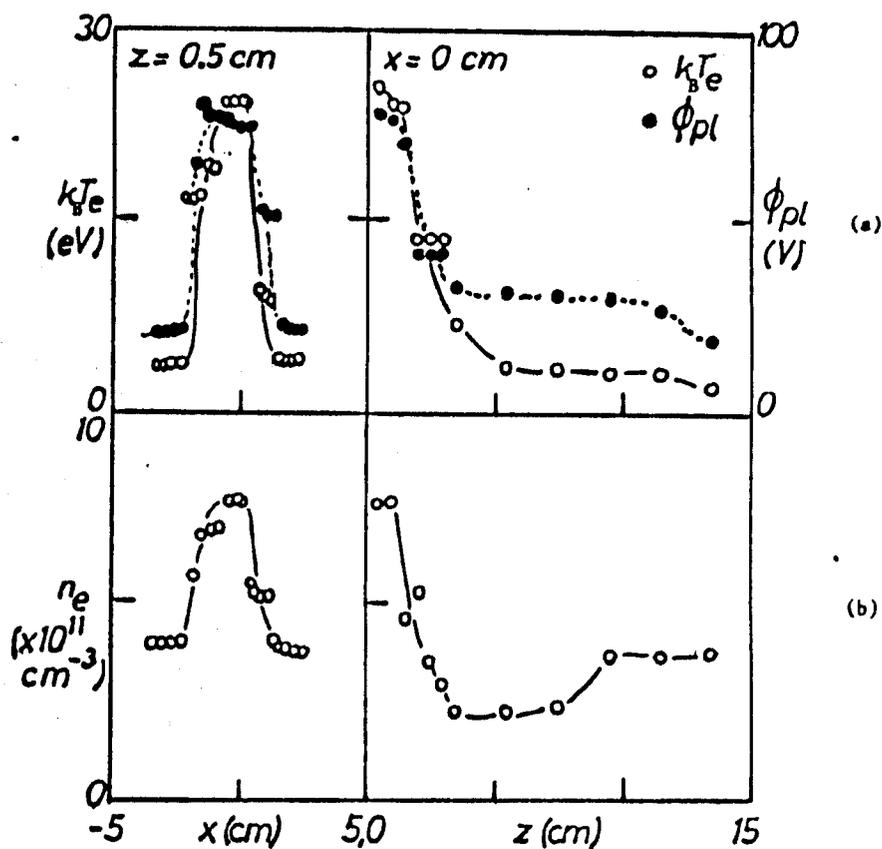


Fig. 12 - Variação espacial dos parâmetros de plasma durante a ionização: (a) perfis radiais e longitudinais da temperatura eletrônica (kT_e) e do potencial de plasma (ϕ_{pl}); (b) perfis radiais e longitudinais da densidade eletrônica (n_e).

* Departamento de Física, Universidade da Califórnia em Los Angeles, CA, E.U.A.

REFERÊNCIAS

FERREIRA, J.L.; URRUTIA, J.M.; STENZEL, R.L. Current-driven instabilities observed during large current flow to an electrode in a magnetoplasma. *Bulletin of the American Physical Society*, 32 (9): 1731, Nov. 1987.

STENZEL, R.L.; GEKELMAN, W. Magnetic field line reconnection experiments: 1. Field topologies. *Journal of Geophysical Research*, 86(A2):649-658, Feb. 1981.

URRUTIA, J.M.; STENZEL, R.L. Anomalous currents to an electrode in a magnetoplasma. *Physical Review Letters*, 57(6):715-718, Aug. 1986.

4.4 - DESENVOLVIMENTO DE SISTEMA PARA A AQUISIÇÃO DIGITAL DE SINAIS DE SONDAS ELETROSTÁTICAS

J.G. Ferreira

Durante o ano de 1987 foi iniciada a implantação de técnicas de registro e armazenamento digital de curvas características de sondas de Langmuir, que constituem o principal sistema de diagnóstico, até o momento, nos experimentos com plasmas quiescentes. Com a implantação destas técnicas espera-se obter uma maior precisão e uma grande redução nos tempos de registro e análise das curvas.

A primeira etapa deste trabalho consistiu na aquisição e processamento de curvas em regime quase contínuo, adequado ao modo de operação atual da máquina de plasma quiescente. Os equipamentos utilizados para isso são um registrador/tracador digital (modelo HP-7090A da Hewlett-Packard) e um microcomputador de 8 bits, da linha Apple (modelo AP II 64k da Unitron), ambos com interface padrão IEEE-488 (o mesmo que interface GPIB ou HPIB). Como registrador, o modelo HP-7090A possui 3

canais com escala ajustável continuamente de 5mV a 100V e conversores A/D de 12 bits, que digitalizam os sinais a serem enviados ao computador. Como traçador, este equipamento pode traçar curvas diretamente por comandos de painel ou através de instruções enviadas pelo microcomputador. Cada uma destas funções do aparelho possui um conjunto próprio de instruções, que constituem a linguagem de controle e aquisição de dados para o registrador e a linguagem gráfica para o traçador, designadas, respectivamente, HP-RL e HP-GL, as quais devem ser utilizadas nos programas de comando para o HP-7090A.

No estágio atual do trabalho já foram elaborados programas em BASIC para o AP II 64k que codificam programas, escritos em linguagem HP-RL ou HP-GL, sob a forma de cadeias de caracteres enviados através da interface GPIB. Os programas já escritos incluem rotinas gráficas, que permitem traçar curvas a partir de arquivos de dados armazenados em disquete de 5 1/4", e rotinas de aquisição de dados, que permitem fazer a transferência de um número especificado de amostras coletadas pelo HP-7090A para a memória do microcomputador e desta para o disquete. A curva obtida (canal 1 versus canal 3) pode então ser examinada na tela e, caso interessar, ser traçada em papel A4 usando o próprio HP-7090A comandado pelo microcomputador, como mostra a Figura 13.

A taxa de transferência GPIB máxima conseguida até o momento é de um conjunto de amostras dos três canais a cada 0,1s. Este valor é limitado pelo microcomputador utilizado (o limite imposto pelo HP-7090A é de 0,006s) e poderá ser melhorado reescrevendo as rotinas na linguagem ASSEMBLER do AP II 64k ou substituindo este microcomputador por outro da linha IBM-PC. Levando em conta que a transferência de dados da memória para o disquete no microcomputador tipo Apple é quase tão demorada quanto a transferência pelo barramento GPIB, conclui-se que a segunda solução é mais indicada.

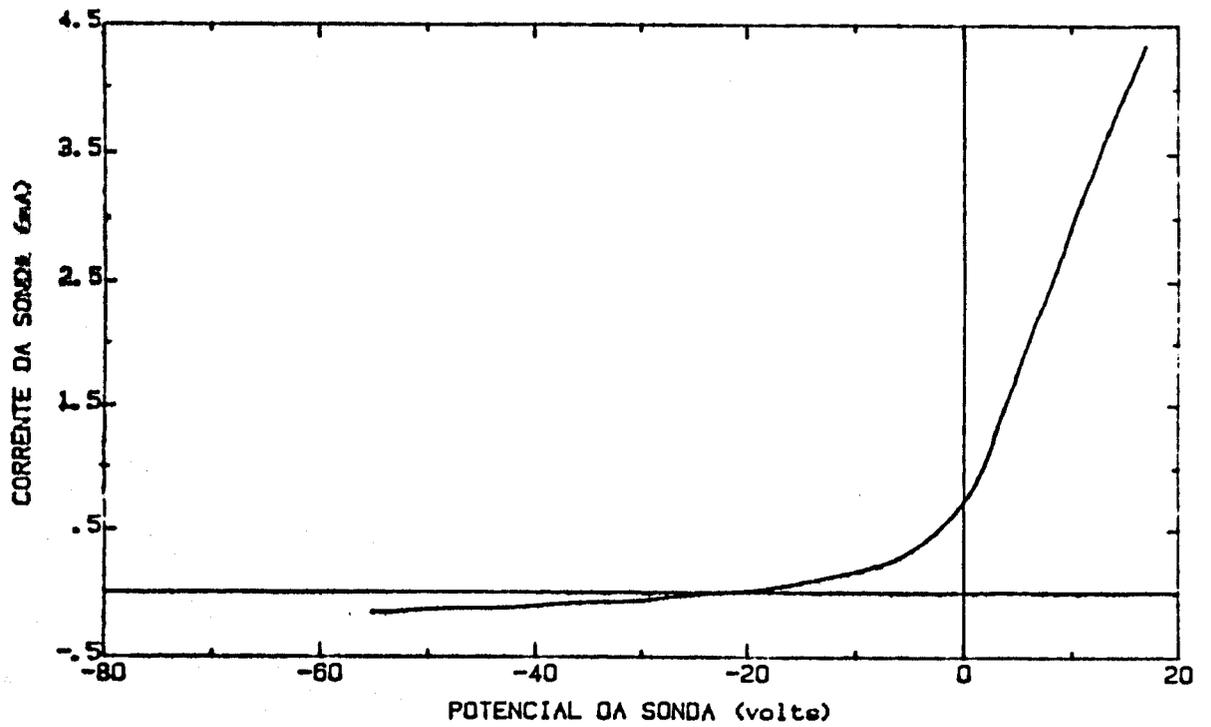


Fig. 13 - Curva característica de sonda de Langmuir obtida através de aquisição digital de dados para uma corrente de descarga $I_d = 177\text{mA}$ e pressão de gás neutro (argônio) $p \approx 0,02\text{Pa}$.

5 - PLASMA MAGNETIZADO (PMAG)

O projeto Plasma Magnetizado tem como objetivo geral o estudo básico da física de confinamento magnético de plasma, tendo em vista aplicações em futuros reatores a fusão termonuclear controlada. Para isso, concluiu-se em 1987 a construção, iniciada em 1986 no LAP, de uma pequena máquina toroidal em que o confinamento de plasma se baseia na configuração de estrição a campo inverso (CECI). Neste tipo de dispositivo os campos de confinamento toroidal e poloidal são da mesma ordem de grandeza e o campo toroidal na periferia do plasma tem a direção oposta daquela no eixo magnético do toróide. O processo turbulento responsável pela inversão do componente toroidal do campo de confinamento, ainda pouco compreendido, constitui o tema principal de investigação no projeto. A configuração de mínima energia, para a qual o plasma evolui espontaneamente na presença deste processo turbulento (auto-organização), tem sido considerada uma alternativa bastante promissora, em comparação à configuração "tokamak", no desenvolvimento de futuros reatores a fusão.

A Figura 14 mostra uma vista geral da máquina toroidal de confinamento magnético CECI, aparecendo em primeiro plano a fonte de corrente contínua usada para energizar a bobina de campo toroidal e os sistemas de controle e disparo da bobina de campo poloidal. Abaixo da máquina aparecem os sistemas de vácuo e de controle de injeção de gases. A Figura 15 mostra a máquina CECI com detalhes das bobinas refrigeradas a água que geram o campo toroidal estacionário e das bobinas pulsadas utilizadas na geração da descarga e na indução da corrente no plasma. Esta corrente induzida é responsável pelo componente poloidal do campo magnético de confinamento. Pode-se ver, também, a casca de cobre que envolve o tubo toroidal de pirex (câmara de vácuo) e conserva o fluxo magnético na descarga, bem como o canhão de plasma usado para preionizar o gás.

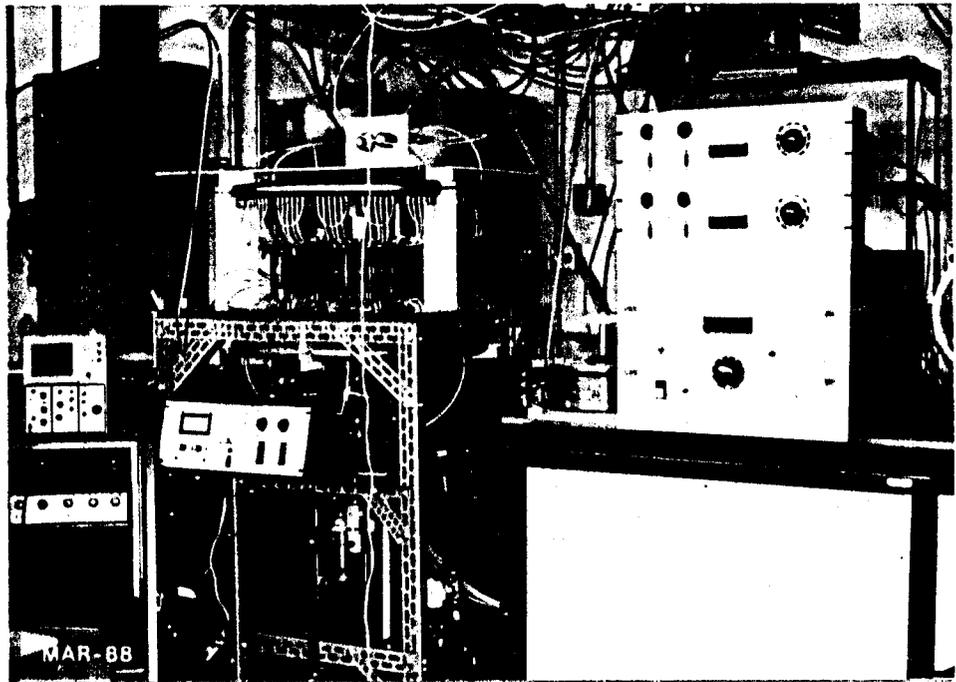


Fig. 14 - Vista geral da máquina CECI (Configuração de Estrição a Campo Inverso).

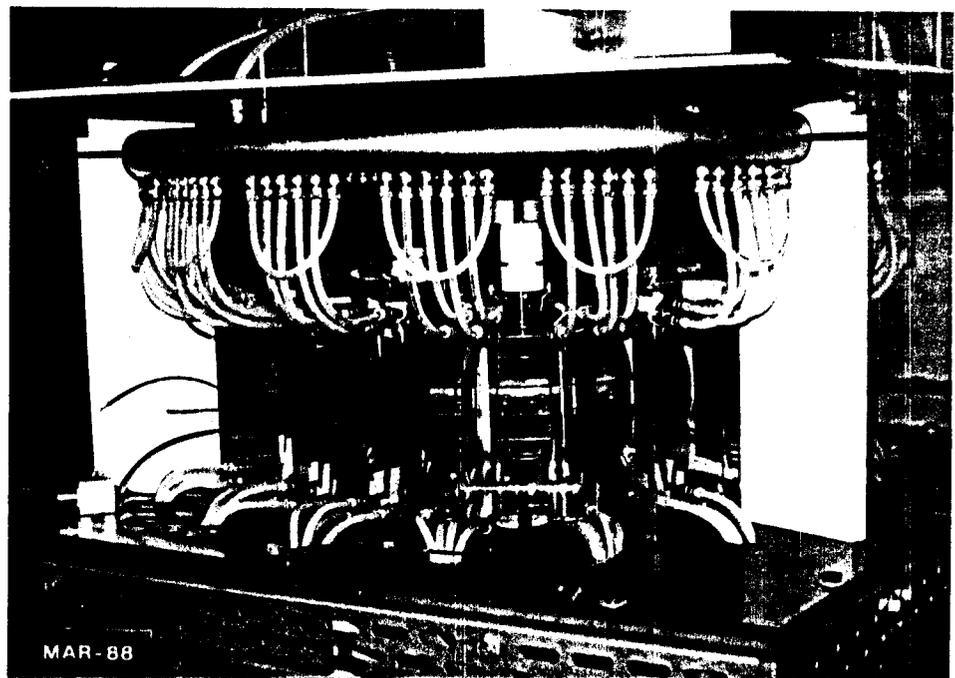


Fig. 15 - Detalhes da máquina CECI.

5.1 - EXPERIMENTO DE PLASMA NA MÁQUINA DE ESTRIÇÃO A CAMPO INVERSO DO LAP

Y. Aso, M. Ueda, C.S. Shibata, R.M.O. Galvão

O plasma na configuração de estrição a campo inverso (ECI) se encontra num estado de mínima energia que apresenta alguns problemas de grande interesse para a física de plasmas. Exemplificando, o plasma do tipo ECI é estável para baixos valores do campo toroidal e elevados valores da corrente de plasma, condições estas favoráveis para o desenvolvimento de reatores de fusão. Outro problema interessante é o fenômeno de regeneração do fluxo toroidal no interior do plasma (Caramana e Baker, 1984). Escoamentos do plasma relacionados com esta regeneração do fluxo toroidal já foram observados experimentalmente (Arimoto et al., 1987). Tais configurações de plasma do tipo ECI podem ser obtidas através de um processo de relaxação de energia dentro de um invólucro conservador de fluxo toroidal. Para estudar este processo de relaxação um pequeno dispositivo do tipo ECI (denominado CECI) teve sua construção finalizada em 1987, possibilitando a realização dos primeiros experimentos de formação de plasma no final deste ano. O presente relatório descreve alguns resultados preliminares bem como trabalhos futuros a serem realizados no experimento.

Como os detalhes da máquina CECI estão explicados em trabalho anterior (Aso et al., 1987), aqui se faz somente uma descrição resumida. A máquina é constituída por dois sistemas de bobinas: uma bobina toroidal de corrente contínua para produzir um campo magnético toroidal estático de até 70mT e uma bobina poloidal para induzir a corrente de plasma. Uma casca de cobre envolve a câmara de vácuo toroidal de pìrex (raio maior igual a 12cm e raio menor igual a 4,2cm) e atua como invólucro conservador de fluxo toroidal durante cerca de 3ms. A descarga é iniciada por um canhão de plasma. Nos experimentos preliminares utilizou-se hélio à pressão de 10^{-3} Pa como gás de trabalho.

Formas de onda típicas da corrente de plasma e da tensão de enlace estão mostradas na Figura 16. O valor máximo da corrente de plasma, 1,3kA, foi obtido para um campo toroidal de 10mT e para uma tensão de 5kV no banco de capacitores (16,85 μ F) que excita a bobina poloidal. No instante em que ocorre o pico da corrente, a temperatura calculada utilizando a resistividade de Spitzer é da ordem de 3eV. O estado de relaxação do plasma pode ser conhecido examinando-se o diagrama F- θ , onde $F = B_{\phi}(b)/\bar{B}_{\phi}$ é o parâmetro de estrição do plasma e $\theta = B_{\theta}(b)/\bar{B}_{\phi}$ é o parâmetro de inclinação do campo magnético ($B_{\theta}(b)$ e $B_{\phi}(b)$ indicam os componentes poloidal e toroidal, respectivamente, da indução na parede e \bar{B}_{ϕ} indica o valor médio do componente toroidal da indução). A situação do plasma neste diagrama está mostrada na Figura 17 para três condições experimentais. O nível de flutuações do campo toroidal na superfície é muito elevado ($\tilde{B}_{\phi}/\bar{B}_{\phi} \sim 100\%$), mas somente os valores experimentais médios são indicados. Pode-se verificar que a configuração ECI ainda não foi atingida neste experimento. Entretanto, determinou-se que o plasma se aproxima desta configuração quando o campo toroidal tem seu valor reduzido e a tensão do banco poloidal tem seu valor aumentado. Como a corrente de plasma diminui com a redução do campo toroidal, o valor de campo toroidal igual a 3mT constitui um limite inferior para operação estável da máquina CECI. Portanto, o parâmetro de inclinação θ , que é uma função da corrente de plasma, deve ser melhorado, conforme discutido abaixo, para que se obtenha um plasma ECI. Da diferença entre os valores de campo poloidal medidos em $R_1 = 7,5\text{cm}$ e $R_2 = 16,5\text{cm}$, no plano equatorial do dispositivo, usando sondas magnéticas colocadas entre o invólucro de cobre e a câmara de descarga, pode-se estimar o deslocamento da coluna de plasma durante a rápida expansão na direção do raio maior. O valor deste deslocamento é $2 \sim 6\text{mm}$ quando o raio menor da coluna de plasma é suposto igual a $40 \sim 25\text{mm}$.

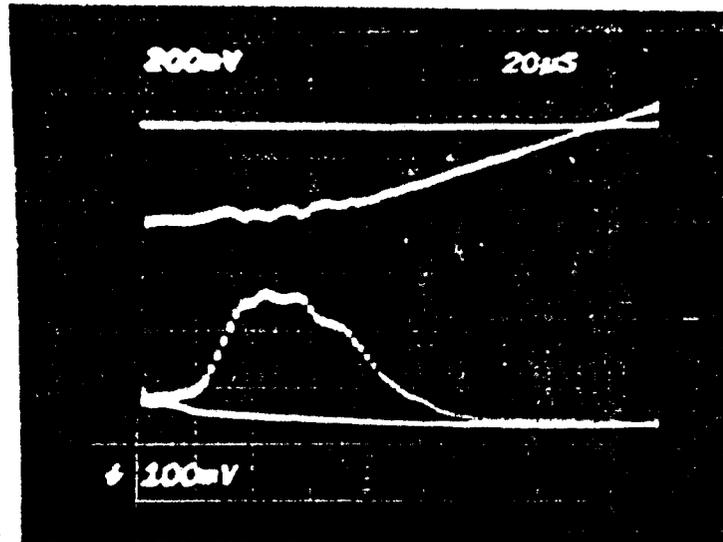


Fig. 16 - Tensão de enlace (traço superior) e corrente de plasma (traço inferior): tensão de enlace (30V/div.); corrente de plasma (300A/div.); tempo (20µs/div.); campo toroidal $\bar{B}_\phi = 5\text{mT}$; tensão do banco poloidal $V_c = 3\text{kV}$.

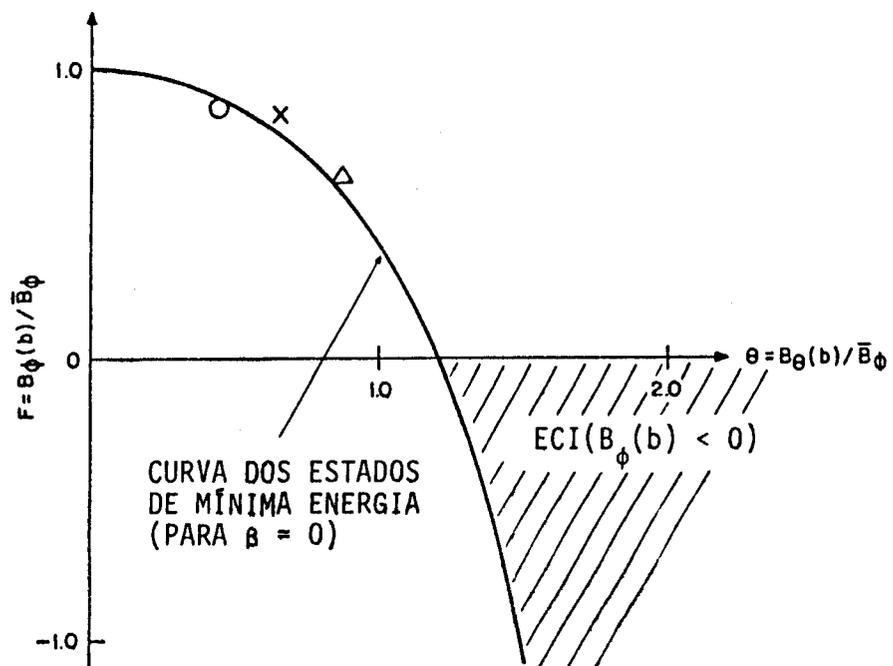


Fig. 17 - Pontos experimentais no diagrama $F-\theta$: (O) $\bar{B}_\phi = 5\text{mT}$, $V_c = 3\text{kV}$; (X) $\bar{B}_\phi = 5\text{mT}$, $V_c = 4\text{kV}$; (Δ) $\bar{B}_\phi = 3\text{mT}$, $V_c = 4\text{kV}$.

Acredita-se que os dois problemas a serem resolvidos para aumentar a corrente de plasma na máquina CECI, e desta forma o parâmetro de inclinação θ , são: (1) redução do campo de dispersão criado pela corrente primária na bobina poloidal; (2) produção de um plasma inicial de maior densidade usando o canhão de plasmas mais eficientemente. O primeiro problema poderá ser de difícil solução, pois a bobina poloidal na máquina CECI é enrolada sobre o tubo de descarga de forma muito justa. A Figura 18 mostra os valores calculados do campo de dispersão para uma corrente de 1kA na bobina poloidal, o que corresponde à condição experimental real da Figura 16. Note-se que estes valores são calculados sem considerar a presença do invólucro condutor que, no caso real, se encontra posicionado entre os fios da bobina poloidal e o tubo de descarga. Nas condições experimentais a corrente de plasma de 600A produz um campo poloidal de 3mT perto da parede do tubo de descarga. Este valor é comparável ao valor do campo de dispersão mostrado na Figura 18, exceto na região central. Conseqüentemente, acredita-se que um dos fatores que limita a corrente de plasma é o seguinte: a superfície de fluxo magnético na região externa não pode ser formada adequadamente pois o campo de dispersão aumenta com a corrente na bobina poloidal, resultando numa grande perda de energia do plasma. Uma bobina de compensação para reduzir o campo de dispersão está sendo preparada no momento. Esta bobina de compensação do campo vertical também possibilitará controlar a posição da coluna de plasma. Para resolver o segundo problema será necessário aumentar a energia do banco de capacitores usado para disparar o canhão de plasma e também pré-ionizar o plasma por meio de radiofrequência.

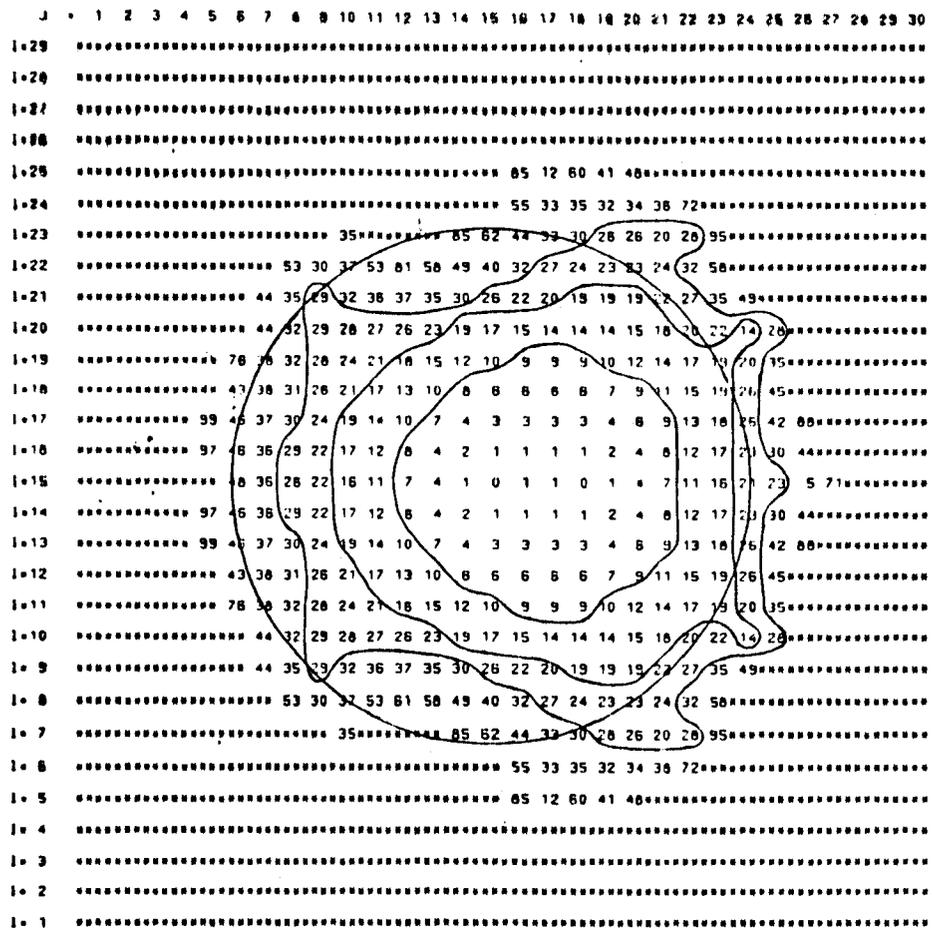


Fig. 18 - Campo de dispersão, calculado no interior da câmara de descarga, devido à corrente na bobina poloidal. O módulo da indução produzida por uma corrente de 1kA na bobina poloidal é mapeado e expresso em unidades gaussianas. A região indicada por asteriscos (*) corresponde a valores intensos de campo magnético, com indução superior a 10mT (por exemplo, $B_{\theta} = 0,7T$ para $r = 6cm$).

REFERÊNCIAS

ARIMOTO, H.; SATO, K.I.; NAKATA, A.; MASAMUNE, S.; ASO, Y.; OGAWA, K.; YAMADA, S.; MATSUOKA, A.; OSHIYAMA, H.; TAMARU, T. Plasma flow in the reversed field pinch STP-3(M). *Nuclear Fusion*, 27(6): 1021-1025, 1987.

ASO, Y.; GALVÃO, R.M.O.; UEDA, M. Design, construction and operation of a small RFP for turbulent plasma studies. ENERGY INDEPENDENCE CONFERENCE ON FUSION ENERGY AND PLASMA PHYSICS. Rio de Janeiro, Bra

zil, August 17-21, 1987. *Proceedings*. Rio de Janeiro, 1987, p. 12. (Report INPE-4241-PRE/1116 (1987)).

CARAMANA, E.J.; BAKER, D.A. The dynamo effect in sustained reversed-field pinch discharges. *Nuclear Fusion*, 24(4):423-434, 1984.

5.2 - SISTEMA ELÉTRICO DA MÁQUINA CECI

J.O. Rossi, Y. Aso, M. Ueda

A construção do sistema elétrico da máquina CECI, iniciada em 1986, realizou-se em grande parte durante o ano de 1987. A Figura 19 mostra o diagrama de blocos do sistema elétrico. Como se pode verificar, o sistema consiste basicamente de três bancos de capacitores que devem ser carregados independentemente e disparados numa determinada sequência. Inicialmente, deve ser disparado o banco de capacitores do canhão de plasma para produzir um plasma de baixa densidade dentro do toróide, onde foi previamente aplicado um campo magnético toroidal gerado pela corrente contínua na bobina toroidal. Em seguida, após alguns microsegundos de atraso, introduzido pelo circuito retardador de pulsos, devem ser disparados os bancos de capacitores das bobinas poloidal e vertical. A corrente pulsada que circula na bobina poloidal cria campos magnéticos e elétricos responsáveis pela geração e confinamento do plasma durante a descarga principal. A corrente que circula na bobina vertical cria campos que compensam o campo de dispersão da bobina poloidal e que controlam a posição do plasma. As chaves de centelha (spark gaps), que descarregam os bancos de capacitores, são disparadas por pulsos de alta tensão gerados pelo circuito de disparo principal. Este, por sua vez, é acionado pelo gerador de pulsos de alta tensão (10 ~ 15kV). O controlador automático de carga e descarga serve para controlar os intervalos de tempo de carga e descarga dos bancos de capacitores e para iniciar a sequência de disparos da máquina no modo automático. O modo automático é usado para fazer a limpeza por descarga da câmara de vácuo e assim reduzir o teor de impurezas no sistema. Para a obtenção de dados experimentais utiliza-se o modo manual de disparo.

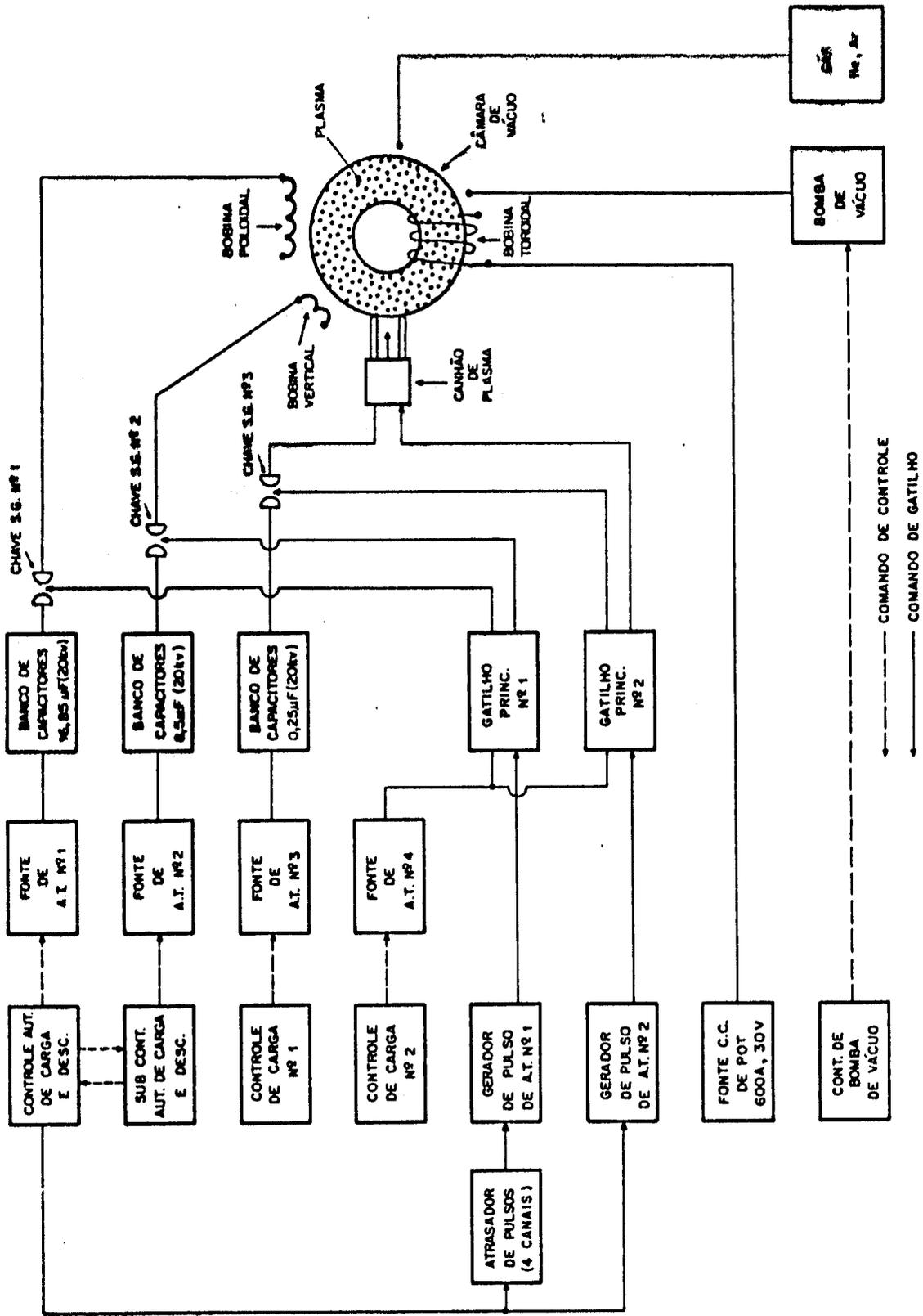


Fig. 19 - Diagrama de blocos do sistema elétrico da máquina CECI.

O circuito de disparo nº 1, o banco de capacitores (capacitores, chave e medidor de tensão) da bobina poloidal e as fontes de alta tensão nºs 1 e 4, foram construídas em 1986. Durante o ano de 1987, foram desenvolvidos os seguintes sub-sistemas: controladores de carga nºs 1 e 2, retardador de pulsos, gerador de pulsos de alta tensão nº 1 e banco de capacitores do canhão de plasma. Além disso, foram concluídos o sistema de controle da bomba de vácuo e as conexões da fonte de alta potência da bobina toroidal. A programação de construção do sistema elétrico para o ano de 1988 é a seguinte: controladores automáticos de carga e descarga; sub-controladores automáticos de carga e descarga; banco de capacitores da bobina vertical; gerador de pulsos de alta tensão nº 2.

6 - CENTRÍFUGA DE PLASMA (PCEN)

A centrífuga de plasma, do tipo em desenvolvimento no LAP, é um dispositivo em que uma coluna de plasma altamente ionizado é posta em rotação com elevadas velocidades angulares por meio de campos elétricos e magnéticos cruzados. No experimento do LAP, a fonte de plasma é uma descarga elétrica entre um catodo metálico e uma grade aterrada que atua como anodo. A descarga é produzida no vácuo, na presença de um campo magnético, e iniciada por um pulso de laser incidente sobre o catodo. O plasma produzido é altamente ionizado e composto do material do catodo. A rotação do plasma é obtida pela ação conjunta do campo elétrico radial, gerado consistentemente no interior da coluna, e do campo magnético axial aplicado externamente, o que resulta numa força atuante sobre o plasma na direção azimutal. Posto o plasma isotópico em rotação, há uma concentração maior de isótopos (ou elementos) mais pesados na periferia da coluna de plasma. Este processo de ultracentrifugação atinge fatores de separação por unidade muito maiores que a centrífuga a gás, podendo gerar, no futuro, um dispositivo competitivo na separação de isótopos estáveis para aplicações em Física Nuclear, Medicina Nuclear, e eventualmente, na Indústria Nuclear. É importante ressaltar que o estudo de plasmas em rotação é também de interesse para a Astrofísica, que descargas elétricas em vácuo apresentam diversas aplicações na indústria e que jatos magnetoplasma-dinâmicos têm aplicação em sistemas de propulsão eletromagnética.

Dentro do projeto da centrífuga de plasma está sendo desenvolvido um espectrômetro de massa do tipo setor magnético com circuito de varredura rápida, que permitirá a obtenção de um determinado espectro de massa completo, durante um único disparo da máquina. Este instrumento tem grande aplicação em outras áreas de desenvolvimento científico e tecnológico.

A centrífuga de plasma do LAP entrou em operação, em regime de testes, no final de 1984, porém, só foi possível iniciar os trabalhos de operação sistemática no final de 1987, com a instalação de um

laser de CO_2 adequado para disparar o arco elétrico. A Figura 20 mostra uma vista geral do sistema de energização, controle e instrumentação da centrífuga. A Figura 21 mostra a centrífuga propriamente dita, distinguindo-se a câmara de vácuo onde são realizadas as descargas em arco, as bobinas magnéticas que estabelecem o campo magnético axial no interior da câmara, e o laser de CO_2 utilizado para iniciar a descarga. Outra vista da centrífuga é mostrada na Figura 22 onde aparece, em primeiro plano, o analisador do espectrômetro de massa tipo quadrupolo, utilizado nas medidas de enriquecimento isotópico e, ao fundo, parte dos bancos de capacitores utilizados na alimentação das bobinas e na geração do arco elétrico. A Figura 23 mostra o espectrômetro tipo setor magnético, em fase de montagem, juntamente com seu sistema de bombeamento de alto vácuo e suas fontes de alimentação.

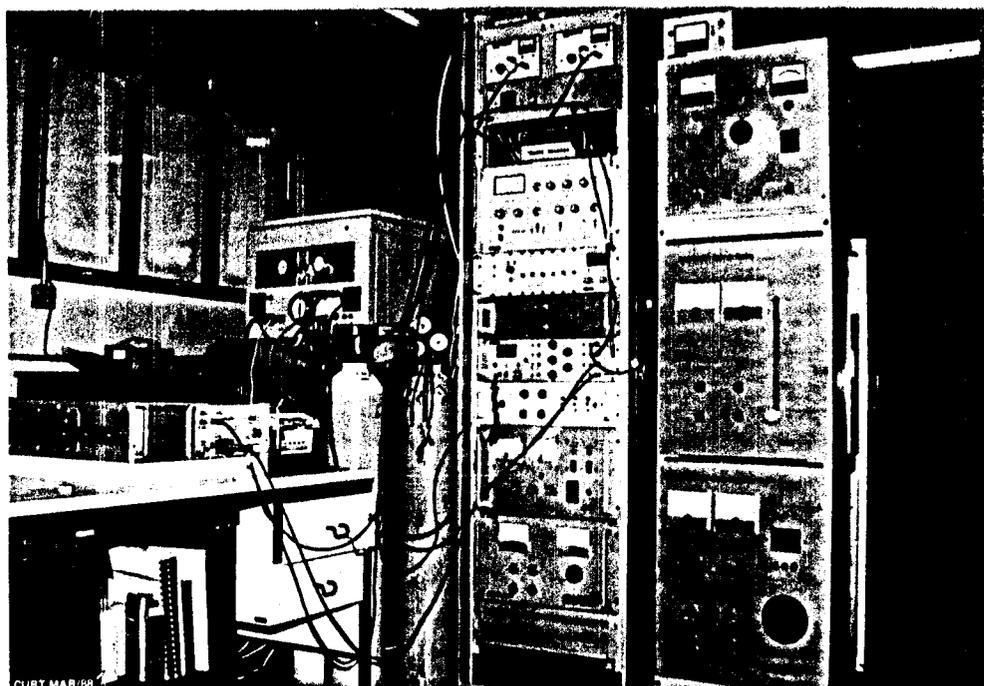


Fig. 20 - Sistema de controle da centrífuga de plasma.

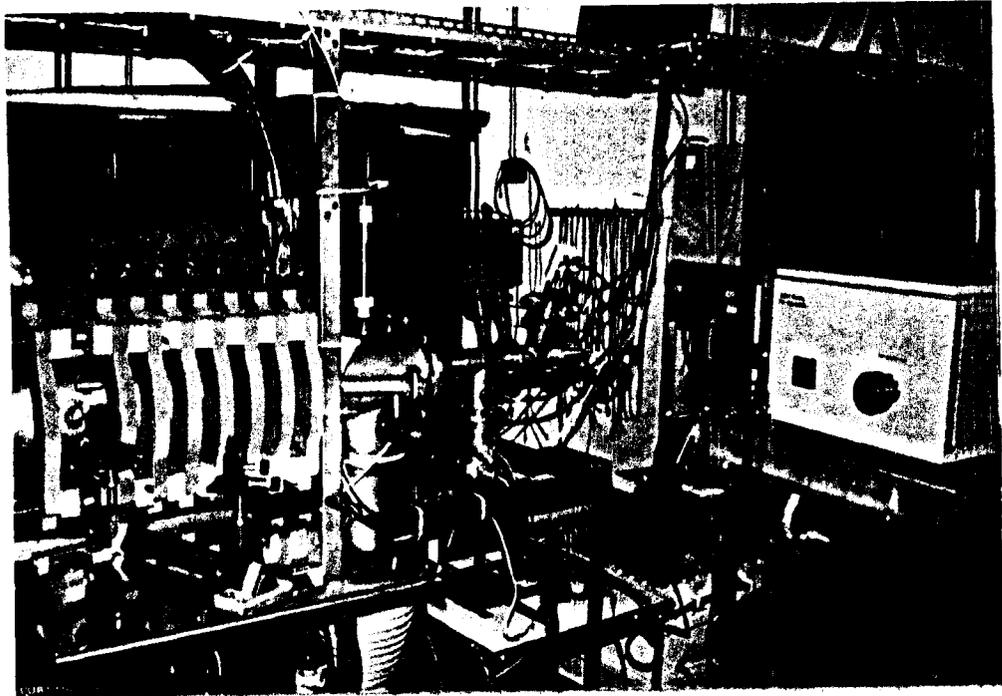


Fig. 21 - Vista lateral da centrífuga de plasma,

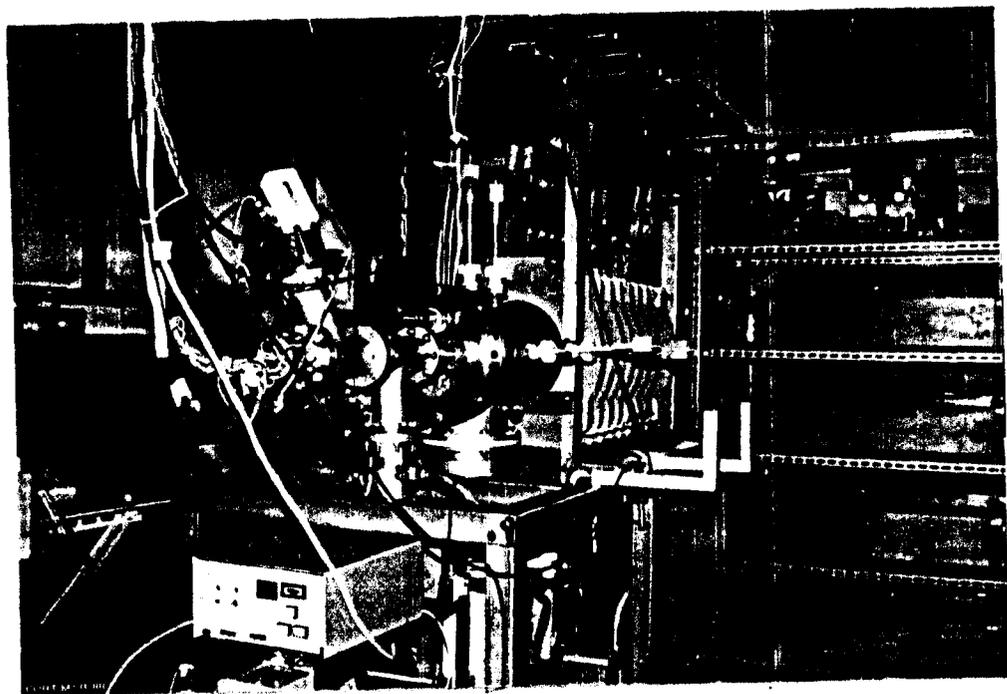


Fig. 22 - Vista frontal da centrífuga de plasma.

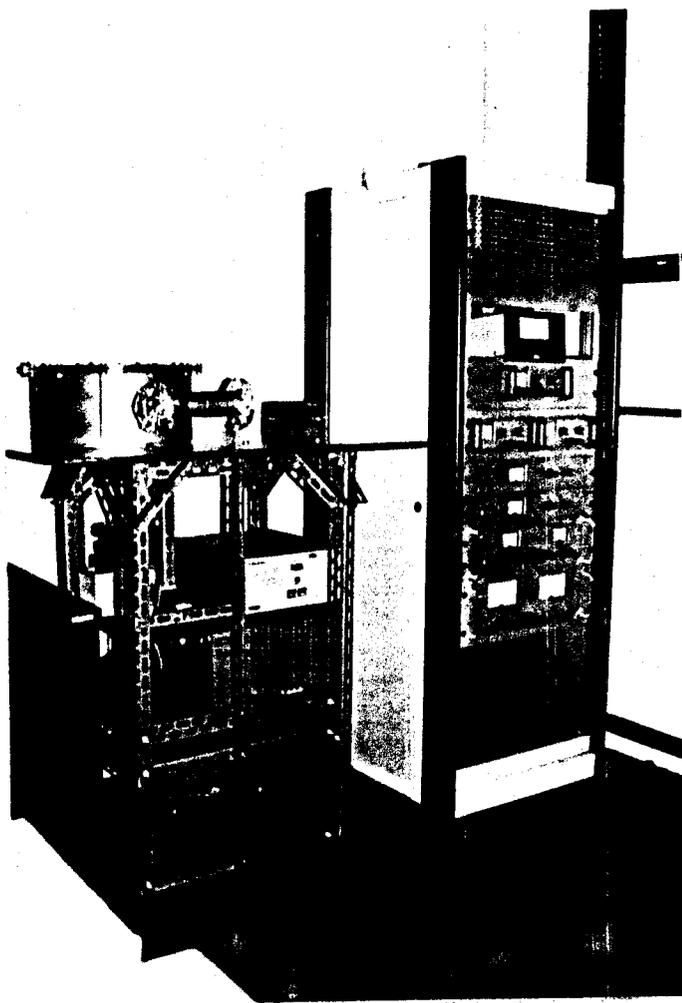


Fig. 23 - Espectrômetro de massa do tipo setor magnético (em fase de montagem).

6.1 - MEDIDAS DE ROTAÇÃO E ENRIQUECIMENTO NA CENTRÍFUGA DE PLASMA

E. Del Bosco, R.S. Dallaqua, J.A. Bittencourt e G.O. Ludwig

Neste relatório descreve-se sucintamente a centrífuga de plasma desenvolvida no Laboratório Associado de Plasma (LAP) e apresentam-se resultados das medidas de rotação e enriquecimento em plasmas de magnésio.

A Figura 24 mostra esquematicamente a centrífuga de plasma, descrita por Del Bosco et al. (1985, 1987). A câmara de vácuo é um cilindro de aço inoxidável de 0,22m de diâmetro e 1,05m de comprimento, com várias janelas de acesso ao seu interior. Uma bomba difusora é utilizada para fazer o vácuo até pressões da ordem de $6,6 \times 10^{-7}$ Pa, e uma bomba turbomolecular é acoplada diretamente ao espectrômetro de massa. O campo magnético axial com indução máxima da ordem de 1T e constante de decaimento igual a 120ms é produzido pela descarga de um banco de capacitores eletrolíticos de 20mF e 1,6kV num conjunto de 8 bobinas que envolve a câmara de vácuo. O perfil do campo magnético axial no interior da câmara é também mostrado na Figura 24. A descarga elétrica no vácuo entre o catodo e o anodo, iniciada por um laser de CO₂ pulsado de 4J de energia focalizado sobre o catodo, é alimentada por um banco de capacitores de 50mF e 600V. A amplitude da corrente de arco varia entre 1 e 10kA, dependendo das condições de disparo, e seu tempo de duração é da ordem de milissegundos. A duração do pulso da descarga em arco é muito menor que a duração do pulso de corrente nas espiras magnéticas, portanto o campo magnético é praticamente constante durante a existência do arco de plasma.

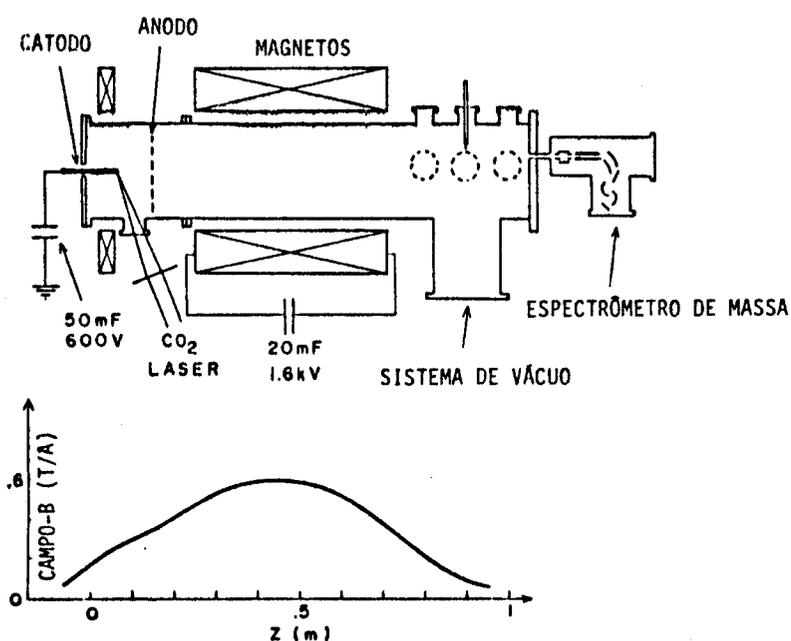
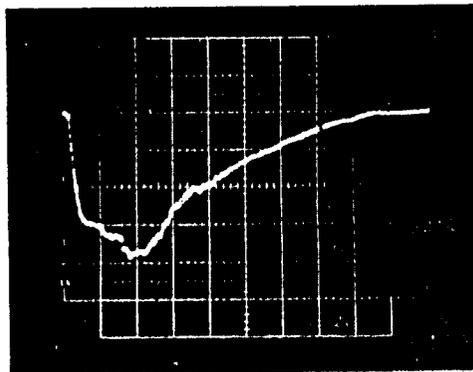
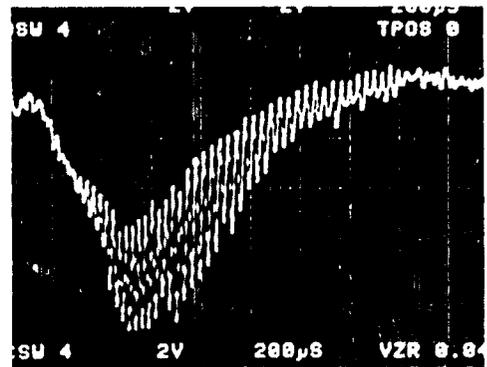


Fig. 24 - Representação esquemática da centrífuga de plasma e perfil do campo magnético axial dentro da câmara de vácuo.

O potencial flutuante medido por sondas de Langmuir inseridas na coluna de plasma apresenta oscilações periódicas características superpostas ao sinal principal. Essas oscilações periódicas desaparecem na ausência de campo magnético externo e perdem o padrão de periodicidade para valores pequenos de campo magnético ($B \leq 0,03T$). A Figura 25a mostra a variação do potencial flutuante medido por uma sonda na ausência de campo magnético e a Figura 25b mostra o potencial flutuante, com as oscilações periódicas, quando $B = 0,1T$. Em ambos os casos a sonda estava colocada na posição radial $R = 3cm$ num plasma de magnésio. Essas flutuações estão associadas com inhomogeneidades na densidade do plasma.



(a)

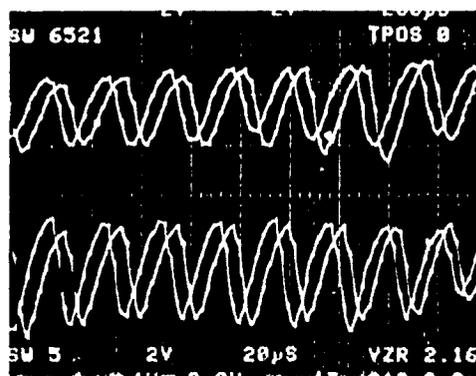


(b)

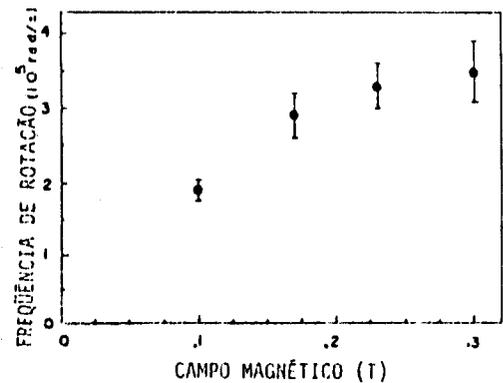
Fig. 25 - Potencial flutuante medido por uma sonda de Langmuir em $R = 3cm$ para plasma de magnésio: a) sem campo magnético (5V/div, 200 μs /div); b) $B = 0,1T$ (2V/div, 200 μs /div).

A frequência angular de rotação da coluna de plasma pode ser obtida da diferença de fase entre as oscilações do potencial flutuante medidas por duas sondas de Langmuir colocadas a 90° uma da outra na direção azimutal. A Figura 26a mostra o potencial flutuante do plasma para duas descargas nas mesmas condições. Dos dois sinais superiores ou dos dois inferiores, que apresentam uma defasagem de aproximadamente 8 μs entre os sinais detectados pela sonda vertical e pela sonda horizontal, infere-se uma frequência angular de rotação de $\omega = 1,9 \times 10^5 rad/s$.

Este mesmo valor é obtido do período das oscilações superpostas ao sinal principal do potencial flutuante do plasma. A Figura 26b mostra a variação da frequência angular de rotação em função do valor do campo magnético externo. Estes resultados concordam com os valores medidos por Prasad e Krishnan (1987), que são obtidos por espectroscopia, para campos magnéticos até 0,21T. Para valores maiores que $B = 0,25T$ parece existir uma tendência de saturação na frequência de rotação, indicando a existência de um valor máximo para a velocidade de rotação da coluna de plasma.



(a)



(b)

Fig. 26 - a) Potencial flutuante medido por duas sondas colocadas a 90° uma da outra para $B = 0,1T$ em $R = 0,03m$ num plasma de magnésio ($2V/div$, $20\mu s/div$); b) Variação da frequência angular de rotação com o campo magnético num plasma de magnésio.

As medidas de enriquecimento são obtidas utilizando-se um espectrômetro de massa do tipo quadrupolo. A Figura 27a mostra os dados experimentais e o melhor ajuste para três curvas Gaussianas do espectro de magnésio, obtido para $B = 0,1T$ em $R = 0,04m$ ($I = 1,7kA$). Neste caso os fatores de separação para os isótopos ^{25}Mg e ^{26}Mg em relação ao ^{24}Mg são $\alpha_{25} = 1,15$ e $\alpha_{26} = 1,26$, indicando um enriquecimento de 15% e 26%, respectivamente. A dependência do valor do enriquecimento dos isótopos de magnésio em função do campo magnético é mostrada na Figura 27b. Observa-se a existência de um valor máximo para o enriquecimento para campos magnéticos no intervalo de 0,1T a 0,2T. Dos resultados de rotação

mostrados na Figura 26b ($R = 0,03\text{m}$) esperava-se um maior enriquecimento para campos magnéticos em torno de $0,3\text{T}$. Entretanto, os menores enriquecimentos medidos para $B = 0,3\text{T}$ comparados com os medidos para $B = 0,15\text{T}$, mostrados na Figura 27b ($R = 0,04\text{m}$) são, possivelmente, devido à contração radial da coluna de plasma, causada pelo aumento do campo magnético, e o efeito de rotação não rígida na borda da coluna de plasma.

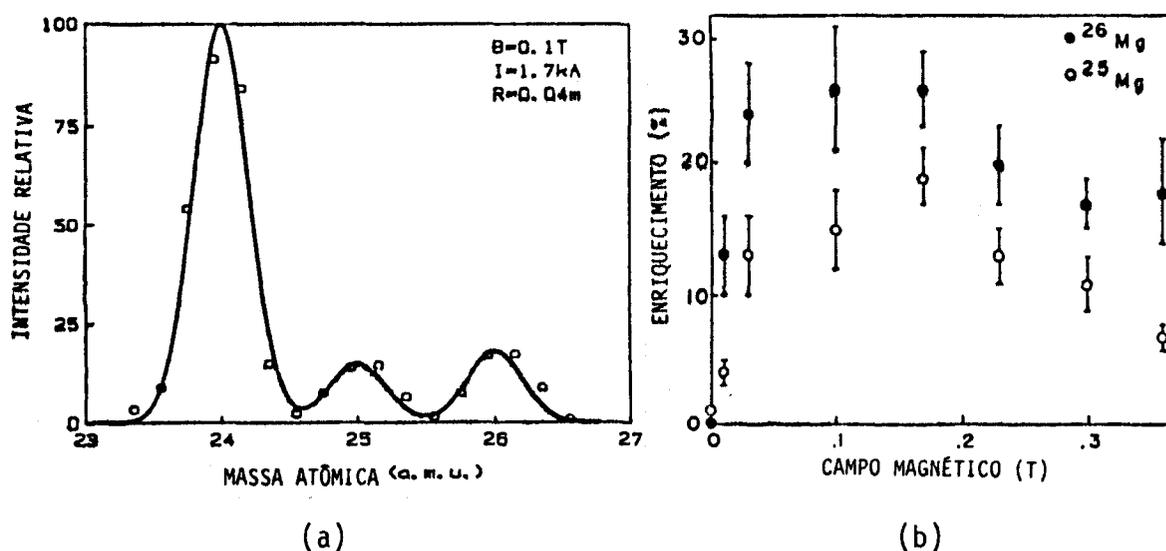


Fig. 27 - a) Espectro de massa do magnésio; b) Variação do enriquecimento dos isótopos ^{25}Mg e ^{26}Mg em função do campo magnético externo para $R = 0,04\text{m}$.

Em conclusão, as medidas de rotação e enriquecimento apresentadas para plasma de magnésio estão de acordo com outros resultados de experimentos com centrífuga de plasma. A confirmação ou não da existência de um valor ideal de campo magnético que maximize o enriquecimento é importante para estudos futuros da centrífuga de plasma. Outras medidas para estudar a influência do campo magnético na rotação e no enriquecimento estão sendo realizadas, assim como medidas para determinar os perfis de temperatura, de densidade e de potencial do plasma. Estas medidas serão utilizadas num modelo de plasma morno de múltiplas espécies desenvolvido por Bittencourt e Ludwig (1987).

REFERÊNCIAS

- BITTENCOURT, J.A.; LUDWIG, G.O. Steady state behavior of rotating plasmas in a vacuum-arc centrifuge. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 29:601-620, May 1987.
- DEL BOSCO, E.; DALLAQUA, R.S.; LUDWIG, G.O. Utilização de um analisador quadrupolar de massa para monitoramento de plasmas de elementos metálicos. *Revista Brasileira de Aplicações de Vácuo*, 5(12):160-167, Oct. 1985.
- DEL BOSCO, E.; DALLAQUA, R.S.; LUDWIG, G.O. Isotopic enrichment in a plasma centrifuge. *Applied Physics Letters*, 50(24):1716-1718, June 1987.
- PRASAD, R.R.; KRISHNAN, M. Theoretical and experimental study of rotation in a vacuum-arc centrifuge. *Journal of Applied Physics*, 61(1):113-119, Jan. 1987.

6.2 - ESPECTRÔMETRO DE MASSA DO TIPO SETOR MAGNÉTICO

Foi iniciada em 1987 a construção de um espectrômetro de massa do tipo setor magnético para ser utilizado na Centrífuga de Plasma (PCEN). Além da aplicação na centrífuga, este instrumento poderá ser utilizado em outros projetos do LAP e também será de grande utilidade no desenvolvimento de instrumentação em outras áreas, visto a grande aplicação industrial e científica da espectrometria de massa. O instrumento ora em desenvolvimento possui as seguintes partes: 1) fonte de íons; 2) grades de análise de energia e aceleração dos íons; 3) lente eletrostática para colimação do feixe; 4) setor magnético; 5) detector. A Figura 28 mostra o esquema do espectrômetro de massa.

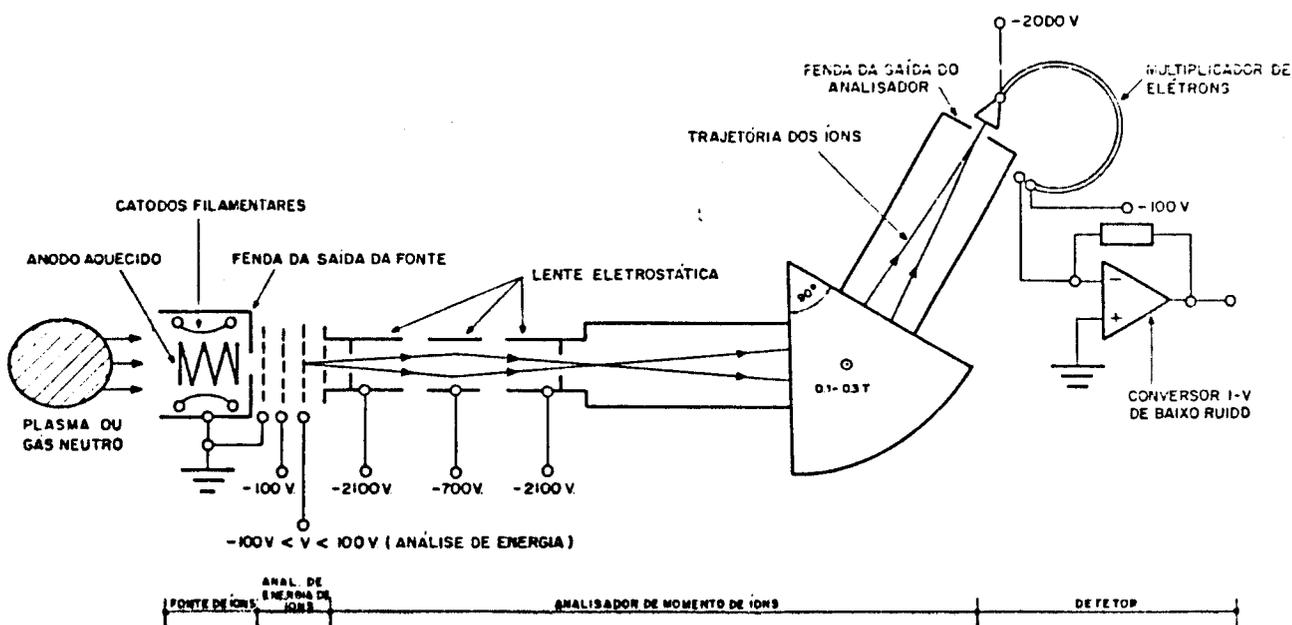


Fig. 28 - Esquema do espectrômetro de massa do tipo setor magnético.

A fonte de íons utilizada neste instrumento produz íons pelo choque de elétrons com os átomos ou moléculas do gás a ser analisado. Esta fonte consiste de uma fonte de tensão, uma fonte de corrente e de um filamento de tungstênio de diâmetro $107\mu\text{m}$. Também são utilizados ímãs permanentes ($\sim 15\text{mT}$) para confinar os elétrons emitidos pelo filamento e desse modo melhorar a eficiência de produção de íons. Este tipo de fonte foi escolhido pois apresenta: a) baixa dispersão em energia ($0,1-5\text{eV}$); b) alta sensibilidade; e c) boa estabilidade na corrente de íons. Estas características da fonte são importantes para o tipo de espectrômetro que está sendo desenvolvido. Os íons são extraídos pelas primeiras duas grades. A terceira grade é utilizada para a análise da energia dos íons. A quarta grade está ligada à lente eletrostática e sua finalidade é ceder energia adicional aos íons para melhorar a resolução do instrumento, como será visto mais adiante. A lente eletrostática é do tipo "Einzel lens" e sua função é colimar o feixe de íons. Os íons colimados pela lente eletrostática entram no setor magnético conforme o esquema mostrado na Figura 29. Esta disposição é conhecida como regra de Barber em que a saída da fenda 1 (objeto), o vértice do setor magnético e a fenda 2 (imagem) devem estar alinhados.

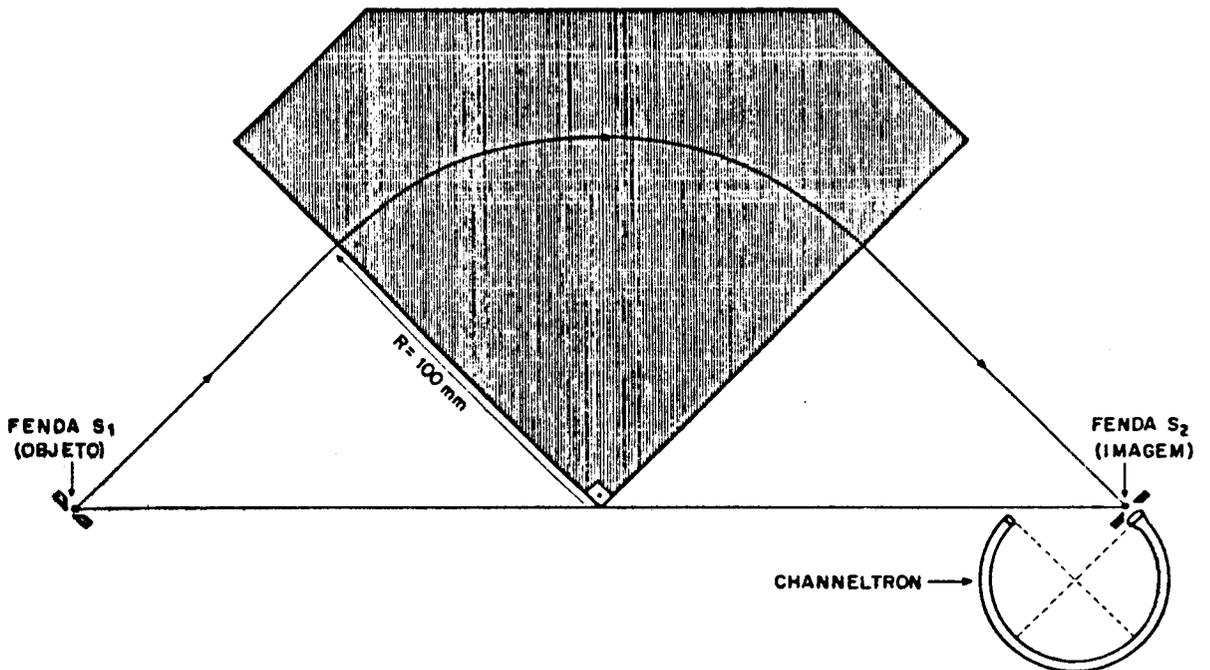


Fig. 29 - Posicionamento do setor magnético e das fendas.

A equação que governa o movimento dos íons num campo magnético estático e uniforme é:

$$\frac{Mv^2}{R} = ZevB \quad \text{ou} \quad \frac{Mv}{Z} = eRB ,$$

onde a velocidade dos íons é dada por:

$$v = \left\{ \frac{2}{M} (E_i + ZeV_a) \right\}^{1/2} ,$$

onde E_i é a energia com que os íons saem da fonte de íons e ZeV_a é a energia cedida aos íons pela grade aceleradora (4ª grade). Se $ZeV_a \gg E_i$ obtém-se:

$$\frac{M}{Z} = \left(\frac{eR^2B^2}{2V_a} \right) .$$

Fixado o valor de R, o espectro de massa pode ser obtido variando-se B ou V_a . Decidiu-se usar ímãs permanentes, de modo que o espectro é obtido variando V_a . O potencial acelerador deve ser tal que $ZeV_a \gg E_i$, onde, pelo tipo de fonte escolhida, $0,1 \leq E_i < 5\text{eV}$. Para $R = 100\text{mm}$, $B = 0,2\text{T}$ e $500\text{V} \leq V_a \leq 3000\text{V}$, obtém-se o espectro $6 \leq M/Z \leq 38$. Se forem utilizados ímãs permanentes com a máxima intensidade disponível no mercado nacional ($B = 0,39\text{T}$) então, com $R = 100\text{mm}$ e $500\text{V} \leq V_a \leq 3000\text{V}$, resulta $24 \leq M/Z \leq 145$.

A resolução, que é um dos parâmetros mais importantes do espectrômetro de massa, depende de vários fatores. Os dois fatores que mais influenciam são a largura das fendas (S_1 e S_2) e a dispersão em energia dos íons. De forma aproximada a resolução é dada por:

$$\frac{M}{\Delta M} = \frac{R}{S_1 + S_2 + R(E_i/V_a)}$$

Para $R = 100\text{mm}$, $S_1 = S_2 = 0,2\text{mm}$, $E_i = 3\text{eV}$ e $V_a = 500\text{V}$, tem-se $M/\Delta M = 100$. A partir da expressão acima verifica-se que a dispersão em energia dos íons é o fator predominante na resolução do instrumento e o termo E_i/V_a deve ser feito o menor possível.

Inicialmente, o detector será um simples coletor de Faraday. Este tipo de detector possui baixa sensibilidade e requer a utilização de fendas largas, diminuindo desse modo a resolução. O coletor de Faraday será usado para se obter os primeiros resultados e ajustes de alguns parâmetros do instrumento. Logo após estes ajustes iniciais o detector empregado será um canal multiplicador de elétrons, que possui alta sensibilidade e permite a utilização de fendas estreitas melhorando, conseqüentemente, a resolução do instrumento.

REFERÊNCIAS

DUCKWORTH, H.E.; BARBER, R.S. *Mass spectrometry*. Cambridge University Press, 1986, p. 337.

KRISHNAN, M.; HIRSHFIELD, J.L. Fast high-resolution ion energy and momentum spectrometer. *Review of Scientific Instruments*, 51(7):911-917, July 1980.

MAC DOWELL, C.A. *Mass spectrometry*. McGraw-Hill, 1963, p. 476.

ROBOZ, J. *Introduction to mass spectrometry, instrumentation and techniques*. John Wiley & Sons, 1968, p. 539.

WHITE, F.A.; WOOD, G.M. *Mass spectrometry; applications in science and engineering*. John Wiley & Sons, 1986, p. 773.

7 - GIROTRON/PLASMA E RADIAÇÃO (PRAD)

O girotron é um tubo de ondas milimétricas de alta potência cujo princípio de funcionamento é baseado na interação entre um feixe de elétrons e campos de radiofrequência (RF), em que o acoplamento é feito através da ressonância ciclotrônica de elétrons. Essencialmente, o girotron é um oscilador que usa uma única cavidade ressonante onde o acoplamento do feixe helicoidal de elétrons com os campos de RF resulta de uma ressonância ciclotrônica. Uma vez que a frequência de operação do girotron é determinada conjuntamente pela ressonância da frequência ciclotrônica do elétron e da frequência de um modo normal da cavidade, ele pode operar em um modo superior da cavidade, permitindo com isso que as dimensões do ressoador sejam grandes em relação ao comprimento de onda da radiação. Este aspecto, comparado aos fundamentos em que se baseiam os outros tubos de microondas, se traduz em uma maior capacidade de geração de alta potência em frequências mais elevadas, porquanto a frequência ciclotrônica do elétron depende unicamente da intensidade do campo magnético externamente aplicado, e não das dimensões físicas do ressoador. O girotron abriu novas perspectivas de utilização das ondas milimétricas e se constitui na única fonte de microondas capaz de produzir níveis de potência contínua acima de 200kW operando em frequências superiores a 100GHz (Figura 30). Do ponto de vista físico, as vantagens de utilização das ondas milimétricas em radares, sistemas de comunicações e aquecimento de plasmas mostram-se consideravelmente expressivas. Por exemplo, comparado a um radar convencional que opera na região centimétrica, um radar de onda milimétrica possui maior direcionalidade, banda passante mais larga e antenas menores. Alta direcionalidade permite rastreamento com pequenos ângulos de elevação, enquanto uma banda passante mais larga aumenta a resistência a sinais de interferência.

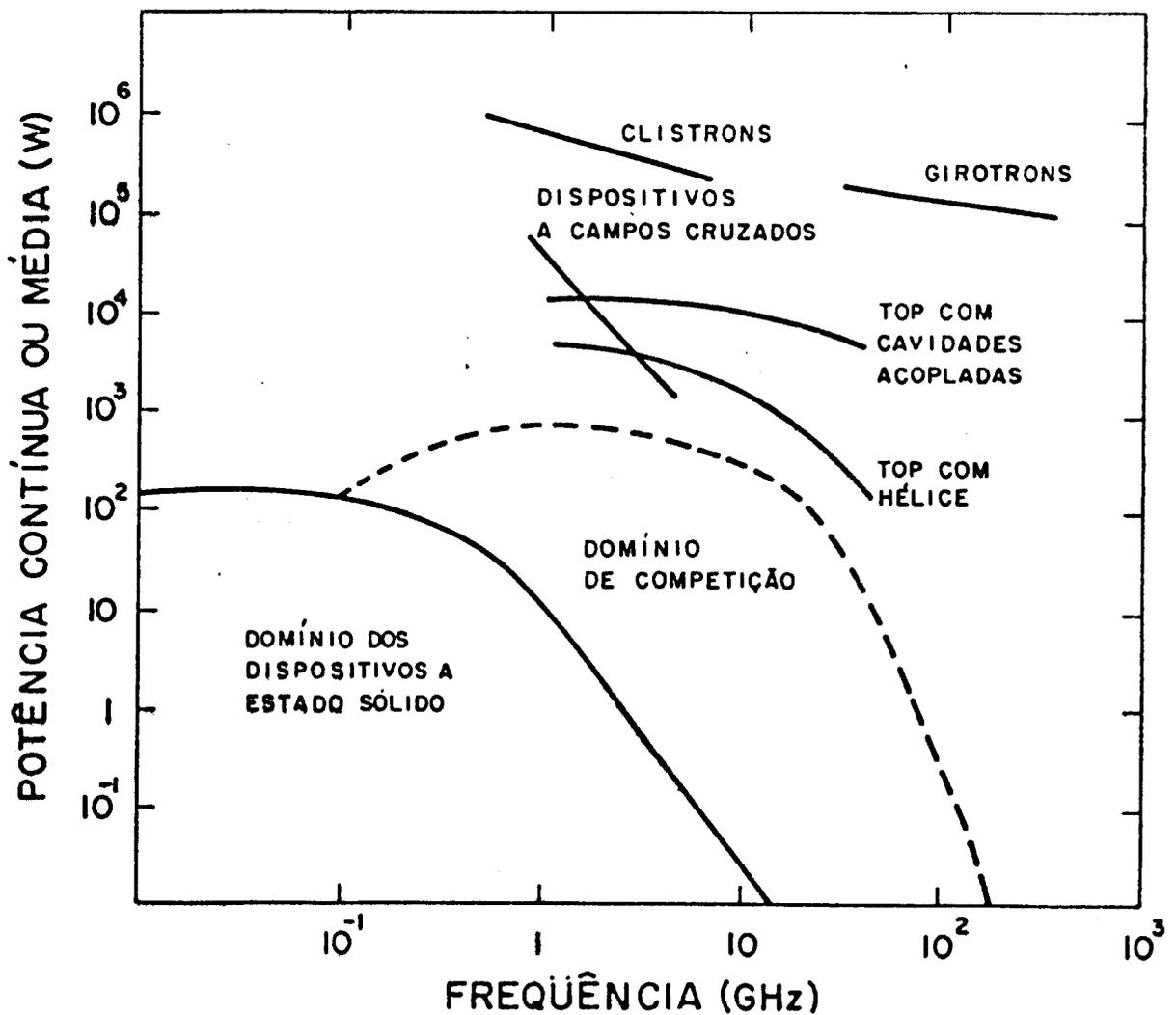


Fig. 30 - Domínios atuais de aplicação dos tubos de microondas e dos dispositivos a estado sólido.

O grande interesse no desenvolvimento de girotrons, a que hoje se assiste, deve-se sobretudo à possibilidade de usar radiação de alta frequência (de 30GHz a 150GHz) e de alta potência, através da ressonância ciclotrônica de elétrons, em esquemas de aquecimento adicional em plasmas de fusão. Outros dispositivos para aquecimento podem operar ou na frequência ciclotrônica de íons (20MHz a 80MHz) tais como os tetodos de alta potência, ou na frequência híbrida inferior (0,8GHz a 4GHz), onde clistrons de 500kW de potência contínua na banda S são comercialmente disponíveis.

Os parâmetros de projeto do girotron em 35GHz em desenvolvimento no LAP são apresentados na Tabela 1. Resultados significativos já foram alcançados tanto no projeto conceitual do dispositivo como na montagem da infraestrutura básica e no domínio de tecnologias necessárias à construção do protótipo.

TABELA 1

PARÂMETROS DE PROJETO PARA O GIROTRON EM 35GHz

Máxima potência de saída (kW)	100
Frequência de operação (GHz)	35,0 ± 0,1
Modo nominal	TE ₀₂₁
Tensão de feixe (kV)	50,0
Tensão do anodo de controle (kV)	24,5
Corrente de feixe laminar (A)	5,0
Densidade de corrente (A/cm ²)	3,0
Indução magnética na cavidade (T)	1,32
Indução magnética no catodo (T)	0,105
Indução magnética no coletor (T)	0,065
Raio do feixe na entrada da cavidade (cm)	0,698
Eficiência eletrônica (%)	40
Duração do pulso (ms)	20
Fator de trabalho (%)	0,04

7.1 - ESTUDO DA MAXIMIZAÇÃO DA EFICIÊNCIA DO GIROTRON ATRAVÉS DA OTIMIZAÇÃO DO PERFIL LONGITUDINAL DO CAMPO DE RF

J.J. Barroso, R.A. Corrêa e A. Montes

A determinação da estrutura longitudinal do campo elétrico em ressoadores abertos para girotrons, com o requisito de máxima eficiência, constitui um problema de interesse no desenvolvimento desta classe de geradores de radiação milimétrica de alta potência. No enfoque de alguns autores (Chu et al., 1980; Danly e Temkin, 1986; Döring e Luginsland, 1986; Kolosov e Kurayev, 1974), a maximização da eficiência do dispositivo foi feita com a prescrição de uma estrutura $V(z)$ previamente estipulada, não se indicando de maneira explícita o perfil do ressoador e o nível de conversão de modos a ele associado. Tomando por fundamento que perfis longitudinais de campo elétrico em ressoadores abertos relacionam-se tipicamente com a função gaussiana, o projeto e otimização de girotrons harmônicos de Danly e Temkin (1986) considerou uma estrutura axial do tipo:

$$V(z) = \exp(-k_{\parallel}z)^2 ,$$

onde $k_{\parallel} = 2/L$ define o comprimento efetivo L da cavidade. O trabalho de Kolosov e Kurayev (1974) envolveu um problema de otimização multidimensional e teve por base a função:

$$V(z) = \text{sen}^2 \left(\pi \frac{\sum_{j=1}^6 A_j z^j}{\sum_{j=1}^6 A_j} \right) ,$$

onde os coeficientes A_j especificam a distribuição longitudinal do campo de RF. O esquema de maximização indicou uma distribuição ótima de configuração triangular assimétrica (Figura 31) e uma eficiência perpendicular $\eta_{\perp}^{\text{MÁX.}} = 0,88$.

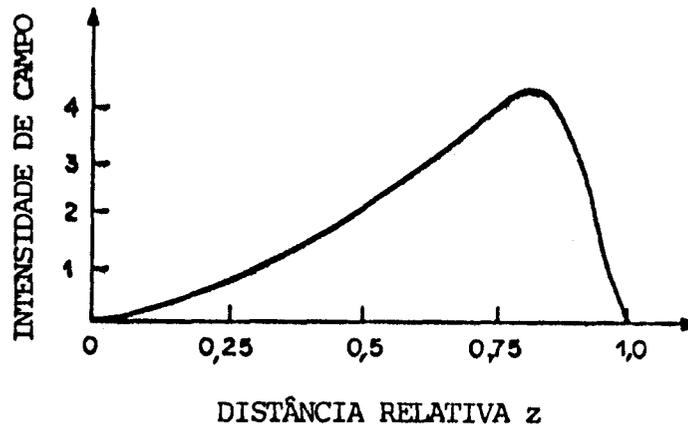


Fig. 31 - Distribuição ótima de campo para interação na primeira harmônica.

FONTE: Kolosov e Kurayev (1974).

Apesar de aplicações em projetos preliminares e estimativa dos parâmetros de operação de girotrons, os trabalhos de otimização anteriormente citados não são definitivos no sentido de considerarem campos de RF com um fator Q de difração artificialmente criado. Essa falta de consistência impõe algumas restrições tanto a um cálculo mais acurado da potência de saída, das perdas ôhmicas e do nível de conversão de modos, quanto à determinação das condições de partida do oscilador.

Em trabalho realizado durante o ano de 1987, adotaram-se procedimentos mais realistas na investigação de estruturas de campo de RF tendo em vista a maximização da eficiência de girotrons. Tendo a Figura 31 como motivação condutora, a questão teórica inicialmente examinada disse respeito à síntese de cavidades que acomodem efetivamente distribuições de campo assimétricas. Para tanto, desenvolveu-se um ressonador de perfil contínuo (Barroso et al., 1986) que permite com grande flexibilidade a realização de estruturas longitudinais $|V(z)|$ quer do tipo gaussiano ou triangular assimétrico. As possibilidades de aumentar a eficiência do girotron em se provendo numa distribuição axial otimizada do campo de RF foram investigadas com base na cavidade proposta na

Figura 32. Este tipo especial de ressoador caracteriza-se por 18 parâmetros geométricos e o seu perfil é representado seccionalmente por funções do tipo $R_w(z) = A \pm B \exp(-z^2/C)$, onde A, B e C são quantidades positivas, casadas ao longo do eixo longitudinal z (Barroso et al., 1987).

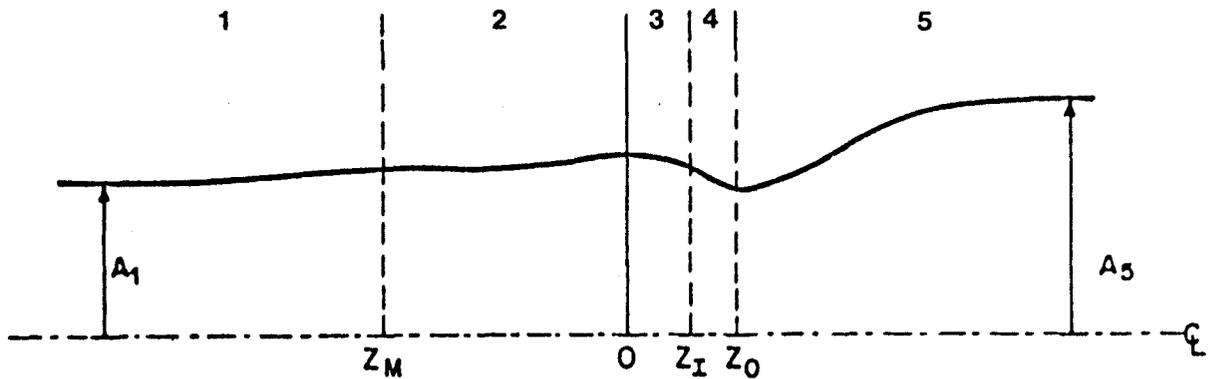


Fig. 32 - Perfil de um ressoador aberto representado pelas funções $R_w(z \leq z_M) = A_1 + B_1 \exp[-(z - z_M)^2/C_1]$, $R_w(z_M \leq z \leq 0) = A_2 + B_2 \exp(-z^2/C_2)$, $R_w(0 \leq z \leq z_I) = A_3 + B_3 \exp(-z^2/C_3)$, $R_w(z_I \leq z \leq z_0) = A_4 - B_4 \exp[-(z - z_0)^2/C_4]$ e $R_w(z \geq z_0) = A_5 - B_5 \exp[-(z - z_0)^2/C_5]$.

A Figura 33a mostra um ressoador de perfil contínuo projetado para operar em torno da frequência de 35GHz, cuja distribuição $|V_{02}(z)|$ associada ao modo nominal TE_{02} é caracteristicamente gaussiana (Figura 33b). A forma simétrica de $|V_{02}(z)|$ deve-se sobretudo ao fato do parâmetro $B_2 = 0,0250\text{cm}$ ser grande em relação a $B_1 = 0,0022\text{cm}$. O pequeno valor de B_1 faz com que na seção 1 ($z \leq -5,5\text{cm}$), o perfil $R_w(z)$ seja praticamente uniforme, podendo ser considerado um tubo de deriva sem função ressonante, onde a amplitude de $|V_{02}(z)|$ decai rapidamente para zero. Por outro lado, uma vez que B_2 é grande, a seção de corte em $z_{I1} = -0,95\text{cm}$ fica relativamente próxima do máximo de $|V_{02}|$ e, com isso, a maior parte da energia se concentra em torno do centro da cavidade. Entretanto, observe-se na Figura 34b que a distribuição $|V_{02}(z)|$ apresentada é notavelmente assimétrica, destacando-se a cauda exponencial que se estende em direção à entrada da cavidade. Tal distribuição

é realizada no ressoador da Figura 34a, em que o parâmetro $B = 0,0171\text{cm}$ apresenta um valor maior que $B_2 = 0,0055\text{cm}$. As seções 1 e 2 têm agora função ressonante e acomodam a maior parte da estrutura de onda quase estacionária que ali se forma.

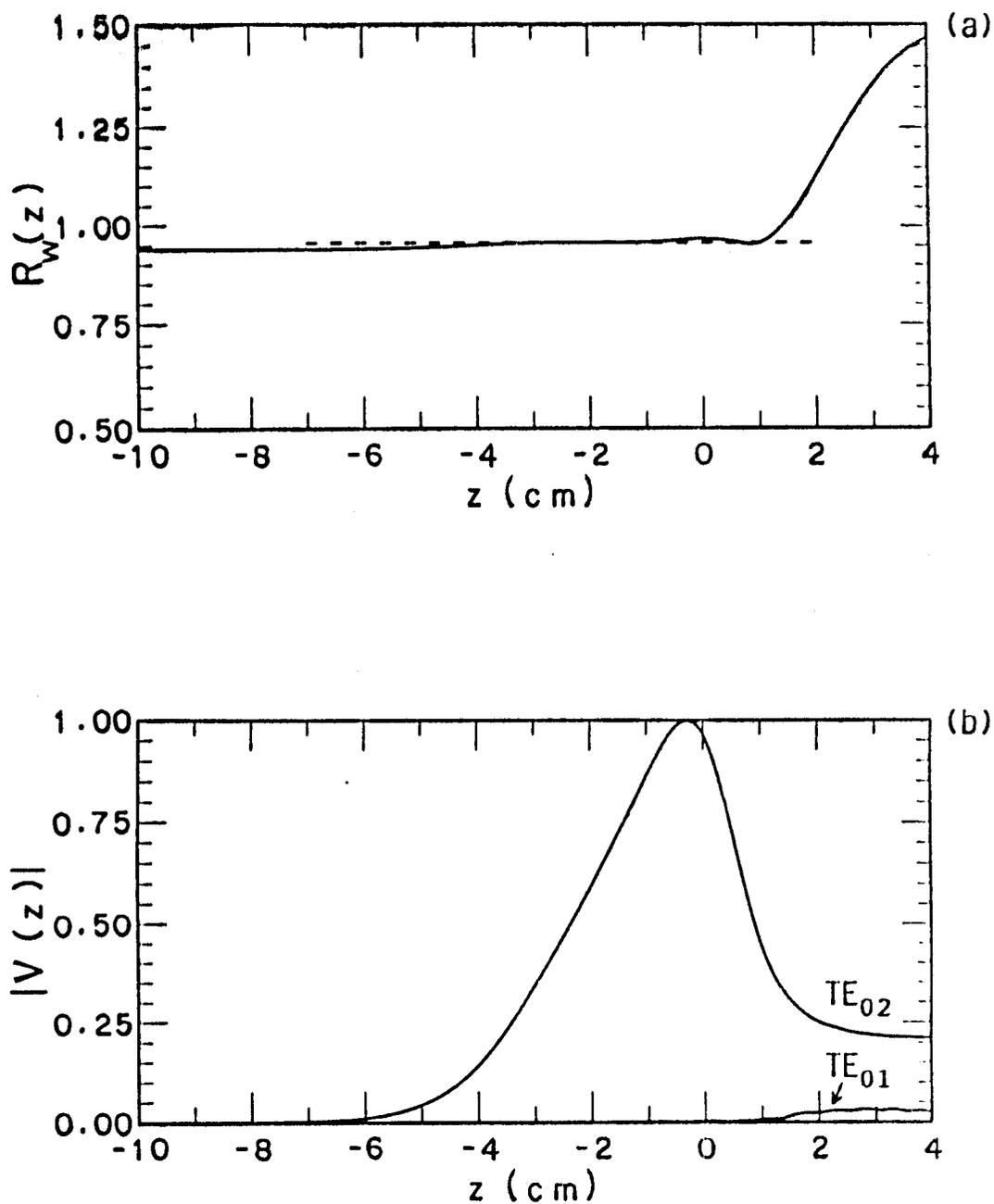


Fig. 33 - (a) Vista longitudinal de um ressoador axisimétrico de perfil contínuo onde a reta tracejada ($R_c = 0,9577\text{cm}$) determina as seções de corte para o modo de operação ($f_R = 34,978\text{GHz}$, $Q = 3315,0$); (b) Distribuições $|V(z)|$ para os modos nominal TE_{02} e convertido TE_{01} .

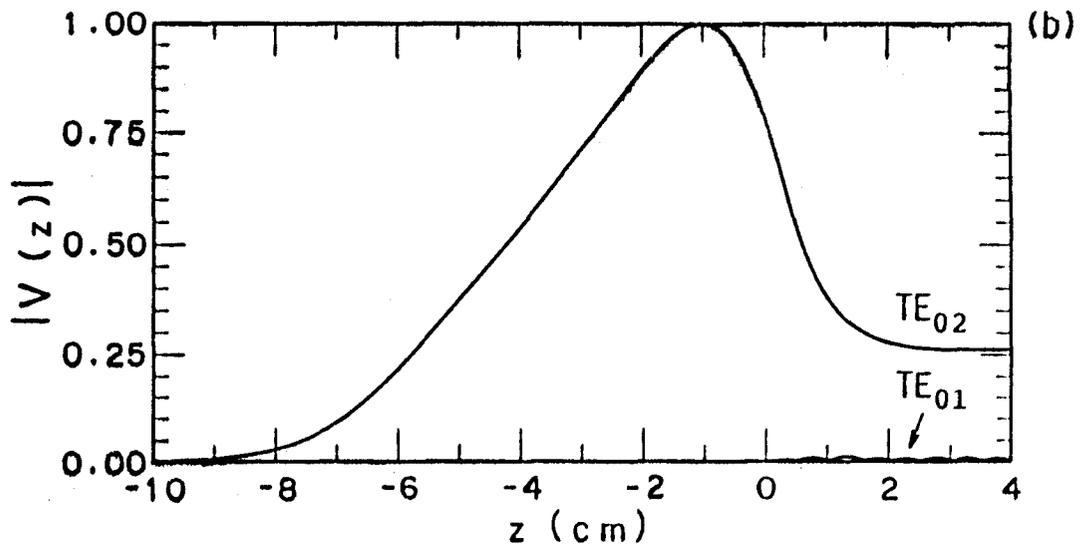
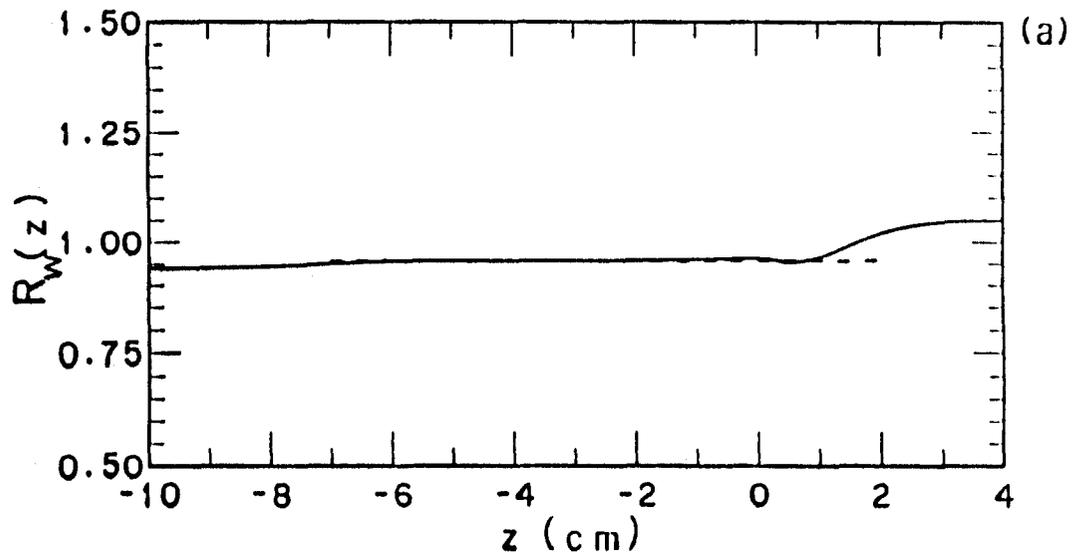


Fig. 34 - (a) Vista longitudinal de um ressonador axisimétrico de perfil contínuo onde a reta tracejada ($R_c = 0,9572\text{cm}$) determina as seções de corte para o modo de operação ($f_R = 34,995\text{GHz}$, $Q = 962,0$). (b) Distribuições $|V(z)|$ para os modos nominal TE_{02} e convertido TE_{01} . Na aproximação de modo único se tem $f_R = 34,995\text{GHz}$ e $Q = 951,0$.

Além desses aspectos, que se referem à investigação de perfis longitudinais de campo elétrico fisicamente realizáveis, outras questões abrangentes que envolvem os parâmetros do feixe, a frequência

e o modo de operação foram explorados. Para verificar a relação de dependência entre a eficiência e tais quantidades, definiu-se o parâmetro de escala $S = (L/R_c)\alpha\beta_{\perp 0}X_{op}$ que incorpora explicitamente os parâmetros do feixe (através de α e $\beta_{\perp 0}$), a frequência (através de R_c), o modo de interação (através de X_{op}) e o comprimento da região de interação (L). Na definição de S , $\alpha = \beta_{\perp 0}/\beta_{\parallel 0}$ onde $\beta_{\perp 0}$ e $\beta_{\parallel 0}$ representam as velocidades do elétron, normalizadas em relação à velocidade da luz, respectivamente perpendicular e paralela ao campo magnético e $R_c(\text{cm}) = X_{op}/15\pi f$ (GHz) onde X_{op} é a p-ésima raiz não nula de $J_1(x) = 0$.

Considerando o perfil de forma triangular da Figura 34b, procedeu-se a uma série de cálculos nos quais a eficiência foi otimizada para um dado valor de S . Os resultados são mostrados na Figura 35, em que a existência de um máximo em torno de $S = 75$ é um aspecto particularmente notável dessa figura. O outro conjunto de pontos ordenadamente distribuídos refere-se ao perfil senoidal de comparação, cujos resultados indicam uma eficiência perpendicular máxima $\eta_{\perp}^{\text{MÁX.}} = 0,52$ para um valor de $S = 25$. Na obtenção desse último conjunto de pontos, foram consideradas cavidades cilíndricas de comprimento $1 \leq L/R_c \leq 8$; o α parâmetro foi variado de 1,5 a 2,5, a energia do feixe ficou compreendida no intervalo 50keV-85keV, enquanto o índice p da raiz X_{op} , que identifica o modo de operação, incluiu valores de 1 a 5.

Em conclusão, as possibilidades de aumentar a eficiência de girotrons através do uso de perfis de campo de RF foram exploradas de uma maneira realista. Os efeitos de histerese que se manifestam nos regimes de alta eficiência, bem como as condições de operação estável do dispositivo em modo único constituem questões de interesse que serão investigadas num futuro trabalho.

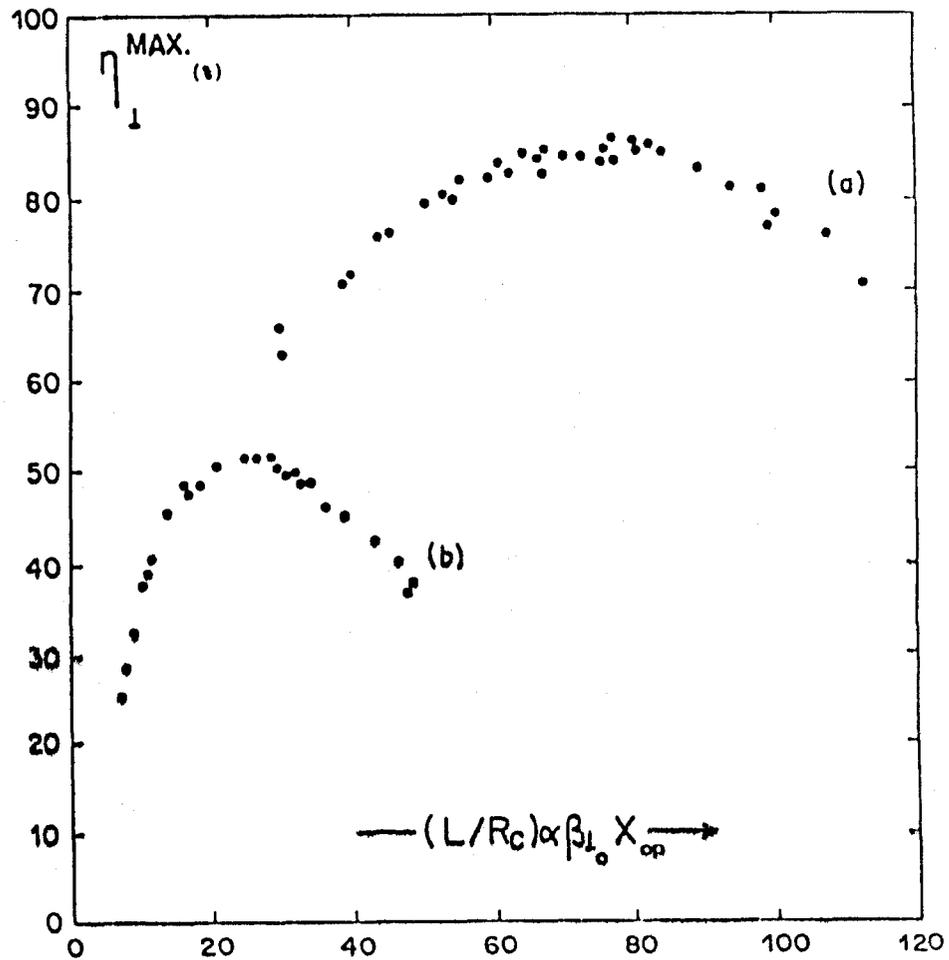


Fig. 35 - Leis de escala para a eficiência perpendicular máxima referentes aos perfis (a) triangular assimétrico e (b) senoidal. A eficiência perpendicular é definida por $\eta_{\perp} = \eta (1 + \alpha^2) / \alpha^2$ onde η é a eficiência eletrônica.

REFERÊNCIAS

- BARROSO, J.J.; MONTES, A.; LUDWIG, G.O. RF fields profiles in weakly irregular open resonators. *International Journal of Electronics*, 61(6):771-794, Dec. 1986.
- BARROSO, J.J.; CORREA, R.A.; MONTES, A. Optimization of RF field profiles for enhanced gyrotron efficiency. (Submitted for publication in the *International Journal of Electronics*) (1987).

- CHU, K.R.; READ, M.E.; GANGULY, A.K. Methods of efficiency enhancement and scaling for the gyrotron oscillator. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 28(4):318-325, April 1980.
- DANLY, B.G.; TEMKIN, R.J. Generalized nonlinear harmonic gyrotron theory. *The Physics of Fluids*, 29(2):561-567, Feb. 1986.
- DÖRING, H.; LUGINSLAND, J. Gyrotron efficiency calculation based on non-sinusoidal asymmetrical field distribution. *International Journal of Electronics*, 61(6): 747-759, Dec. 1986.
- KOLOSOV, S.V.; KURAYEV, A.A. Comparative analysis of the interaction at the first and second harmonics of the cyclotron frequency in gyroresonance devices. *Radio Engineering and Electronic Physics*, 19(10):65-73, 1974.

7.2 - CAMPO ELETROMAGNÉTICO AUTO-CONSISTENTE DO GIROTRON: TEORIA E PROGRAMA COMPUTACIONAL

R.A. Corrêa, J.J. Barroso e A. Montes

Gyrotrons de alta frequência (>100GHz) e alta potência (>200kW) requerem o uso de feixes de corrente intensos e cavidades ressonantes de baixo Q operando num modo de ordem superior. A necessidade de grandes volumes ressonantes, para aumentar a capacidade de geração de potência do girotron, impõe fortes restrições à operação estável do dispositivo em modo único. Como a seção transversal da cavidade aumenta, a densidade de modos torna-se elevada. Além disso, a estrutura eletromagnética normal de uma cavidade de baixo Q é modificada pela presença de feixes intensos. É bem conhecido que a eficiência de girotrons depende fortemente do perfil de campo no ressoador e que a distribuição de campo pode ser otimizada escolhendo-se adequadamente o perfil da cavidade (Barroso et al., 1987). Portanto, um modelo auto-consistente e um tratamento não-linear multi-modo torna-se necessário para tratar adequadamente tais problemas. Estas teorias requerem um conjunto de equações para descrever a dinâmica dos elétrons.

Iniciou-se no final de 1987 a dedução de um conjunto de equações reduzidas para a descrição do movimento ciclotrônico do elétron baseado na equação de Lorentz, onde as condições de aplicabilidade e aproximações empregadas são claramente indicadas. Manteve-se a equação para o componente radial de velocidade v_r , ao contrário das aproximações usuais (Fliflet et al., 1982). Partindo da equação de movimento para um elétron num guia de onda fracamente irregular, imerso em um campo magnetostático uniforme $\hat{z}B_0$ e operando próximo ao corte de um modo TE puramente circular, obteve-se um conjunto de seis equações:

$$\dot{r} = v_r, \quad \dot{\theta} = v_\theta/r, \quad \dot{z} = v_z,$$

$$\dot{v}_i = a_i - \beta_i T; \quad i = r, \theta, z,$$

onde:

$$a_r = -(e/\gamma_m)[E_r + (B_0 + B_z)v_\theta - B_\theta v_z] + v_\theta^2/r,$$

$$a_\theta = -(e/\gamma_m)[E_\theta - (B_0 + B_z)v_r + B_r v_z] - v_r v_\theta/r,$$

$$a_z = -(e/\gamma_m)[B_\theta v_r - B_r v_\theta],$$

$$T = \beta_r a_r + \beta_\theta a_\theta + \beta_z a_z,$$

com $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ e o fator relativístico $\gamma = (1 - \beta_r^2 - \beta_\theta^2 - \beta_z^2)^{-1/2}$ em um sistema de coordenadas cilíndricas mostrado na Figura 36. O sistema de equações completo foi reduzido após várias aproximações ao seguinte sistema de equações normalizadas:

$$\frac{d\beta_\perp}{dz} = (\bar{E}_0/2\gamma_0)k_{om}(z)J_1(k_{om}R)[\bar{V}_R \sin \psi - \bar{V}_I \cos \psi](1 - \beta_\perp^2),$$

$$\frac{d\psi}{dz} = (\bar{E}_0/2\gamma_0\beta_\perp)k_{om}(z)J_1(k_{om}R)[\bar{V}_R \cos \psi + \bar{V}_I \sin \psi] + \frac{\gamma}{\gamma_0} \left[\frac{\omega_{ce}}{\omega} - 1 \right],$$

em que $Z = \omega z / \beta_{\parallel 0} c$, $\Psi = \epsilon + \theta - \omega t$, $\epsilon = \arctan v_r / v_\theta$ e $\omega_{ce} = eB_0 / \gamma_0 m$. \bar{E}_0 denota a amplitude do campo elétrico normalizada em relação a $mc^2 k / e$ onde $k = \omega / c$. $k_{om}(z) = X_{om} / R_w(z)$ em que X_{om} é a m -ésima raiz não nula de $J_1(X) = 0$ e $R_w(z)$ representa o raio da cavidade. \bar{V}_R e \bar{V}_I são respectivamente as partes real e imaginária - normalizadas em relação a $(mc^2 / e) / C_{om}$ - de uma função $V(z)$ que descreve a distribuição longitudinal do campo elétrico do modo TE_{om} conforme a seguinte formulação:

$$E_\phi = \bar{E}_0 C_{om} k_{om}(z) J_1(k_{om} R) V(z) \exp(i\omega t),$$

onde $C_{om} = [\sqrt{\pi} X_{om} J_0(X_{om})]^{-1}$. Todas as aproximações foram verificadas resolvendo-se numericamente as equações reduzidas e comparando os resultados com aqueles obtidos a partir do sistema original. Constatou-se que as aproximações eram válidas e que o conjunto final de equações normalizadas reproduz com exatidão satisfatória os resultados do sistema completo para um tempo de processamento aproximadamente dezesseis vezes menor. Isto é relevante uma vez que o cálculo auto-consistente envolve muitas etapas de processamento e, para que o problema seja numericamente viável, o tempo de computação deve ser otimizado.

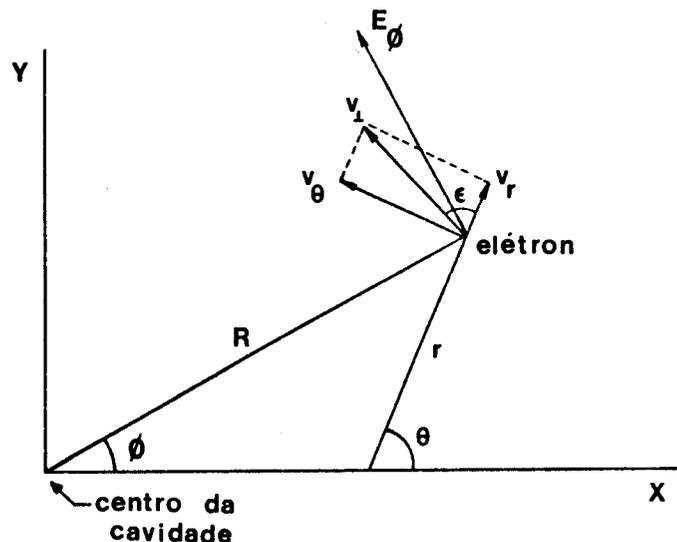


Fig. 36 - Definição dos parâmetros geométricos.

REFERÊNCIAS

- BARROSO, J.J.; CORRÊA, R.A.; MONTES, A. Optimization of RF field profiles for enhanced gyrotron efficiency. *International Journal of Electronics*, 1987 (submitted for publication).
- FLIFLET, A.W.; READ, M.E.; CHU, K.R.; SEELEY, R. A self-consistent field theory for gyrotron oscillators: application to a low Q gyromonotron. *International Journal of Electronics*, 53(6):505-521, Dec. 1982.

7.3 - PESQUISA E DESENVOLVIMENTO DE MATERIAIS E PROCESSOS DE FABRICAÇÃO

M.C.A. Nono e G.P. Galvão

A construção do girotron em 35GHz do LAP, mostrado esquematicamente na Figura 37 (Barroso et al., 1987), requer o desenvolvimento de componentes especiais e suas respectivas técnicas de fabricação. Durante o ano de 1987, em particular, foi desenvolvida a técnica de eletroformação de cobre para a fabricação de componentes tais como: a cavidade ressonante, o tubo de deriva, a transição de saída e o coletor. As técnicas de solda para alto-vácuo envolvidas na montagem do corpo do girotron, que estão indicadas na Figura 38, foram também estudadas. Desta forma, foi possível selecionar as técnicas e materiais adequados e compatíveis com os requisitos de operação do dispositivo. Os processos de solda cerâmica-metal serão desenvolvidos em colaboração com o IEAv/CTA, devendo a fabricação de componentes ser iniciada em 1988. A construção do canhão de elétrons, cuja parte mais crítica é a faixa emissora de elétrons do catodo, foi também detalhadamente investigada. Pretende-se testar vários tipos de emissores, envolvendo pesquisa e desenvolvimento de materiais, processos de fabricação, condições de ativação e caracterização da emissão.

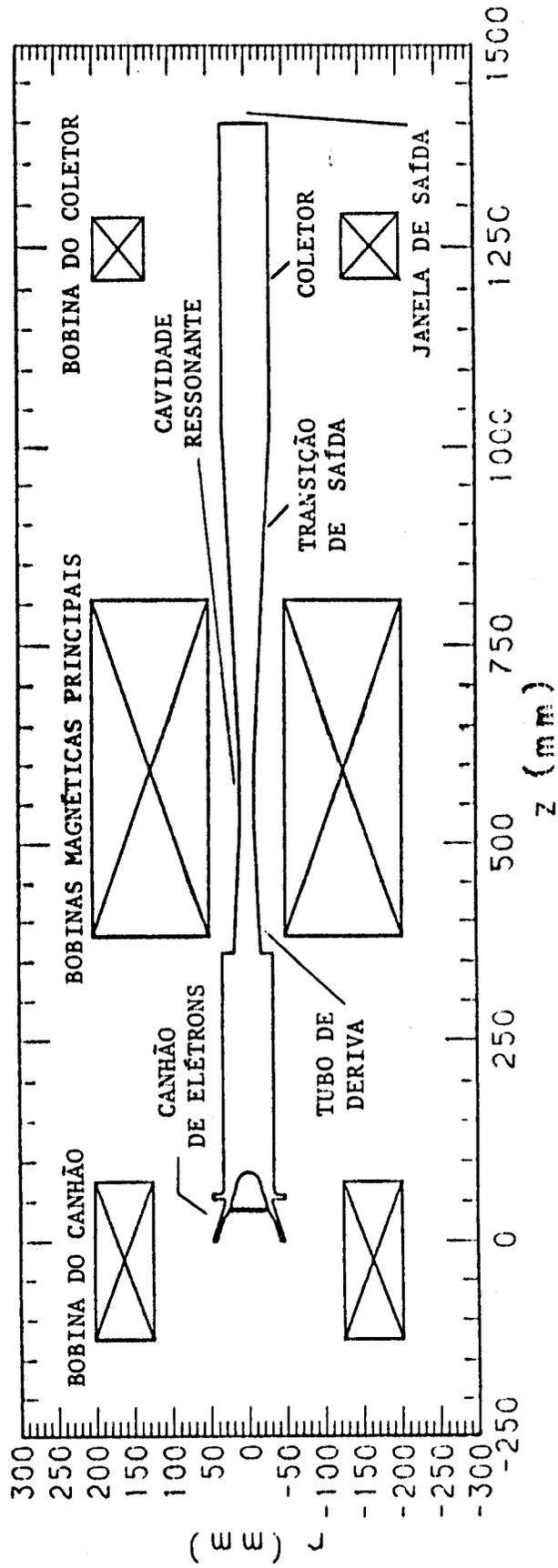
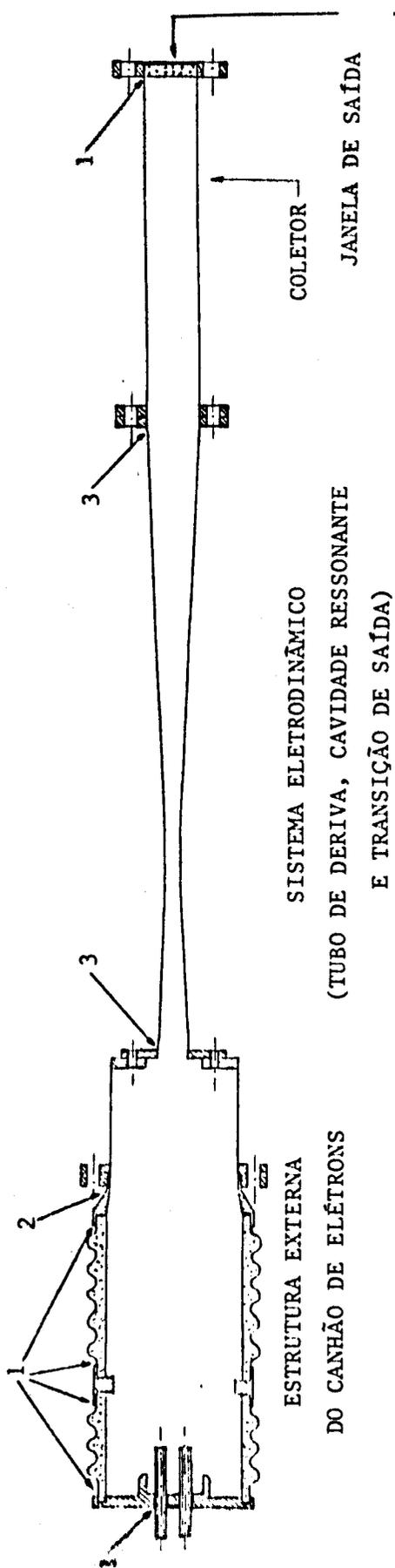


Fig. 37 - Esquema do girotron em 35GHz.



TIPOS DE SELAGEM PARA ALTO VÁCUO (BRASAGEM)

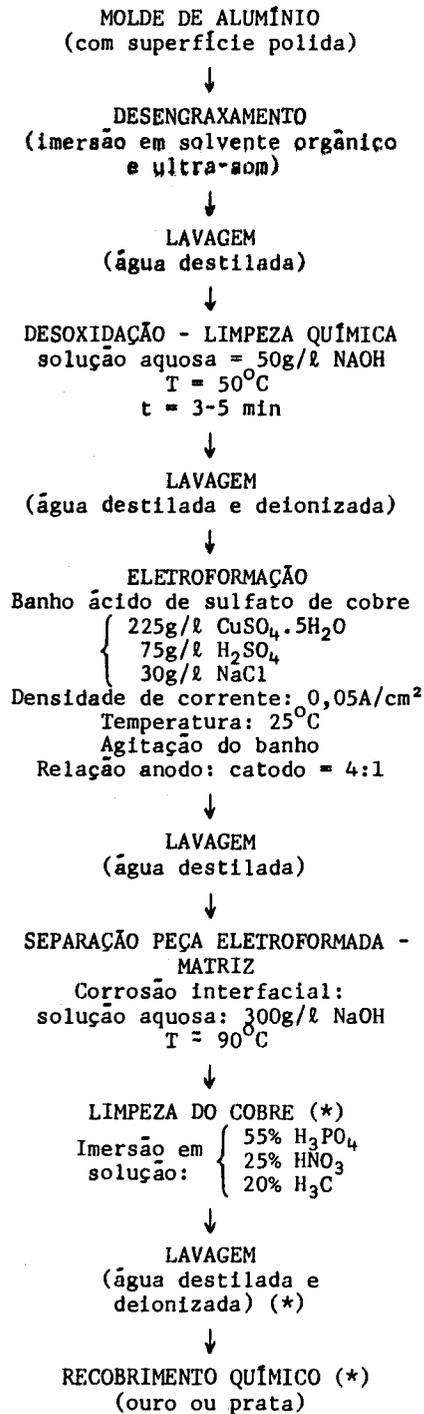
- 1 - CERÂMICA-METAL
- 2 - METAL-METAL
- 3 - METAL-METAL (AÇO INOX 304L - COBRE ELETROLÍTICO)

Fig. 38 - Representação simplificada do corpo do girotron em 35GHz, indicando os processos de selagem envolvidos na sua montagem.

Com respeito aos componentes do girotron que serão fabricados em cobre eletroformado, as propriedades mais críticas são: 1) alta condutividade elétrica numa profundidade de penetração pelicular mínima de $0,35\mu\text{m}$; 2) resistência mecânica adequada; e 3) homogeneidade destas propriedades ao longo da peça. A camada crítica ($0,35\mu\text{m}$) deve apresentar alta pureza química, ser livre de oxigênio (cobre eletrolítico OFHC) e ter rugosidade superficial muito baixa ($<0,35\mu\text{m}$). O processo de eletroformação de cobre a partir de banhos ácidos de sulfato de cobre, desenvolvido no LAP em 1987, está delineado na Figura 39 (Nono, 1987; Nono e Galvão, 1987), tendo sido empregado na confecção de um protótipo da cavidade ressonante do girotron (Figura 40). Para a próxima etapa prevê-se a otimização do processo através do controle das propriedades físicas e químicas do cobre eletroformado e a eletroformação de peças com formas complexas.

As bobinas magnéticas, responsáveis pela geração de campo magnético na região do sistema eletrodinâmico, estarão submetidas a condições bastante severas em virtude das solicitações mecânicas e térmicas. Devido à refrigeração interna, destinada a minimizar os efeitos do aquecimento ôhmico em regime de operação contínua, espera-se que a temperatura das bobinas atinja valores de, no máximo, 90°C . Nestas condições de operação é necessário garantir a manutenção do alinhamento e espaçamento das bobinas, escolhidos de modo a otimizar a distribuição de campo magnético (Figura 41). Para realizar a montagem mecânica, decidiu-se encapsular as bobinas aos pares e acondicioná-las numa armadura metálica, conforme indica a Figura 42.

Foram feitos cálculos da distribuição de tensões mecânicas nas bobinas devido ao campo magnético, utilizando modelos desenvolvidos por Montgomery (1969). As tensões mecânicas radiais, cujo valor médio é da ordem de $0,8\text{kg}^*/\text{cm}^2$, foram consideradas aceitáveis por manterem as espiras num estado de compressão desejável. As tensões mecânicas axiais apresentam um valor máximo de $0,9\text{kg}^*/\text{cm}^2$ na espira mais externa da bobina (Figura 43). Este valor máximo de tensão axial corresponde à tensão de cisalhamento que deverá atuar nas interfaces cobre-resina e resina-metal da armadura.



(*) Usado somente para as peças do girotron em 35GH.

Fig. 39 - Processo de fabricação de peças de cobre eletroformado.

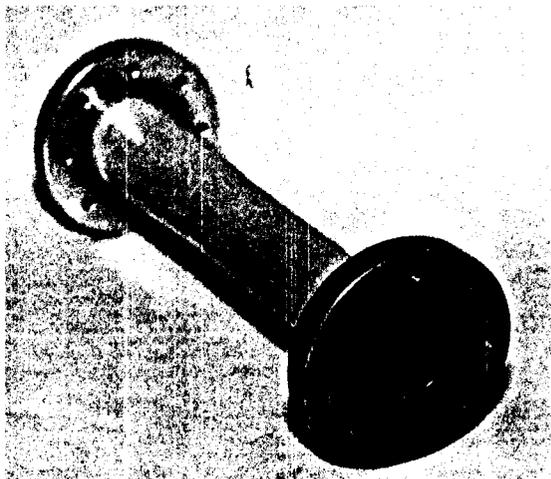


Fig. 40 - Protótipo da cavidade ressonante do girotron em 35GHz, em cobre eletroformado.

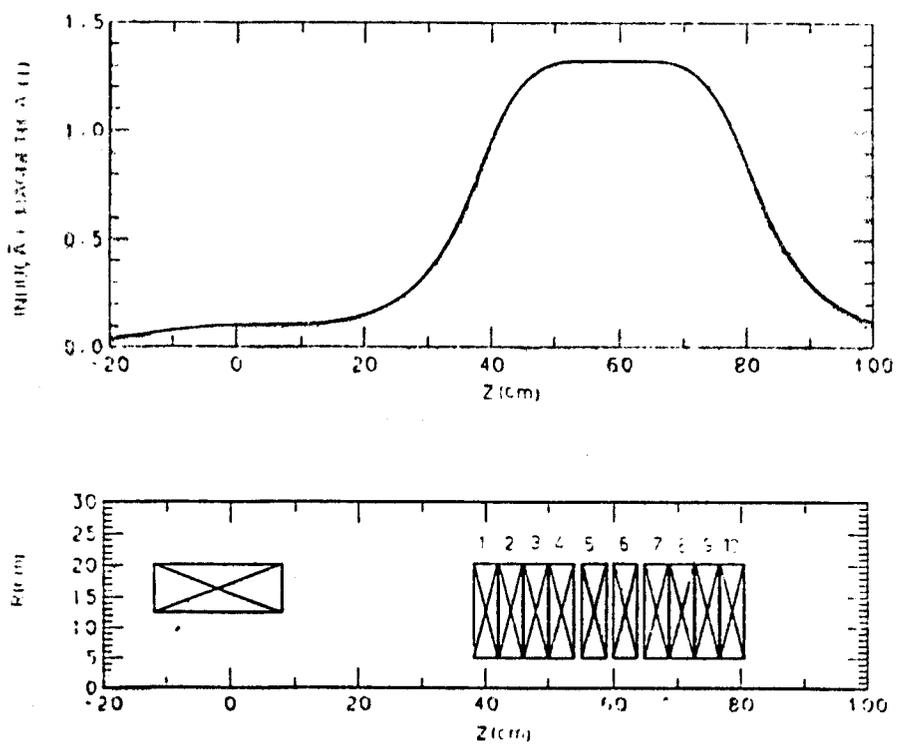
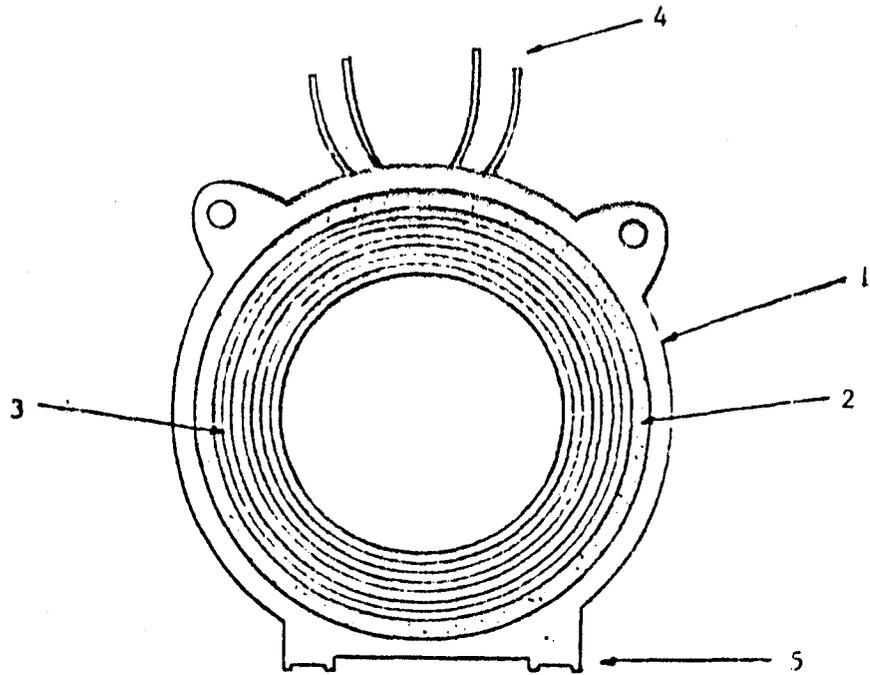


Fig. 41 - Distribuição axial da indução magnética (a) e respectivo sistema de bobinas (b).



- 1 - ARMADURA METÁLICA
- 2 - RESINA POLIMÉRICA
- 3 - BOBINA MAGNÉTICA (COBRE METÁLICO)
- 4 - EXTREMIDADES PARA LIGAÇÕES ELÉTRICAS
- 5 - BASE DE APOIO (SOBRE TRILHOS)

Fig. 42 - Desenho simplificado mostrando um par de bobinas magnéticas encapsuladas no interior de uma estrutura metálica.

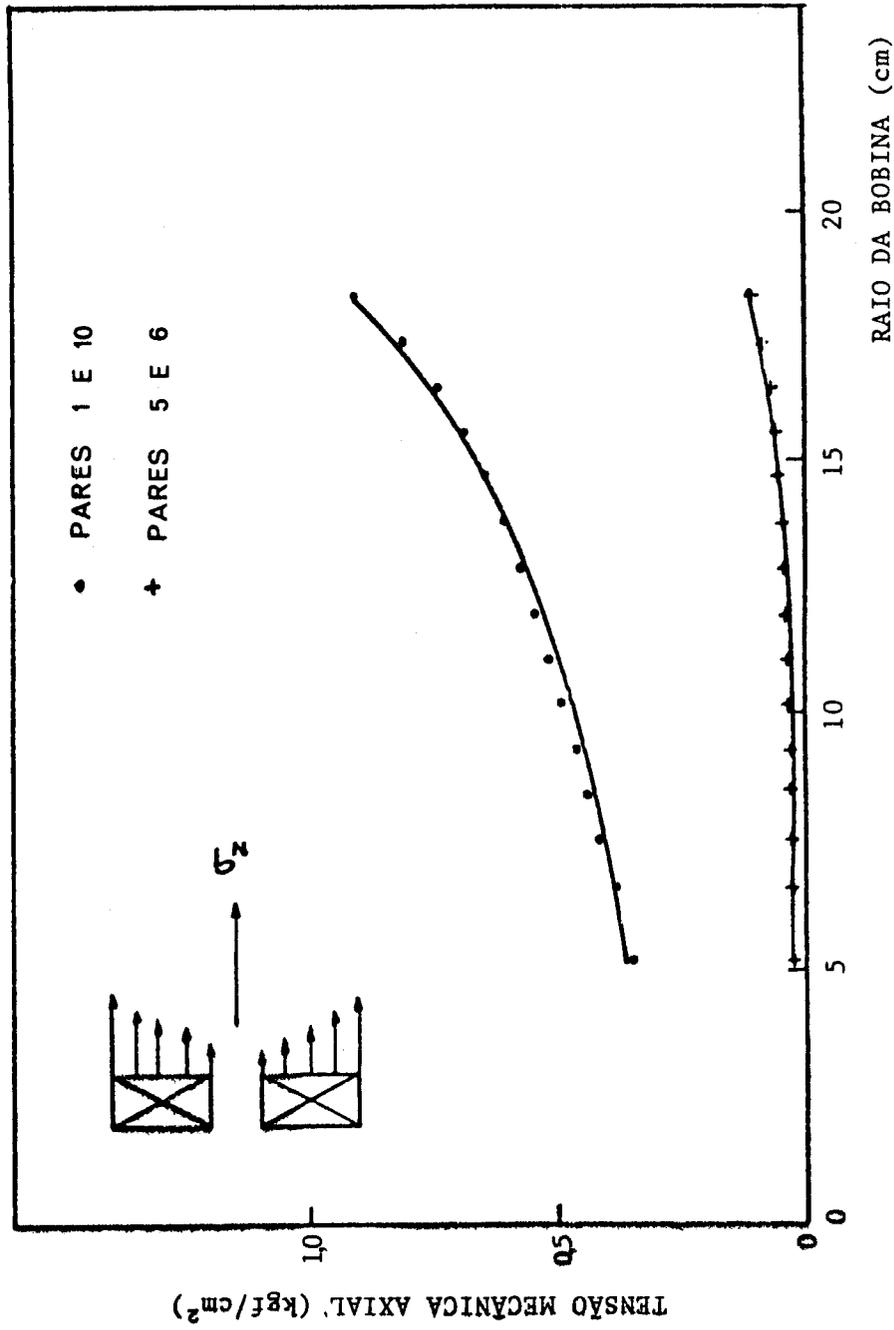


Fig. 43 - Distribuição radial da tensão mecânica axial para pares de bobinas magnéticas da cavidade ressonante do girotron em 35GHz.

Na seleção dos materiais a serem utilizados no encapsulamento (Sozr et al., 1983) consideraram-se os seguintes fatores: 1) dilatação térmica diferencial; 2) tensões mecânicas resultantes do campo magnético; e 3) resultados de testes de resistência à fadiga térmica (Figura 44). Foram selecionados o alumínio naval para confecção da armadura metálica e uma resina epoxi, com propriedades específicas, para atuar como isolante elétrico e manter a aderência mecânica entre a bobina e a estrutura metálica externa.

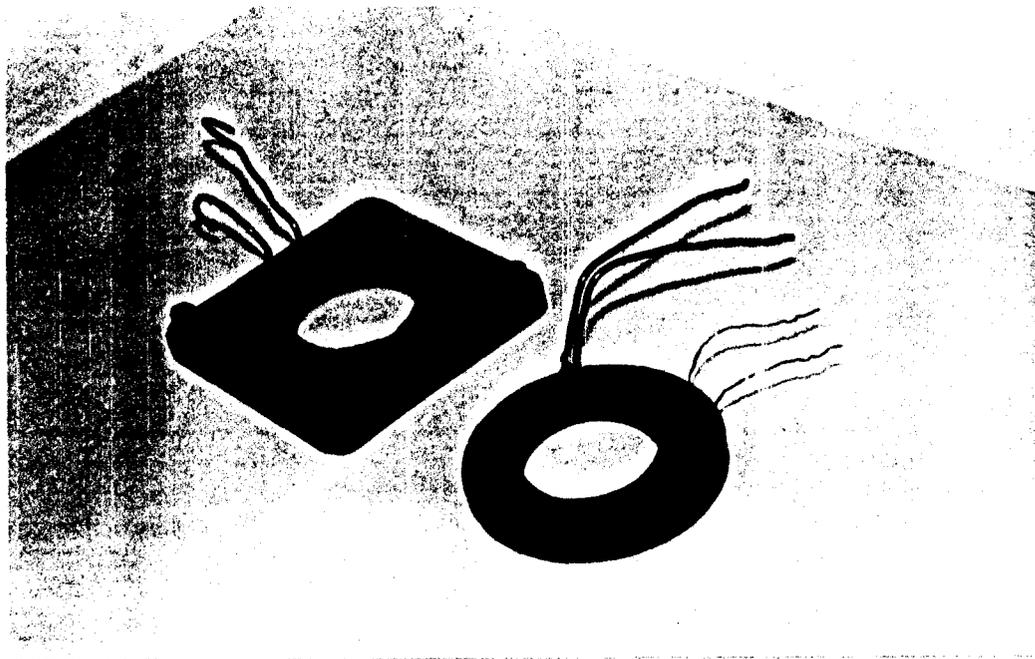


Fig. 44 - Corpos de prova de resina epoxi E-502 HC, com e sem inserções de vários metais, submetidos a testes de fadiga térmica (aquecimento por passagem de corrente na bobina de cobre e resfriamento por convecção forçada de ar) com resistência a mais de 1200 ciclos.

REFERÊNCIAS

BARROSO, J.J.; CASTRO, P.J.; CORRÊA, R.A.; GALVÃO, G.P.; LUDWIG, G.O.; MONTES, A.; NONO, M.C.A.; ROSSI, J.O. Gyrotron development at the Instituto de Pesquisas Espaciais. ENERGY INDEPENDENCE CONFERENCE ON

FUSION ENERGY AND PLASMA PHYSICS, Rio de Janeiro, 17 a 21 de agosto de 1987. *Proceedings*. Rio de Janeiro, 1987.

MONTGOMERY, D.B. *Solenoid magnet design: the magnetic and mechanical aspects of resistive and superconducting systems*. New York, Wiley-Interscience, 1969.

NONO, M.C.A. *Eletroformação: princípios eletroquímicos, processos de eletroformação e eletrodeposição de cobre*. São José dos Campos, INPE, set. 1987, 57 p. (INPE-4374-NTE/274).

NONO, M.C.A.; GALVÃO, G.P. *Eletroformação de cobre a partir de banhos ácidos de sulfato de cobre: estudos preliminares*. São José dos Campos, INPE, set. 1987, 40 p. (INPE-4375-RPE/554).

SOZR, L.; BARDÓCZ, L.; RADNÓTI, I. *Plásticos: moldes e matrizes*. São Paulo, Hemus Ed. Ltda., 1983.

7.4 - CIRCUITO ELÉTRICO DE DISPARO DO GIROTRON EM 35GHz

J.O. Rossi

O sistema completo de alimentação e controle do girotron em 35GHz em desenvolvimento no LAP se encontra esquematizado na Figura 45. O circuito elétrico de disparo, em particular, é constituído por vários subsistemas, a começar pela fonte de carregamento (100kV, 50mA) que alimenta o banco de capacitores de energização do girotron (8,0 μ F, 32,4 kJ). Este banco é descarregado através do regulador série, fornecendo ao catodo do girotron um pulso de -50kV e 5A durante 20ms. O regulador consiste basicamente num tetrodo (TH 5186) que controla o nível de tensão de saída e o tempo de largura do pulso através de um amplificador de realimentação. O modulador de tensão provê a tensão de -24,5kV para o primeiro anodo do canhão, iniciando o disparo do girotron. O modulador e o regulador são pulsados ao mesmo tempo e com a mesma largura de pulso. O sistema de proteção, por sua vez, atua quando há detecção de curtos ou sobrecorrentes (>10A) no girotron ou no tetrodo regulador, protegendo, portanto, ambos os tubos contra possíveis danos. Os sistemas auxiliares compõem-se basicamente das fontes de baixa tensão (\pm 500,

±15V e outras) para alimentação dos diversos subsistemas do circuito elétrico, e o sistema de monitoramento compreende os dispositivos de controle e a instrumentação.

Durante o ano de 1987 concluiu-se o projeto conceitual do circuito elétrico de disparo do girotron, que se encontra amplamente detalhado em relatório técnico (Rossi, 1987). Foram também desenvolvidos os projetos de engenharia da chave eletromecânica de alta tensão, para descarregar o banco de capacitores, e do tanque de óleo para conter a tiratron (Cx 1171) do sistema de proteção. No final de 1987 iniciou-se a montagem do banco de capacitores e as interligações com a fonte de carregamento. Para o ano de 1988 estão programadas as seguintes etapas:

- Conclusão da montagem de um módulo do banco de capacitores e da chave eletromecânica de alta tensão;
- Realização dos testes envolvendo a fonte de carregamento, o módulo do banco de capacitores e a chave de alta tensão;
- Construção do tanque de óleo do sistema de proteção;
- Construção dos circuitos do sistema de proteção;
- Testes do sistema de proteção;
- Início da construção do circuito regulador série.

REFERÊNCIAS

ROSSI, J.O. *Circuito elétrico de disparo do girotron*. São José dos Campos, INPE, set. 1987, 76 p. (INPE-4336-NTE/263).

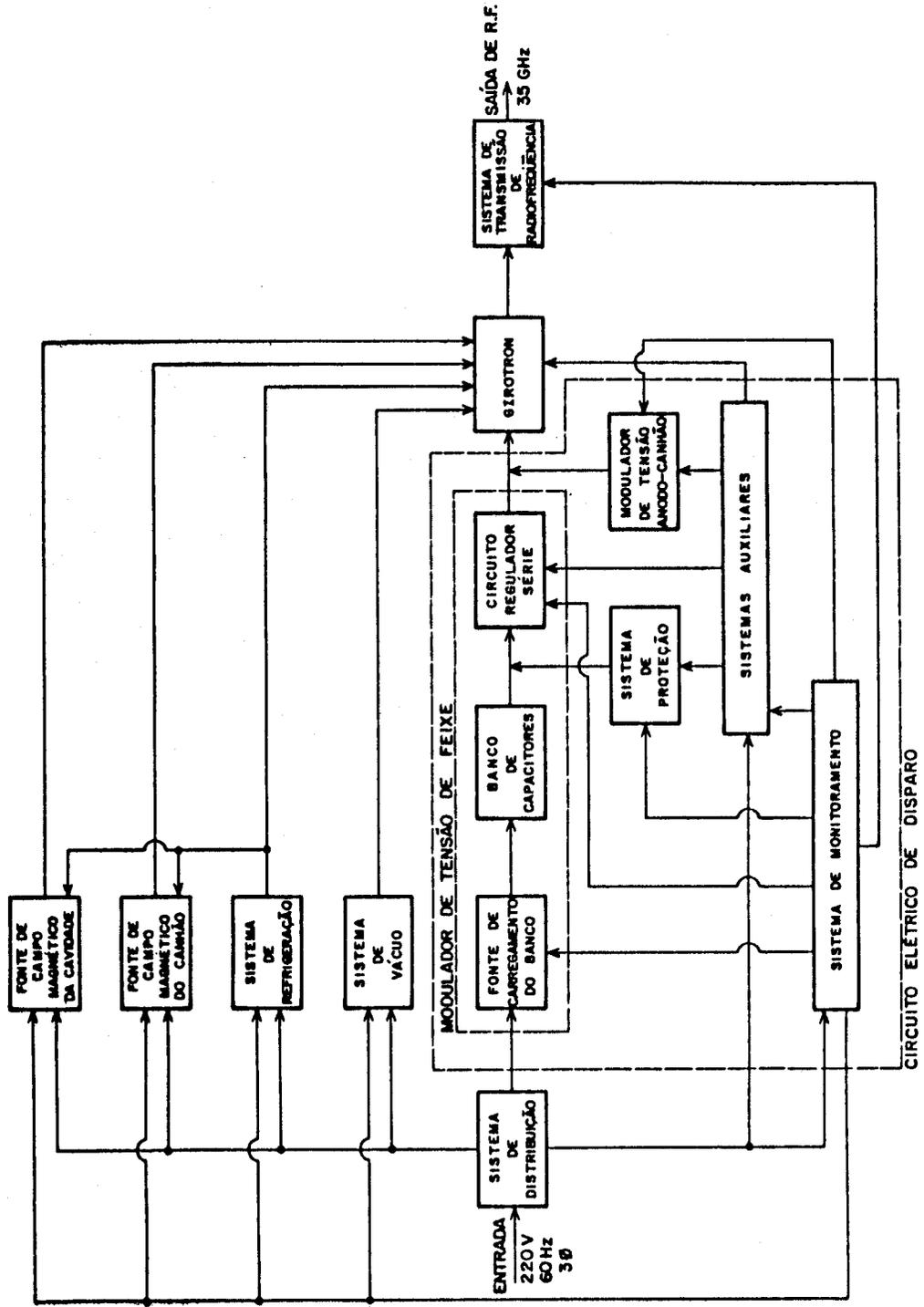


Fig. 45 - Diagrama de blocos do sistema de alimentação e controle do girotron em 35GHz do LAP.

7.5 - SISTEMAS DE MEDIDAS EM MICROONDAS DO GIROTRON EM 35GHz

P.J. de Castro

No desenvolvimento do girotron em 35GHz faz-se necessário o uso de equipamentos de ondas milimétricas para diagnosticar a sua radiação de saída, como também de equipamentos básicos de medidas para caracterizar a cavidade ressonante do girotron e demais acessórios de microondas a serem desenvolvidos no decorrer do projeto. Esta instrumentação deve operar numa larga faixa de frequências, pois muitos dos testes de componentes na fase de desenvolvimento deverão ser realizados em frequências mais baixas (por exemplo, 10GHz). A especificação dos equipamentos e a descrição das técnicas que serão utilizadas nestes sistemas de medidas em microondas foram realizadas durante o ano de 1987 (Castro, 1987).

Uma das partes mais importantes do girotron é a sua cavidade ressonante, onde ocorre a interação do feixe de elétrons com o campo eletromagnético de alta frequência. Este componente corresponde a um ressoador aberto, formado por um guia de onda axi-simétrico fracamente irregular, conforme mostrado esquematicamente na Figura 46, que também apresenta uma montagem para a sua caracterização.

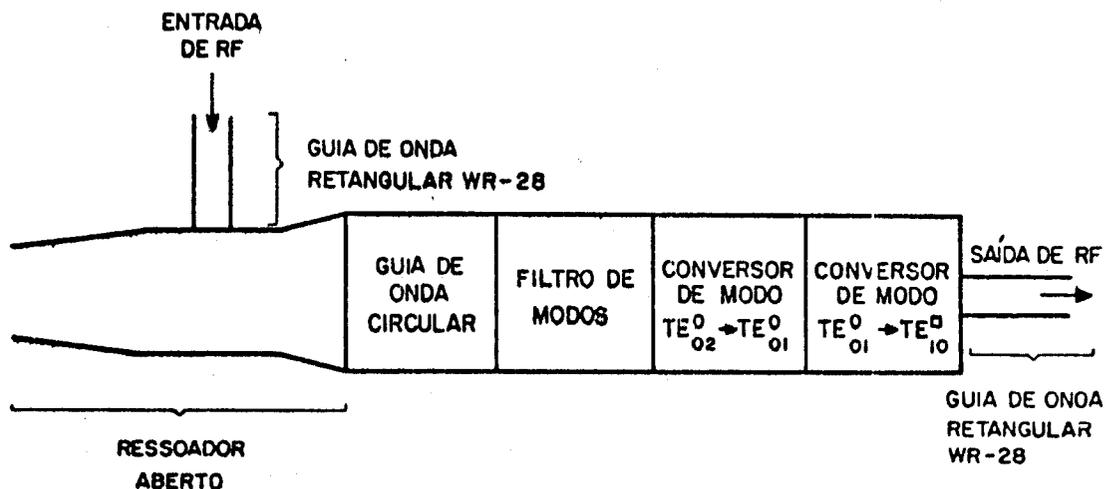


Fig. 46 - Esquema da montagem para teste da cavidade ressonante.

A qualificação do ressoador aberto compreende as medidas da frequência de ressonância, fator de qualidade e perfil longitudinal de campo elétrico. Para os testes iniciais, foi projetado um protótipo do ressoador em 10GHz, que conserva a mesma estrutura daquele em 35GHz, além do mesmo valor do fator de qualidade e mesmo perfil de campo elétrico. O objetivo deste protótipo é desenvolver as técnicas de caracterização e controle de operação. A Figura 47 mostra um diagrama de blocos da montagem experimental para medir a frequência e o fator de qualidade do ressoador.

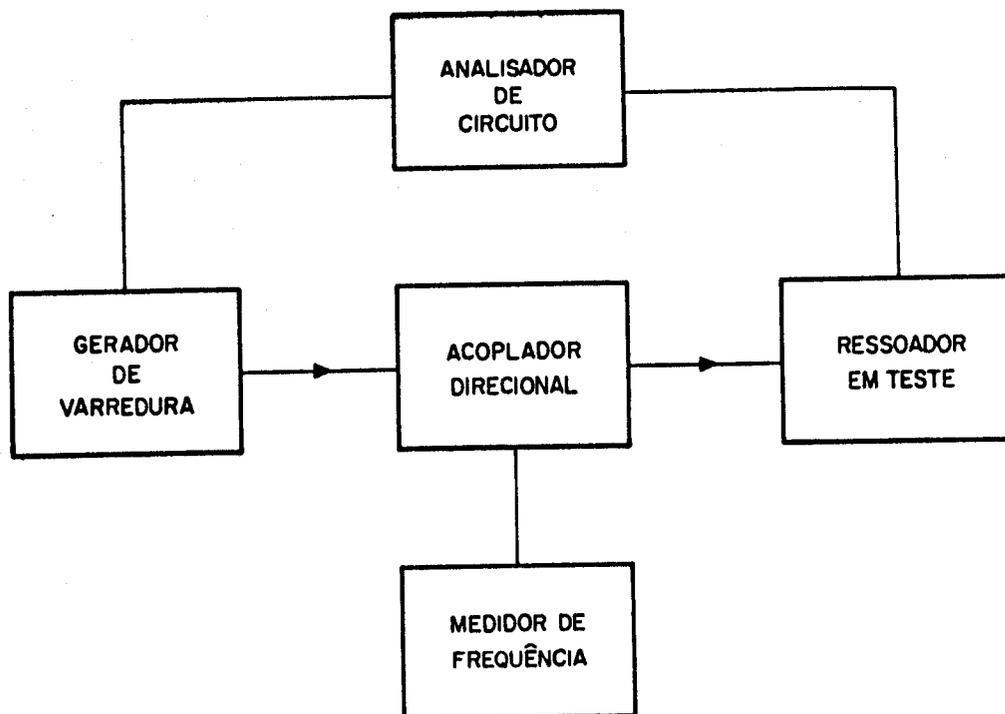


Fig. 47 - Diagrama de blocos da montagem experimental para caracterização do ressoador aberto.

O girotron que está sendo desenvolvido no LAP deverá operar na frequência de 35GHz no modo TE_{021} . A caracterização experimental da radiação gerada pelo girotron compreende as medidas de frequência, potência de saída, largura de pulso e identificação de modo. Devido à alta potência e à alta frequência envolvidas no processo de propagação

da radiação do girotron, deverão ser utilizados guias de onda sobredimensionados. Estes guias de ondas serão fabricados no LAP pelo processo de eletroformação. Uma possível montagem do sistema de transmissão parcial para caracterização do girotron está representada na Figura 48.

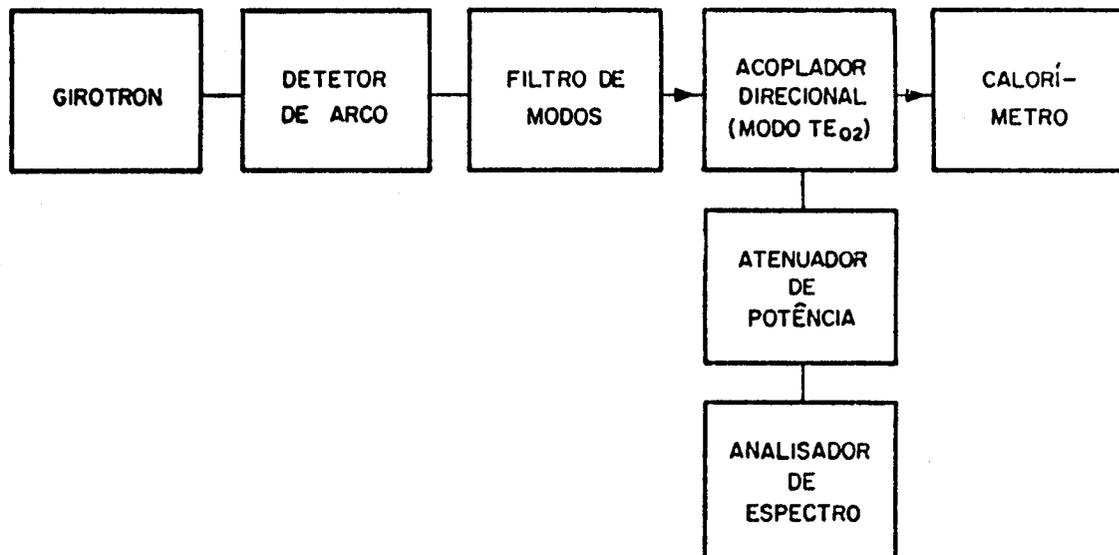


Fig. 48 - Diagrama de blocos da montagem para caracterização do girotron.

Tendo em vista que o girotron que está sendo desenvolvido deverá operar em regime de pulso único, o analisador de espectro deverá possuir memória para armazenamento digital de sinais. Através do analisador poderão ser realizadas as medidas de frequência, largura de pulso e potência (após calibração absoluta por meio de um calorímetro). Para identificação de modos, podem-se utilizar folhas de cristal líquido ou papel térmico. Outro meio de identificar modos pode ser realizado através de um espectrômetro de modos, constituído por um guia de onda com fendas para irradiação e uma antena receptora, que se pretende projetar e construir no LAP. Um calorímetro com carga d'água deverá ser utilizado para medir a potência média do girotron com todos os modos. Este calorímetro será desenvolvido no LAP, bem como um acoplador direcional em guia de onda sobredimensionado.

REFERÊNCIAS

CASTRO, P.J. *Técnicas de medidas para caracterização do girotron*. São José dos Campos, INPE, ago. 1987, 38 p. (INPE-4322-RPE/550).

7.6 - PROJETO DE UM FORNO PARA OPERAÇÃO EM VÁCUO OU EM ATMOSFERA REDUTORA A 1700C

G.P. Galvão

Necessidades inerentes visando o desenvolvimento e a construção de girotrons levaram ao projeto de um forno elétrico especial, capaz de operar tanto em vácuo quanto em atmosfera redutora com temperaturas até 1700C. Este forno fará parte da infraestrutura do LAP e será importante para o desenvolvimento e implantação de algumas tecnologias básicas, inclusive no que diz respeito à área de ultra-alto-vácuo, necessárias à construção de tubos de microondas e outros dispositivos eletrônicos a vácuo. As áreas específicas de aplicação deste equipamento na fabricação de componentes do girotron incluem: 1) obtenção de ligas especiais e sinterização de materiais para catodos; 2) tratamento térmico e sinterização de cerâmicas; 3) brasagem e solda cerâmica-metal. Estas áreas são de particular importância na construção do canhão de elétrons e da janela dielétrica do girotron.

Tendo por requisitos de projeto as utilidades e as facilidades que o forno deverá dispor, dando-se ênfase a sua vida média e a modernas técnicas de construção, chegou-se, durante o ano de 1987, ao conjunto de especificações do equipamento expostas a seguir:

1) Características principais

Temperatura máxima: 1700C

Atmosfera: vácuo, pressão menor que 10^{-2} Pa

reductora (H_2), pressão máxima = 10^5 Pa

protetora (He, A, N_2), pressão máxima = 10^5 Pa

Aquecimento: resistivo

Isolamento térmico: múltiplas folhas metálicas

Volume útil: diâmetro 24cm, comprimento 40cm (18 litros)

Disposição do equipamento: vertical

2) Câmara de vácuo

Tipo: cilíndrica, vertical, parede dupla refrigerada a água

Material: aço inox 304L

Diâmetro interno: 42cm

Comprimento: 100cm

Volume: 140 litros

3) Isolamento térmico

Tipo: blindagem de radiação

Material: 8 folhas de molibdênio (0,15mm de espessura)

1 folha de aço inox 310 (0,15mm de espessura)

Diâmetro interno da primeira blindagem (Mo): 30cm

Diâmetro interno da última blindagem (inox): 32cm

Altura: 50cm

Volume: 35 litros

Área interna: $6,1 \times 10^3 \text{cm}^2$

Separação média entre folhas: 1,1mm

4) Resistência elétrica

Material: barra de tungstênio com 3,0mm de diâmetro

Tipo: elementos em forma de "U", dispostos verticalmente ao longo de um cilindro com 27cm de diâmetro

Quantidade: 12, igualmente espaçados

Disposição: 4 grupos de 3 resistências em série (Figura 49)

Comprimento ativo de cada elemento: 97cm

Comprimento ativo do elemento dobrado: 47,5cm

Área ativa do conjunto de resistências: $1,1 \times 10^3 \text{cm}^2$

5) Características térmicas

Máxima temperatura de trabalho: 1700C

Gradiente máximo no volume útil: 10C

Tempo de resfriamento de 1700 a 300C: <30 minutos

Velocidade de aquecimento e de desaquecimento: programável entre 1,0 e 30C/minuto

Programação: seqüência de rampas e patamares

6) Sistema de vácuo

Vácuo primário: bomba de palhetas rotativas, 0,1Pa, 18m³/h

Alto vácuo: bomba difusora com armadilha de nitrogênio líquido e válvula borboleta, 10⁻⁴Pa, 600ℓ/s

Tempo de evacuação máximo admitido: de 1 atma 1Pa = 20 minutos;

de 1 atma 10⁻³Pa = 90 minutos.

7) Fonte de potência

Potência necessária: 44kW

Características da fonte: 55V/800A/monofásica

8) Refrigeração

Refrigerante: água

Vazão mínima: 30ℓ/minuto

Pressão máxima: 0,3MPa

Como está prevista a operação do equipamento em atmosfera de hidrogênio, adotaram-se procedimentos rigorosos na especificação da câmara de vácuo. A fabricação da câmara deverá obedecer às normas técnicas seguintes: NFPA 86D-1 - "Industrial furnaces using vacuum as an atmosphere"; ASME seção 8 - "Regras para construção de vasos de pressão".

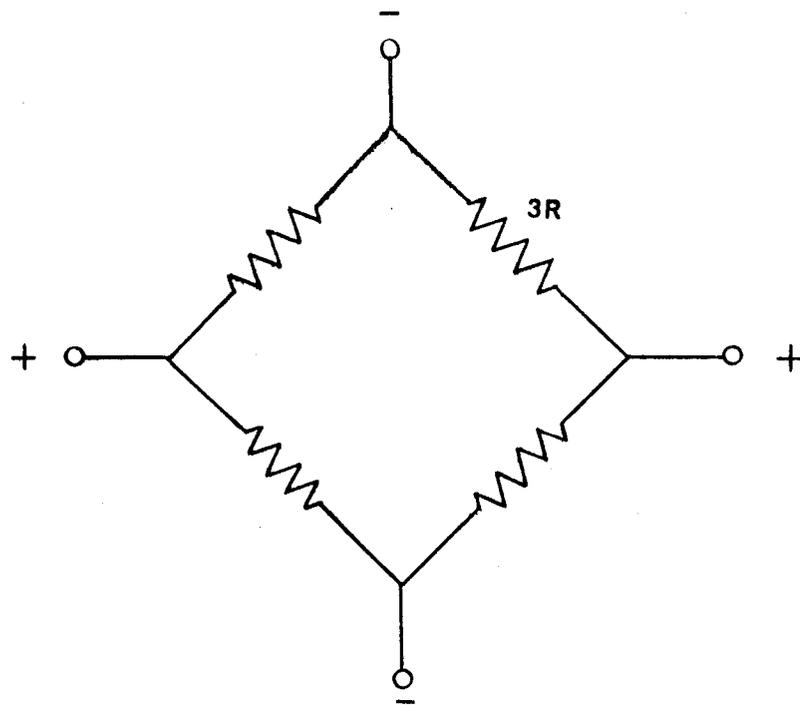


Fig. 49 - Ligação das resistências elétricas do forno (conjunto de 12 resistências agrupadas 3 a 3).

8 - PROPULSOR IÔNICO (PION)

Este projeto visa, inicialmente, o desenvolvimento de micropropulsores eletrostáticos destinados ao controle de atitude de satélites geostacionários. Posteriormente, está previsto o desenvolvimento de propulsores eletrostáticos para correção e transferência de órbita de satélites. Além disso, o propulsor iônico, utilizado como fonte de íons de baixas energias (alguns keV), tem ampla faixa de aplicações em processos de microeletrônica, tais como aspergimento superficial e corrosão por plasmas, e implantação iônica em grandes áreas de substratos. O interesse no desenvolvimento de propulsores iônicos está na futura substituição dos propulsores químicos atualmente utilizados em satélites. Em relação aos propulsores químicos, os eletrostáticos apresentam a principal vantagem de seu empuxo não ser limitado pela velocidade de combustão do propelente, mas somente pela relação dos potenciais aplicados nas grades aceleradoras. O impulso específico dos propulsores químicos está limitado a uma faixa de 200 a 400 segundos devido à química básica dos propelentes disponíveis, enquanto propulsores eletrostáticos podem atingir valores de impulso específico de até 10.000 segundos, dependendo somente do potencial de aceleração dos íons. Além de apresentar alto valor de impulso específico, os propulsores eletrostáticos apresentam as vantagens de baixo consumo de propelente, peso reduzido e total controle sobre a intensidade e direção do jato propulsor. O maior desenvolvimento nesta área, a nível internacional, observou-se a partir da década de 60; no Brasil, porém, o interesse no assunto surgiu a partir do início das atividades relacionadas com a Missão Espacial Completa Brasileira (MECB) no INPE. Neste sentido, o projeto PION do LAP é um projeto pioneiro no País.

No início de 1987 foram concluídos os testes e a caracterização, iniciados no final de 1985, do protótipo de um micropropulsor iônico. Este micropropulsor, do tipo ionização por bombardeio eletrônico, empregou argônio como propelente, possuía uma seção de exaustão de apenas 3cm de diâmetro com baixa transparência (~30%) e um impulso específico de 4800s. Durante o ano de 1987 foi dada especial atenção à elaboração de um modelo tridimensional do confinamento multidipolar gerado

por ímãs permanentes, tendo em vista a otimização da descarga na fonte de íons. Foi também iniciado o desenho de uma câmara de vácuo, que deverá ser construída em 1988, adequada para o desenvolvimento do propulsor iônico. Com relação às aplicações tecnológicas alternativas da fonte de íons, foram realizados vários testes de passivação de amostras de silício policristalino utilizando feixes de prótons. Este trabalho foi realizado em colaboração com o Laboratório de Microeletrônica da USP.

A Figura 50 mostra a câmara de vácuo utilizada provisoriamente nos testes do micropropulsor. Esta figura mostra a câmara e seu sistema de bombeamento por difusão, assim como parte das fontes de alimentação e do sistema de diagnóstico do micropropulsor. A Figura 51 mostra o micropropulsor montado em flange especial na tampa da câmara de vácuo. À esquerda, nesta figura, pode-se ver parte do suporte de amostras a serem bombardeadas pelo feixe de íons ejetados pelo micropropulsor.

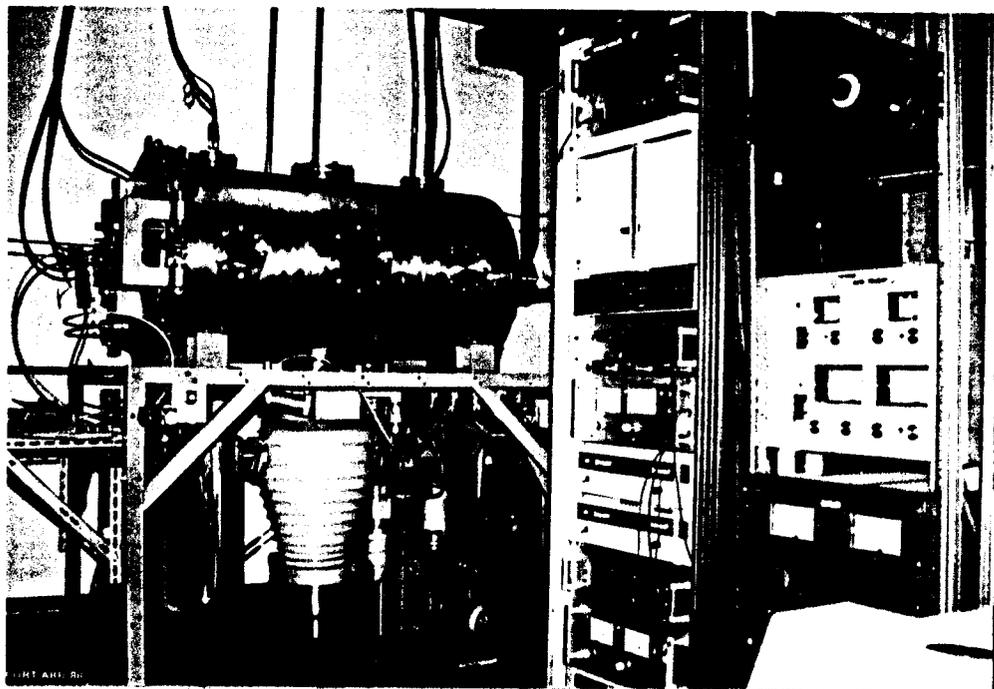


Fig. 50 - Câmara de vácuo usada provisoriamente nos testes do micropropulsor.

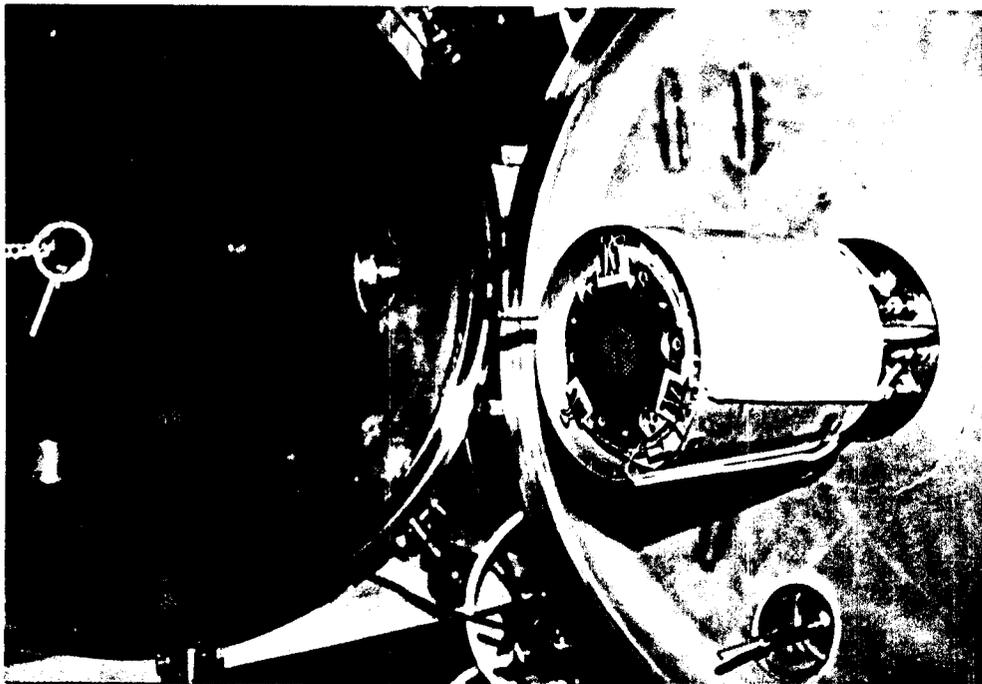


Fig. 51 - Micropropulsor iônico montado no interior da câmara de testes.

8.1 - MODELAMENTO TRIDIMENSIONAL DO CONFINAMENTO MAGNÉTICO MULTIDIPOLAR GERADO POR ÍMÃS PERMANENTES

G. M. Sandonato e A. Montes

O desempenho de um propulsor iônico é tipicamente medido em termos da potência elétrica, por unidade de corrente do feixe, requerida para produzir, mas não acelerar, um feixe de íons. Esta potência, chamada potência específica da descarga (W/A do feixe), mede a eficiência de ionização do gás propelente e deve ser suprida para colocar o propulsor em funcionamento, não significando, portanto, que haja produção de empuxo. É importante que esta potência seja minimizada mantendo-se um alto índice de utilização do propelente, dado pela razão entre o fluxo de íons no feixe e o fluxo de entrada de gás propelente. A variação da potência específica da descarga com a eficiência de utilização do propelente fornece a curva de desempenho do propulsor.

Para otimizar o desempenho é necessária a elaboração de um modelo da descarga que permita a comparação entre valores teóricos e experimentais. Este modelo deve incluir efeitos dos parâmetros geométricos e elétricos da descarga, bem como parâmetros físicos do propelente. Recentemente, Brophy e Wilbur (1984) desenvolveram um modelo zero-dimensional que permite calcular o consumo médio de energia para a ionização do gás propelente a partir da expressão:

$$E = \frac{E_o + E_m}{1 - (V_c + E_m)/V_d} \{1 - \exp[-C_o \dot{m}(1 - \eta)]\}^{-1},$$

onde

$$E_o = U_+ + \sum_i \langle \sigma_i v_e \rangle U_i / \langle \sigma_+ v_e \rangle,$$

$$C_o = 4\sigma_o \ell_e / (e v_o A_g \phi_o).$$

Os símbolos nestas expressões têm os seguintes significados:

- E = gasto médio de energia por íon do plasma (eV);
- E_o = gasto médio de energia considerando apenas processos colisionais de ionização e excitação (eV);
- E_m = energia média dos elétrons Maxwellianos do plasma perdidos para o anodo (eV);
- V_c = potencial (relativo ao potencial do catodo) de aceleração dos elétrons primários (V);
- C_o = fator de utilização de elétrons primários (A equivalente)⁻¹;
- \dot{m} = taxa do fluxo de massa do propelente (A equivalente);
- η = eficiência de utilização do propelente;
- U₊ = energia de ionização (eV);
- σ_i = seção de choque para excitação do i-ésimo estado (m²);
- v_e = velocidade do elétron (m/s);

- U_i = energia de excitação do i -ésimo estado (eV);
- σ_+ = seção de choque para ionização (m^2);
- σ_0 = seção de choque total para colisões inelásticas dos elétrons primários com átomos neutros (m^2);
- ℓ_e = comprimento de confinamento do elétron primário (m);
- e = carga do elétron ($1,602 \times 10^{-19}C$);
- v_0 = velocidade dos átomos neutros (m/s);
- A_g = área da grade de extração (m^2);
- ϕ_0 = transparência da grade aos átomos neutros.

Para o cálculo de E_0 , o valor de U_+ se encontra tabelado e o segundo termo pode ser calculado na forma descrita por Dugane e Sovie (1967). No cálculo do fator de utilização de elétrons primários (C_0), todos os parâmetros envolvidos estão tabelados ou são de fácil cálculo, exceto ℓ_e . O comprimento de confinamento ℓ_e é definido como a distância média que um elétron primário percorre na câmara de descarga antes de ser coletado pelo anodo, supondo que não sofreu uma colisão inelástica. Assim, este parâmetro está relacionado com as características da configuração de confinamento magnético superficial. Seu valor pode ser obtido com maior precisão através de simulação computacional do caminho percorrido pelo elétron na presença do campo magnético de confinamento. Esta simulação consiste em gerar a configuração de campo magnético e resolver a equação de movimento para os elétrons primários.

Para gerar o campo de confinamento é necessário, inicialmente, calcular o campo devido a um ímã permanente em forma de paralelepípedo, supondo magnetização uniforme. Em coordenadas retangulares os componentes da indução são dados por:

$$\frac{B_x}{B_0} = \ln \left[\frac{F(a,b,c)F(-a,-b,c)F(a,-b,-c)F(-a,b,-c)}{F(a,b,-c)F(-a,-b,-c)F(a,-b,c)F(-a,b,c)} \right],$$

$$\frac{B_y}{B_0} = \ln \left[\frac{G(a,b,c)G(-a,-b,c)G(a,-b,-c)G(-a,b,-c)}{G(a,b,-c)G(-a,-b,-c)G(a,-b,c)G(-a,b,c)} \right],$$

$$\begin{aligned} \frac{B_z}{B_0} = & -\operatorname{sn}\ell(z+c)\operatorname{sn}\ell(x+a)[H(a,b,c)-H(a,-b,c)] + \\ & +\operatorname{sn}\ell(z+c)\operatorname{sn}\ell(x-a)[H(-a,b,c)-H(-a,-b,c)] + \\ & +\operatorname{sn}\ell(z-c)\operatorname{sn}\ell(x+a)[H(a,b,-c)-H(a,-c,-b)] - \\ & -\operatorname{sn}\ell(z-c)\operatorname{sn}\ell(x-a)[H(-a,b,-c)-H(-a,-b,-c)] , \end{aligned}$$

onde:

$$F(a,b,c) = (y+b) + [(x+a)^2 + (y+b)^2 + (z+c)^2]^{1/2} ,$$

$$G(a,b,c) = (x+a) + [(x+a)^2 + (y+b)^2 + (z+c)^2]^{1/2} ,$$

$$H(a,b,c) = \arctan \left[\frac{y+b}{|z+c|} \left(\frac{(x+a)^2}{(x+a)^2 + (y+b)^2 + (z+c)^2} \right)^{1/2} \right] ,$$

$$\operatorname{sn}\ell(x) = \begin{cases} -1 & \text{se } x < 0 \\ 0 & \text{se } x = 0 \\ +1 & \text{se } x > 0 \end{cases} .$$

A origem do sistema de coordenadas está no centro do paralelepípedo e $2a$, $2b$ e $2c$ são as dimensões ao longo dos eixos x , y e z , respectivamente. As equações acima divergem para pontos próximos aos vértices e só valem para distâncias maiores que as dimensões do ímã. O cálculo da constante B_0 foi feito medindo-se o componente B_z da indução magnética a uma certa distância do ímã, ao longo do eixo z , e substituindo este valor na expressão (válida para $z > c$):

$$\begin{aligned} B_0 = & \frac{B_z}{4} \left\{ \arctan \left[\frac{b}{|z-c|} \left(\frac{a^2}{a^2 + b^2 + (z-c)^2} \right)^{1/2} \right] - \right. \\ & \left. - \arctan \left[\frac{b}{|z+c|} \left(\frac{a^2}{a^2 + b^2 + (z+c)^2} \right)^{1/2} \right] \right\} . \end{aligned}$$

A Figura 52 mostra a comparação entre as curvas obtidas teórica e experimentalmente para a indução magnética ao longo do eixo z (0 0 1) e do eixo y (0 1 0).

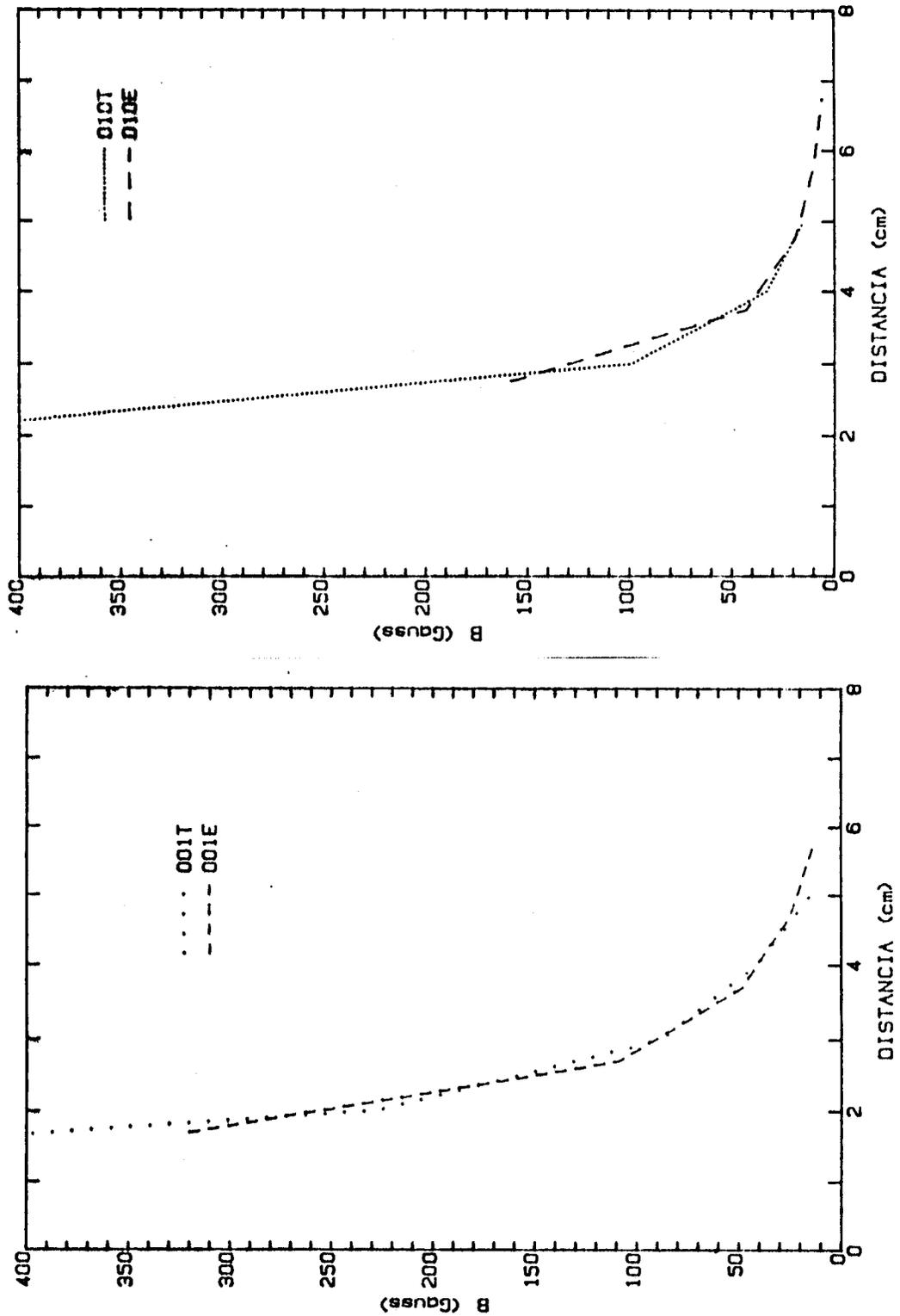


Fig. 52 - Indução magnética de um ímã de ferrita com dimensões $2a = 1,4\text{cm}$, $2b = 3,5\text{cm}$ e $2c = 1,4\text{cm}$, ao longo do eixo z (0 0 1) e do eixo y (0 1 0). A curva teórica é indicada por T e a curva experimental por E.

Como se pode verificar, a concordância entre os valores experimentais e teóricos é bastante satisfatória. Uma maneira de melhorar ainda mais esta concordância seria calibrar uma constante para cada componente da indução, compensando, desta forma, efeitos devidos a não-uniformidades na magnetização do ímã. A representação gráfica do campo de confinamento magnético multidipolar para uma configuração de 24 ímãs (12 em cada anel) dispostos alternadamente sobre um cilindro pode ser vista na Figura 53. A região de campo magnético de baixa intensidade na parte central pode ser considerada como o volume de plasma confinado pela distribuição multidipolar de ímãs permanentes. Presentemente, está sendo implementado o código numérico para resolver o sistema de equações de movimento dos elétrons primários nesta configuração de campo magnético, para assim calcular o comprimento de confinamento ℓ_e .

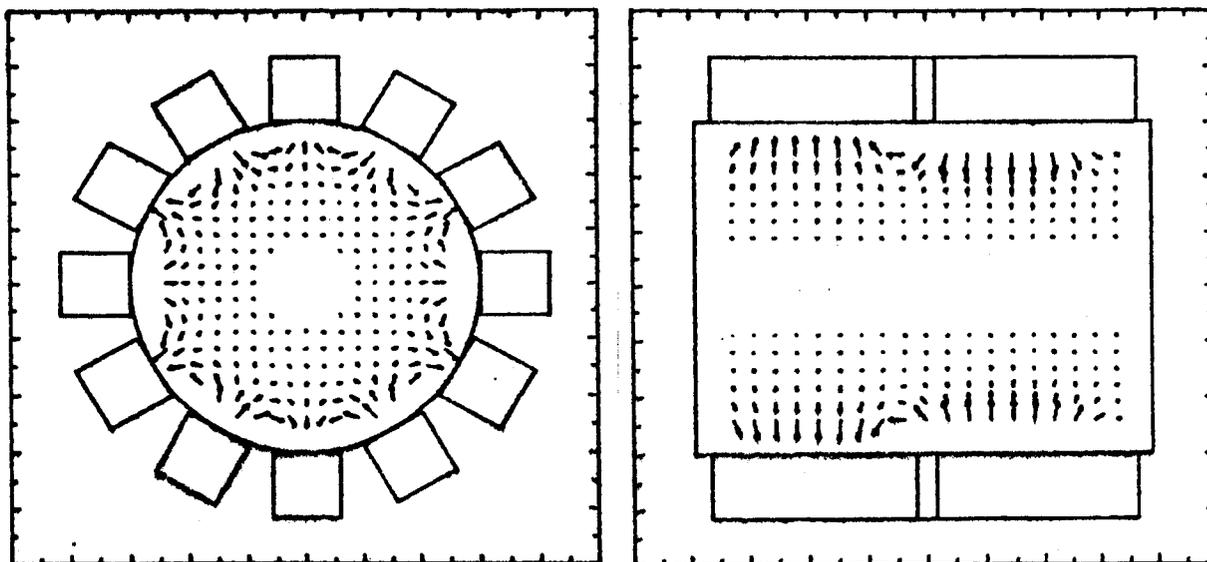


Fig. 53 - Estrutura espacial do campo de confinamento magnético multidipolar para uma configuração de dois anéis com 12 ímãs permanentes alternados em cada anel: a) corte transversal; b) corte longitudinal.

REFERÊNCIAS

- BROPHY, J.R.; WILBUR, P.J. Simple performance model for ring and line cusp ion thrusters. 17th INTERNATIONAL ELECTRIC PROPULSION CONFERENCE, Tokyo, 1984. *Proceedings*. Tokyo, 1984, p. 8.
- DUGAN, J.V.; SOVIE, R.J. *Volume ion production costs in tenuous plasmas: a general atom theory and detailed results for Helium, Argon and Cesium*. Washington, DC. NASA, Sept. 1967. 47 p. (NASA-TND 4150).

8.2 - UTILIZAÇÃO DO PROPULSOR IÔNICO COMO FONTE DE ÍONS NA PASSIVAÇÃO DE SILÍCIO POLICRISTALINO

G.M. Sandonato e M.A.G.S. Pajanian*

Atualmente, a utilização de silício policristalino se apresenta como uma alternativa viável para a fabricação de células solares que possam converter a energia solar a baixo custo. Um dos problemas que ainda não foram resolvidos é o baixo valor da tensão em circuito aberto, devido às altas correntes de saturação, presumivelmente ocasionadas pela recombinação nos contornos de grão e intra-grão do silício policristalino. Uma das técnicas utilizadas para minimizar estes efeitos é a introdução de hidrogênio no material policristalino para passivar seus defeitos. Para isto, basta que este substrato seja exposto à incidência de íons de hidrogênio, provenientes de uma descarga luminiscente (glow) gerada por radiofrequência ou de uma fonte de íons por bombardeio eletrônico (Kaufman). Sendo o propulsor iônico uma fonte de íons do tipo Kaufman, foi relativamente fácil adaptá-lo para a irradiação de amostras de silício policristalino. Este trabalho foi realizado em conjunto com o Laboratório de Microeletrônica da Escola Politécnica da USP, que forneceu as amostras. Estas amostras apresentavam um tamanho de 5 x 5mm e foram submetidas à irradiação por feixe de íons de hidrogênio, com energia variável entre 300 e 500eV, durante um tempo de 12 minutos. A temperatura da amostra também foi variada desde a temperatura ambiente até 300C, de modo a facilitar a penetração dos íons de hidrogênio.

Após a irradiação as amostras foram analisadas utilizando-se a técnica de reação nuclear, em que um feixe de partículas incide sobre a amostra. A Figura 54 mostra os perfis de hidrogênio obtidos pela técnica de reação nuclear no Centre d'Études Nucléaires de Grenoble, Laboratoire D'Electronique et de Technologie de L'Informatique, Grenoble, França (Pajanian e Sandonato, 1988).

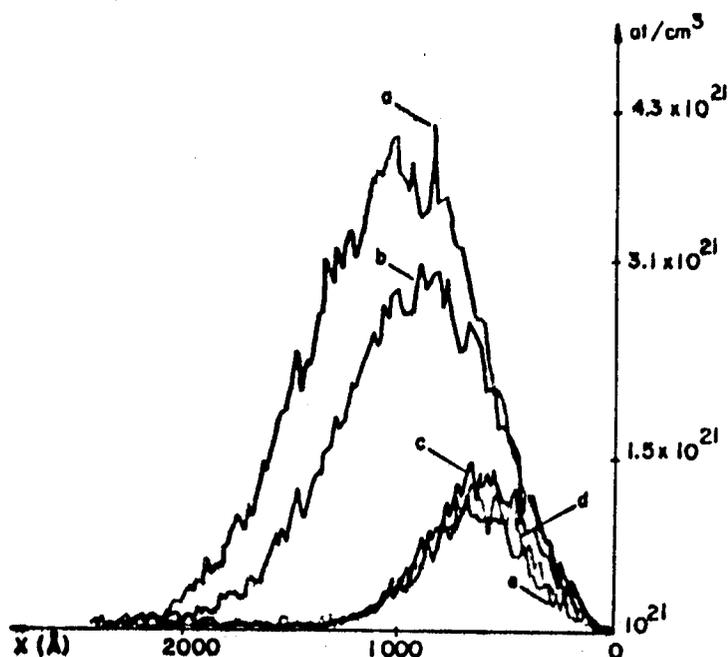


Fig. 54 - Perfis de hidrogênio obtidos através da técnica de análise por reação nuclear, em substratos de silício policristalino: a) e b) difusão de hidrogênio em plasma RF por 6 horas, os demais implantação rasa de hidrogênio; c) $E = 300\text{eV}$, $T = 300\text{C}$, $t = 12$ minutos; d) e e) $E = 500\text{eV}$, $T = 300\text{C}$, $t = 12$ minutos.

A partir desta figura obteve-se, aparentemente, maiores densidades de íons penetrantes para irradiação com plasma de RF, em que os íons têm menor energia ($\sim 50\text{eV}$). Entretanto, como o tempo de irradiação (6 horas) foi muito maior com o plasma de RF, a dose de irradiação do substrato neste caso é também muito maior do que a dose imposta pela fonte de íons. Além disso, a partir de publicações recentes, sabe-se que melhores resultados têm sido conseguidos com energias superiores a 1keV , empregando a fonte Kaufman. A próxima etapa deste trabalho será no sentido de equiparar as doses de irradiação com o plasma por RF e com o fei

xe de íons da fonte Kaufman, de modo a se obter uma melhor comparação entre os dois processos. Será também aumentada a energia do feixe para a faixa de 1keV. Para isto será necessário realizar modificações nas fontes de alimentação do propulsor iônico, através da utilização de transformadores de isolamento para alta tensão entre as fontes e a rede elétrica.

* Laboratório de Microeletrônica da Escola Politécnica da USP.

REFERÊNCIAS

PAJANIAN, M.A.G.S.; SANDONATO, G.M. *Implantação de íons de baixa energia em silício policristalino*. Documento técnico ADM.27.RT.02, LME, EPUSP, São Paulo, maio 1988, 4 p.

9 - PLASMA TOROIDAL (PTOR)

No projeto Plasma Toroidal são desenvolvidas atividades teóricas e experimentais diretamente relevantes à pesquisa em fusão termonuclear controlada. As atividades teóricas estão principalmente concentradas no estudo do aquecimento e geração de corrente, em plasmas magnetizados, por ondas eletromagnéticas nas faixas de frequências híbrida inferior e ciclotrônica dos elétrons. São também realizados estudos visando o projeto conceitual de um tokamak de pequena razão de aspecto (tokamak esférico) que está sendo proposto como principal experimento, na área de fusão termonuclear controlada, para o futuro Laboratório Nacional de Plasma. Na área experimental, pretende-se iniciar a construção de injetores de feixes iônicos intensos tendo em vista a utilização de feixes de íons diretamente no aquecimento e na geração de corrente em configurações de confinamento magnético toroidais.

Durante o ano de 1987, especificamente, foram realizados estudos teóricos e computacionais sobre a propagação e o amortecimento de ondas do tipo helicon em tokamaks. Quanto às ondas na segunda harmônica da frequência ciclotrônica de elétrons, investigou-se, também usando técnicas computacionais, o efeito de elétrons energéticos na absorção da potência. Estes estudos utilizaram a técnica de traçado de raios em plasmas não uniformes em confinamento magnético toroidal. Foram também realizados, em 1987, os estudos preliminares relativos ao projeto de um tokamak compacto, com razão de aspecto mínima próxima a 1,7. Este projeto incorporou conceitos avançados, tais como partida e excitação de corrente por ondas ciclotrônicas de elétrons e por ondas híbridas inferiores, aquecimento do plasma por meio de feixes intensos de íons, além do atingimento de valores elevados de β associado ao decréscimo da razão de aspecto. Finalmente, foi elaborada, durante o ano de 1987, a proposta de desenvolvimento de injetores de feixes intensos de íons. O desenvolvimento dos diodos com fonte de anodo ativo, necessários para a extração dos feixes iônicos, seria precedido pela construção de diodos tipo "flashboard", que produzem um componente apreciável de partículas neutras. Eliminando-se o componente iônico, o feixe de partículas neu

tras poderia ser utilizado como um poderoso instrumento de diagnóstico de plasmas.

9.1 - PROPAGAÇÃO E AMORTECIMENTO DE HELICONS EM TOKAMAKS

C.S. Shibata, A. Montes

A propagação de helicons ("whistler waves") num plasma magnetizado é caracterizada por apresentar $n_{||} > 1$, $\omega_{pe}/\omega \gg 1$ e $\omega_{ce}/\omega \gg 1$, onde $n_{||} = k_{||}c/\omega$ é o índice de refração paralelo à direção do campo magnético. Estas peculiaridades implicam a ausência de corte em altas densidades, diversamente do que ocorre com as ondas ordinária e extraordinária, tornando este modo altamente promissor para fins de aquecimento auxiliar em plasmas termonucleares. Durante o ano de 1987 foi feito um estudo sistemático da propagação de helicons em plasmas toroidais inhomogêneos e magnetizados, e da sua absorção via amortecimento de Landau, usando um código de traçado de raios desenvolvido no LAP.

Na formulação do modelo de equilíbrio foi considerado um plasma toroidal de raio maior R_0 e de seção circular de raio a , com o eixo magnético coincidente com o eixo geométrico. Foram supostos perfis parabólicos para a densidade e para a temperatura dos elétrons, de acordo com as expressões:

$$n_e(\rho) = n_{e0}(1 - \rho^2) ,$$

$$T_e(\rho) = T_{e0}(1 - \rho^2) ,$$

e um perfil de campo magnético toroidal dado por:

$$B_\phi(x) = B_{\phi0}/(1 + x/R_0) ,$$

onde $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}/a$ é o raio polar normalizado na seção poloidal. A indução poloidal é determinada a partir da expressão para $T_e(\rho)$ via modelo de resistividade de Spitzer, que dá por resultado:

$$B_p(\rho) = B_{pa} \rho [1 - (1 - \rho^2)^{5/2}] .$$

Nas expressões acima, n_{e0} , T_{e0} e $B_{\phi 0}$ são, respectivamente, os valores da densidade eletrônica, da temperatura eletrônica e da indução toroidal sobre o eixo geométrico, e B_{pa} o valor da indução poloidal na borda do plasma, relacionado com a corrente total no plasma, I_p , por:

$$B_{pa} = \mu_0 I_p / (2\pi a) .$$

Dentro da validade da aproximação da óptica geométrica (para $f \sim 10\text{GHz}$ tem-se $\lambda \sim 1\text{cm} \ll a$), a propagação de ondas é descrita pela relação de dispersão para plasma frio:

$$(n_1^2 - n_{11}^2)(n_1^2 - n_{12}^2) = 0 ,$$

com:

$$n_{11,2}^2 = 1 - n_{ii}^2 - X \pm \frac{XY}{2} \left[\frac{\Delta \mp (1 + n_{ii}^2)Y}{1 - X - Y^2} \right] ,$$

$$\Delta = [(1 - n_{ii}^2)^2 Y^2 + 4n_{ii}^2(1 - X)]^{1/2} ,$$

$$X = \omega_{pe}^2 / \omega^2 ,$$

$$Y = \omega_{ce} / \omega ,$$

onde ω_{pe} e ω_{ce} são, respectivamente, as frequências de plasma e de cíclotron dos elétrons, e ω é a frequência angular da onda injetada. Pode-se verificar que, para $n_{ii} > 1$, $X > 1$ e $Y > 1$, o modo apresenta cortes ($n_1^2 = 0$) em:

$$X_1 = 1 ,$$

$$X_2 = (n_{ii}^2 - 1)(Y - 1) ,$$

e um ponto de coalescência ($\Delta = 0$, $n_{11}^2 = n_{12}^2$) em:

$$X_C = 1 + \left[\frac{(n_{11}^2 - 1)Y}{2n_{11}} \right]^2 .$$

Nos casos particulares em que $n_{11}^2 \gg 1$ obtêm-se:

$$X_2 \approx (Y - 1)n_{11}^2 ,$$

$$X_C \approx (Y/2)^2 n_{11}^2 .$$

Utilizando esta aproximação para X_C e pondo $\Delta = 0$ na expressão para o índice de refração perpendicular, verifica-se que n_{11}^2 é dado, no ponto de coalescência, por:

$$n_{1C}^2 \approx [(Y/2)^2 - 1]n_{11}^2 = X_C - n_{11}^2 .$$

A partir das três últimas expressões, pode-se concluir que:

$$X_2 < X_C < n_{11}^2 , \quad n_{1C}^2 < 0 \quad \text{para } Y < 2 ,$$

$$X_2 = X_C = n_{11}^2 , \quad n_{1C}^2 = 0 \quad \text{para } Y = 2 ,$$

$$n_{11}^2 < X_2 < X_C , \quad n_{1C}^2 > 0 \quad \text{para } Y > 2 .$$

Este comportamento é confirmado pelos gráficos mostrados na Figura 55.

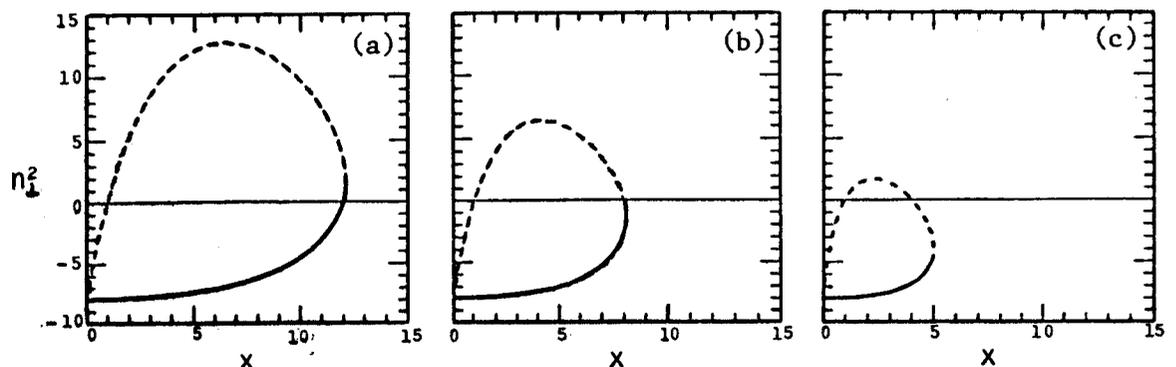


Fig. 55 - Variação de n_1^2 com X quando $n_{11} \gg 1$ e (a) $Y > 2$, (b) $Y = 2$ e (c) $Y < 2$.

Finalmente, a condição $\Delta^2 \geq 0$, necessária para a propagação do modo, pode ser escrita na forma:

$$n_{||} \geq n_{||}^*(X, Y) = (\sqrt{X-1} + \sqrt{X-1+Y^2})/Y .$$

A variação de Δ^2 com $n_{||}$, para alguns valores de X e Y é mostrada na Figura 56. Observe-se que cada curva apresenta dois zeros, um de cada lado do ponto $n_{||} = 1$ (as curvas tangenciam este ponto quando $X = 1$, para todos os valores de Y); assim, para os helicons com $n_{||} > 1$, as regiões onde $\Delta^2 > 0$ ficam restritas à direita do segundo zero de cada curva, dado por $n_{||}^*(X, Y)$.

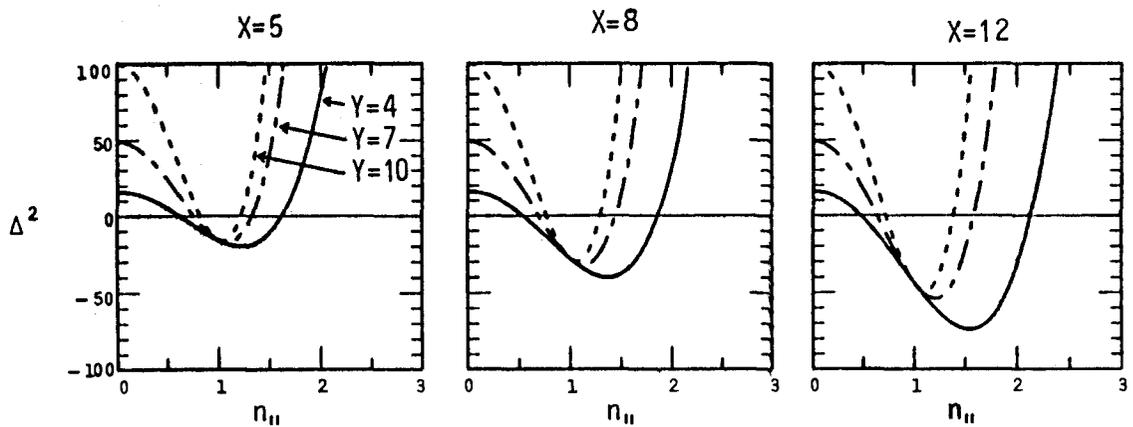


Fig. 56 - Variação de Δ^2 com $n_{||}$, X e Y . O segundo zero de cada curva é dado por $n_{||}^*(X, Y)$.

Para $\omega < \omega_{ce}$, o mecanismo predominante de absorção da potência da onda por elétrons do plasma é o amortecimento de Landau, que consiste num processo não-colisional de interação partícula-onda. Este fenômeno é introduzido no formalismo matemático escrevendo-se:

$$n_{\perp} = n_{\perp r} + i n_{\perp i} ,$$

onde n_{1r} é a solução (real) da relação de dispersão para plasma frio, e

$$|n_{1i}| \sim \exp(-\zeta^2) \ll n_{1r} ,$$

é o termo resultante dos efeitos térmicos nos elementos do tensor dielétrico do plasma, com:

$$\zeta = (1/\sqrt{2}n_{11})(c/v_{th}) ,$$

e sendo $v_{th} = (T_e/m_e)^{1/2}$ a velocidade térmica dos elétrons. Por outro lado, pela aproximação da óptica geométrica tem-se que o decaimento da potência ao longo do raio é dado por $P = P_0 \exp(-\tau)$, de maneira que a potência absorvida pelo plasma até um determinado ponto é:

$$P_{abs} = P_0 - P = P_0(1 - e^{-\tau}) ,$$

onde P_0 é a potência incidente e τ é a profundidade óptica, relacionada com n_{1i} por:

$$\tau = 2k_0 \int_0^{\ell} n_{1i} \hat{k} \cdot d\vec{r} .$$

Para efeito de análise do comportamento da taxa de amortecimento da onda, foram considerados três parâmetros (n_{11} , X_0 , Y_0) que foram variados separadamente. Os valores destes parâmetros e os resultados de absorção de uma onda de frequência $f = 10\text{GHz}$, propagando-se num tokamak de raio maior $R_0 = 55\text{cm}$ e raio menor $a = 22\text{cm}$, são mostrados na Tabela 2.

TABELA 2

PARÂMETROS $n_{||}$, X_0 e Y_0 VARIADOS EM CADA SIMULAÇÃO, COM OS RESPECTIVOS NÚMEROS DE ETAPAS DE INTEGRAÇÃO E POTÊNCIAS ABSORVIDAS

caso	$n_{ }$	X_0	Y_0	n_{eo} ($10^{12}/\text{cm}^3$)	$B_{\phi 0}$ (kG)	τ_{eo} (keV)	nº etapas de integração	P_{abs}
(a)	4	3	3	3,72	10,7	1,0	1140	88,52%
(b)	5	3	3	3,72	10,7	1,0	309	99,96%
(c)	4	40	3	49,60	10,7	1,0	800	98,90%
(d)	4	3	8	3,72	28,6	1,0	1930	70,33%

Da comparação dos três últimos casos da tabela com o caso (a), tomado como referência, observa-se que o aumento em $n_{||}$ ou em X_0 resulta numa maior absorção em menor tempo, e o comportamento inverso é exibido em relação a Y_0 . Assim, conclui-se que a taxa de amortecimento aumenta com $n_{||}$ (maior valor do componente paralelo do vetor de onda \vec{k}) e com a densidade do plasma, porém diminui com o aumento do campo magnético aplicado. As trajetórias dos raios em cada um dos quatro casos acima são mostradas na Figura 57, onde cada sinal "+" corresponde a um incremento de 5% na potência absorvida da onda.

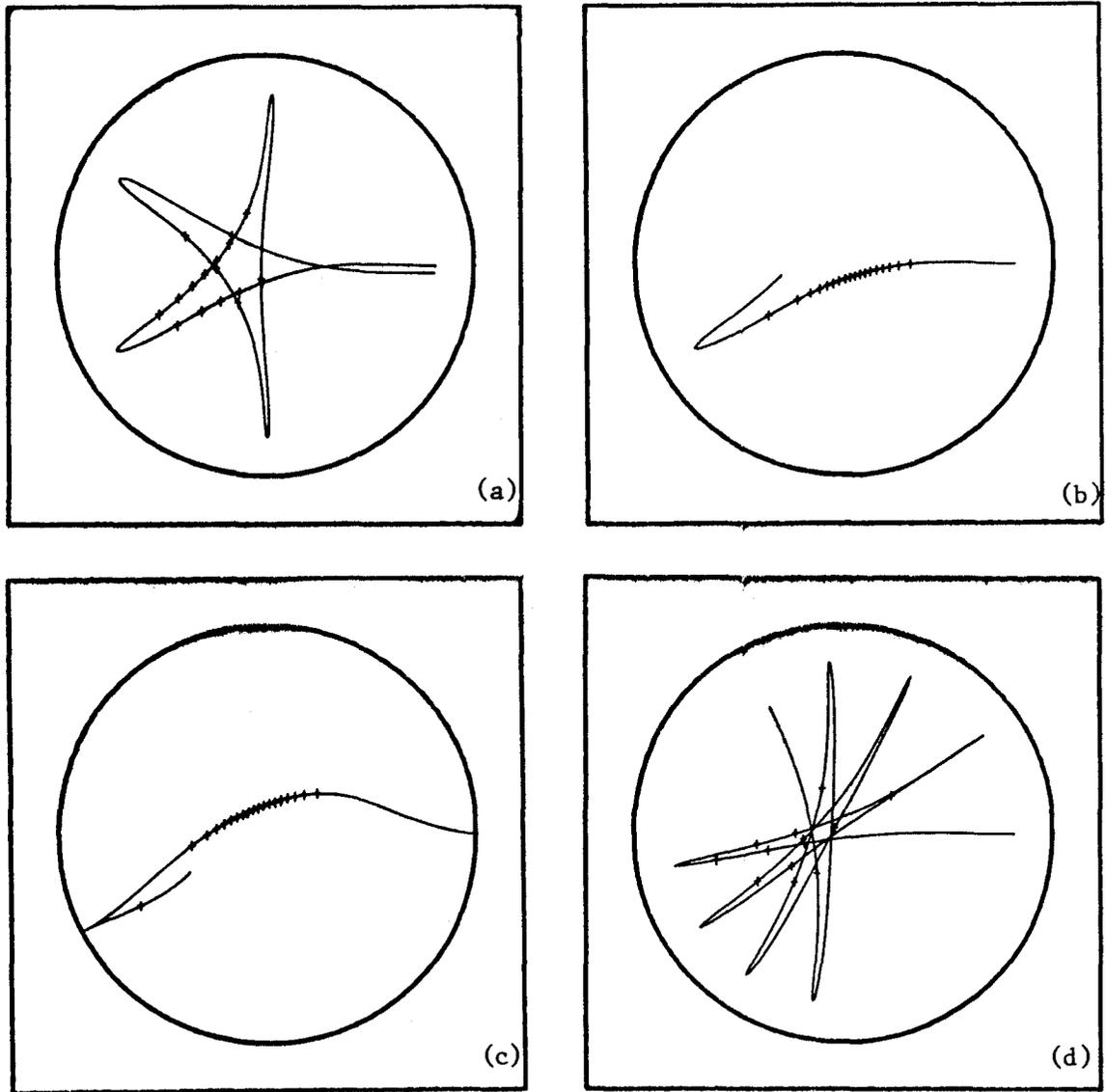


Fig. 57 - Projeção da trajetória dos raios, na seção poloidal do tokamak, para cada um dos casos referidos na Tabela 2. Comparativamente ao caso (a), observa-se a rápida absorção em (b) e (c), ao contrário do caso (d) em que, apesar do maior tempo de propagação, resultou um menor amortecimento. Em todos os quatro casos, o lado interno do tokamak está à esquerda.

9.2 - ABSORÇÃO DE ONDAS NA SEGUNDA HARMÔNICA DA FREQUÊNCIA CICLOTRÔNICA DE ELÉTRONS POR ELÉTRONS ENERGÉTICOS EM PLASMAS TOROIDAIS

J.P. Leite, A. Montes

Um código de traçado de raios tridimensional (Fielding, 1980), com uma rotina de absorção completamente relativística, vem sendo empregado no estudo da propagação e absorção de ondas de radiofrequência por ressonância ciclotrônica de elétrons na segunda harmônica em plasmas toroidais. A técnica de aquecimento na segunda harmônica da frequência ciclotrônica de elétrons possibilita empregar a tecnologia existente para o girotron em conjunção com campos magnéticos relativamente pouco intensos ($B \sim 1T$) em estudos de plasmas toroidais de alto β . Além disso, é possível também lançar as ondas de radiofrequência do lado externo do tokamak (lado de baixo campo) sem que o corte do modo extraordinário de baixa densidade interponha-se entre a fonte e a ressonância. O objetivo fundamental é concentrar a deposição de energia em elétrons com valores elevados da velocidade ressonante, quando comparados com a velocidade térmica, porque nesta situação os elétrons absorvedores possuem baixa colisionalidade e isto pode vir a favorecer o mecanismo de excitação de corrente.

Os elétrons do plasma são caracterizados pela distribuição de velocidades:

$$f(p_{\perp}, p_{\parallel}) = (1 - \eta)f_b(p_{\perp}, p_{\parallel}) + \eta f_t(p_{\perp}, p_{\parallel}),$$

onde as distribuições de velocidade principal, f_b , e da cauda, f_t , são dadas por:

$$f_b(p_{\perp}, p_{\parallel}) = \frac{1}{4\pi m^3 c^3} \frac{\mu_b}{K_2(\mu_b)} \exp(-\mu_b \gamma),$$

$$f_t(p_{\perp}, p_{\parallel}) = \frac{1}{4\pi m^3 c^3} \frac{\mu_t}{\gamma_0 K_2(\mu_t)} \exp \left[-\mu_t \left(\gamma_0 \gamma + \frac{p_0 p_{\parallel}}{m^2 c^2} \right) \right],$$

com $\mu = mc^2/T_e$, $\gamma = (1 + p^2/m^2c^2)^{1/2}$; K_2 é a função modificada de Bessel de segunda espécie e ordem 2, $p_0 = \gamma_0 m v_0$ é o momento médio de deslocamento da cauda e n é a fração de elétrons na cauda.

Para descrever o processo de absorção de potência da onda calculou-se o tensor dielétrico do plasma quente para as funções de distribuição acima e, utilizando as equações de Maxwell, obteve-se a relação de dispersão para os modos normais locais:

$$D^C + i \text{Im} D^W = 0,$$

onde D^C é a relação de dispersão para um plasma frio magnetizado e:

$$\text{Im} D^W = D_1 \epsilon_{a,xx} + D_2 \epsilon_{a,xz} + D_3 \epsilon_{a,zz},$$

é a parte imaginária da relação de dispersão para um plasma quente. Os coeficientes D_1 , D_2 e D_3 e a parte anti-Hermitiana do tensor dielétrico $\bar{\epsilon}_a$ são descritos por Bornatici et al. (1986). Usando as relações acima calculou-se o coeficiente de absorção, dado pela parte imaginária do índice de refração:

$$n_i = -\text{Im} D^W \left(\frac{n_{\perp}}{n} \frac{\partial D^C}{\partial n_{\perp}} + \frac{n_{\parallel}}{n} \frac{\partial D^C}{\partial n_{\parallel}} \right)^{-1},$$

onde n_{\parallel} e n_{\perp} são, respectivamente, os componentes paralelo e perpendicular do índice de refração.

Durante o ano de 1987 o modelo acima foi aplicado, como um exemplo, ao tokamak Doublet III (raio maior $R_0 = 1,67\text{m}$, raio menor $a = 0,67\text{m}$). A configuração de lançamento (lançamento do topo ou lançamento no plano equatorial) foi escolhida como aquela adequada ao controle do intervalo de valores de v_{\parallel} no qual a energia da onda é depositada.

As simulações foram feitas para uma onda com frequência de 60GHz e para uma indução magnética central no intervalo $1,14T \leq B_0 \leq 1,5T$, no regime de baixas densidades.

Em todas as simulações realizadas o equilíbrio do plasma foi representado por um perfil parabólico para a densidade eletrônica (do corpo principal e da cauda), a indução magnética toroidal variou inversamente com o raio maior e a indução magnética poloidal foi calculada a partir da lei de Ampère, para uma dada corrente total no plasma. Os raios foram lançados da borda do plasma com vetor de onda inicial \vec{k}_0 ($k_0 = \omega/c$) numa distribuição cônica que representa uma configuração de antena típica; a abertura angular total do cone foi tomada igual a 10° . A onda foi lançada no modo extraordinário, pois o modo ordinário é fracamente absorvido até mesmo para incidência oblíqua ao campo. Investiu-se a dependência da eficiência de absorção com a geometria de lançamento (posição e ângulo de lançamento relativo à direção perpendicular ao campo magnético), com os parâmetros do plasma e com os parâmetros da cauda, n , v_0 e T_t , onde n é a fração de elétrons, v_0 é a velocidade média de deslocamento e T_t é a largura térmica da cauda.

Inicialmente, considere-se a dependência com os parâmetros externos. A Figura 58 mostra a influência da posição de lançamento na deposição de energia da onda. Para lançamentos no plano equatorial (lado de alto campo) a deposição de energia no espaço de velocidades é muito difusa, o que não é conveniente para acelerar os elétrons energéticos. Verifica-se também que o pico de deposição ocorre sobre os elétrons mais lentos. Quando a onda é lançada do topo a deposição ocorre num intervalo bem mais estreito e tem um máximo em elétrons rápidos ($\alpha_{\max} \sim 7$). Estes resultados independem do ângulo de lançamento ou da indução magnética toroidal B_0 . Com relação ao valor da indução magnética central B_0 , constata-se que a absorção em regiões próximas ao centro do toróide ($r \leq a/3$), onde a densidade é maior, cresce levemente com B_0 , embora a absorção total diminua devido ao afastamento dos raios da camada de ressonância deslocada por efeito Doppler. Observa-se, também, que a velocidade ressonante média dos elétrons aumenta acentuadamente com

B_0 . Isto é de interesse nos experimentos de geração de corrente, pois a eficiência é proporcional ao quadrado da velocidade ressonante. Por outro lado, para induções magnéticas $B_0 \geq 1,3T$ a deposição de energia ocorre num espectro muito amplo de velocidades. O outro parâmetro relevante de controle externo é o ângulo de lançamento ϕ com o qual o guia de onda é posicionado em relação à normal ao campo magnético. A deposição em elétrons de alto $v_{||}$ aumenta com a diminuição de ϕ e, embora a absorção total no toróide diminua, perto do centro ($r \leq a/3$) ocorre um leve aumento. Um aspecto de considerável interesse é que o aumento de ϕ propicia uma deposição sobre um espectro menor de velocidades. Assim, é possível combinar um valor elevado da indução magnética ($B_0 \sim 1,3T$) com um valor intermediário do ângulo de lançamento ($\phi \sim 20^\circ$) com a finalidade de obter uma deposição de energia sobre elétrons de alta velocidade num intervalo mais estreito do espaço de velocidades. Estes resultados são ilustrados nas Figuras 59 e 60.

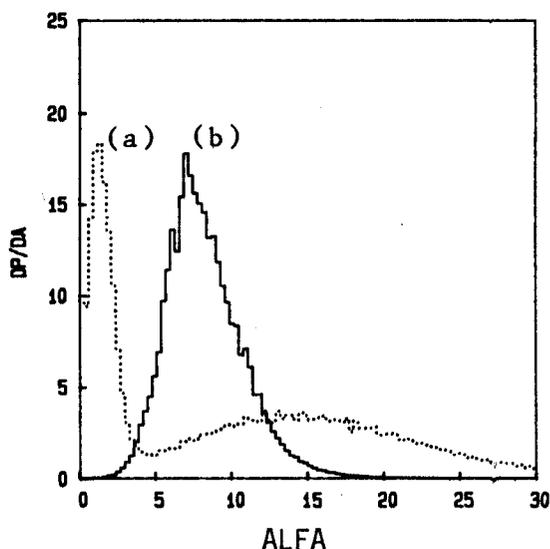


Fig. 58 - Potência depositada por unidade de intervalo de velocidade, $\Delta p/\Delta \alpha$, em função de α , onde α é a velocidade ressonante (não-relativística) normalizada em relação à velocidade térmica v_b [$\alpha = (\omega - 2\omega_{ce})/k_{||}v_b$]; (a) lançamento do plano equatorial (lado interno); (b) lançamento do topo. Parâmetros do plasma: $n_0 = 5 \times 10^{18} m^{-3}$, $T_0 = 1keV$, $B_0 = 1,2T$, $\phi = 15^\circ$. Parâmetros da cauda: $\eta = 0,02$, $v_0 = 2v_b$, $T_t = 20keV$.

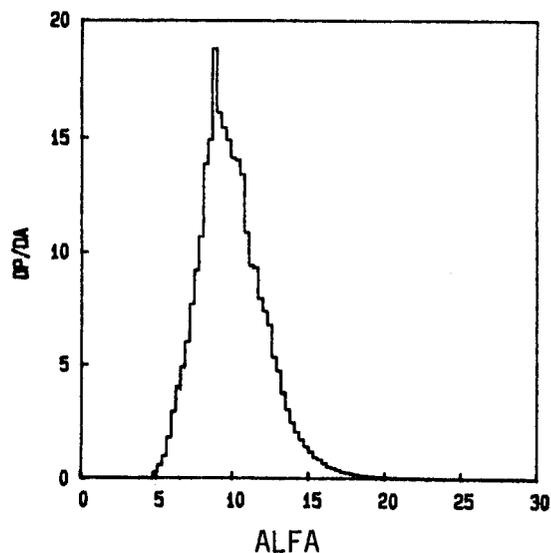


Fig. 59 - Perfil de deposição de potência por unidade de intervalo da velocidade ressonante em função desta velocidade para $B_0 = 1,3T$ e $\phi = 20^\circ$. Os outros parâmetros são os mesmos da Figura 58.

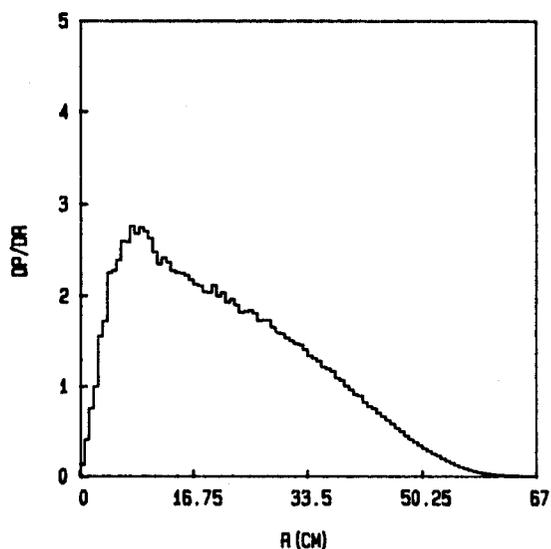


Fig. 60 - Potência depositada por unidade de intervalo de comprimento radial em função da distância r do eixo magnético. Quase 50% da energia da onda é depositada na região $r \leq a/3$. Os parâmetros são os mesmos da Figura 59.

Resta considerar a dependência da absorção com os parâmetros da cauda. O efeito da presença de uma cauda supratérmica na distribuição de velocidades eletrônica de um plasma de baixa densidade é observado na Fig. 61, que mostra a projeção das trajetórias dos raios na seção poloidal do tokamak. Quase toda a absorção da radiação incidente ocorre na camada de ressonância deslocada por efeito Doppler, isto é, a energia é depositada nos elétrons de elevada velocidade paralela da cauda. É importante determinar como a absorção varia com os parâmetros n , v_0 e T_t da cauda. Os valores destes parâmetros devem ser escolhidos levando-se em conta que os elétrons da cauda, com distribuição de velocidades dada por $f_t(p_0, p_{||})$, são responsáveis pela corrente, que deve assumir valores que caracterizam o plasma no tokamak em questão. Apenas caudas monotonicamente decrescentes foram consideradas, já que aquelas com inclinação local positiva apresentam instabilidades. A influência de cada um dos parâmetros foi analisada mantendo-se os outros parâmetros, do plasma e da cauda, fixos. Os resultados permitem concluir que:

- Para as caudas mais populosas a absorção de energia é quase total, com a deposição ocorrendo sobre elétrons com valores elevados da velocidade ressonante média. A Fig. 62(a) mostra que, para uma cauda com $n=0,03$, uma razoável absorção (cerca de 42 %) está concentrada na região de maior densidade ($r < a/3$) e a Fig. 62(b) mostra que a deposição da energia ocorre sobre elétrons que possuem velocidade ressonante média 8,5 vezes maior que a velocidade térmica.
- A velocidade média de deslocamento da cauda tem pouca influência na deposição de energia da onda para o intervalo de parâmetros de interesse.
- A absorção aumenta com a largura térmica da cauda até valores $T_t \sim 36$ keV. Para valores maiores o efeito da redução de $\partial f / \partial v_{||}$ torna-se preponderante e conduz a uma acentuada redução da absorção.

Deve-se enfatizar que a velocidade ressonante média dos elétrons aumenta com T_t , mas para valores $T_t > 36$ keV a taxa de crescimento é muito pequena.

Em conclusão, verificou-se que, para uma configuração adequada de lançamento, o aquecimento por ressonância ciclotrônica de elétrons na segunda harmônica pode ser concentrado sobre os elétrons de alta velocidade de um plasma caracterizado por distribuições de velocidade assimétricas, isto é, pode ser um bom método para gerar corrente contínua em dispositivos do tipo tokamak. Este mesmo tipo de procedimento deverá ser aplicado, em 1988, ao estudo de plasmas de altas densidades e temperaturas, e deverá ser desenvolvida uma rotina para calcular auto-consistentemente a corrente gerada pela deposição de energia da onda. Para isso será aplicado o tratamento de Fokker-Planck.

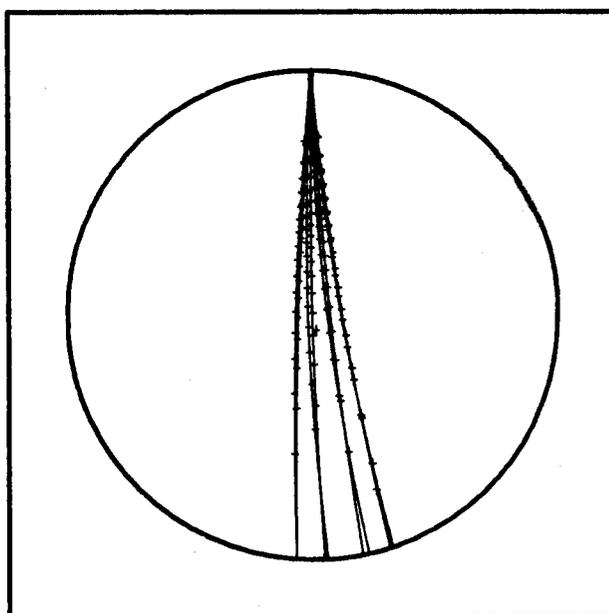


Fig. 61 - Projeção das trajetórias dos raios na seção poloidal do tokamak para um plasma com $n_0=5 \times 10^{18} \text{m}^{-3}$, $T_0=1 \text{keV}$, $B_0=1,2 \text{T}$ e para uma cauda com $n=0,02$, $v_0=2v_b$, $T_t=20 \text{keV}$. Cada sinal "+" assinala um decréscimo de 5% na energia da onda que atravessa o plasma.

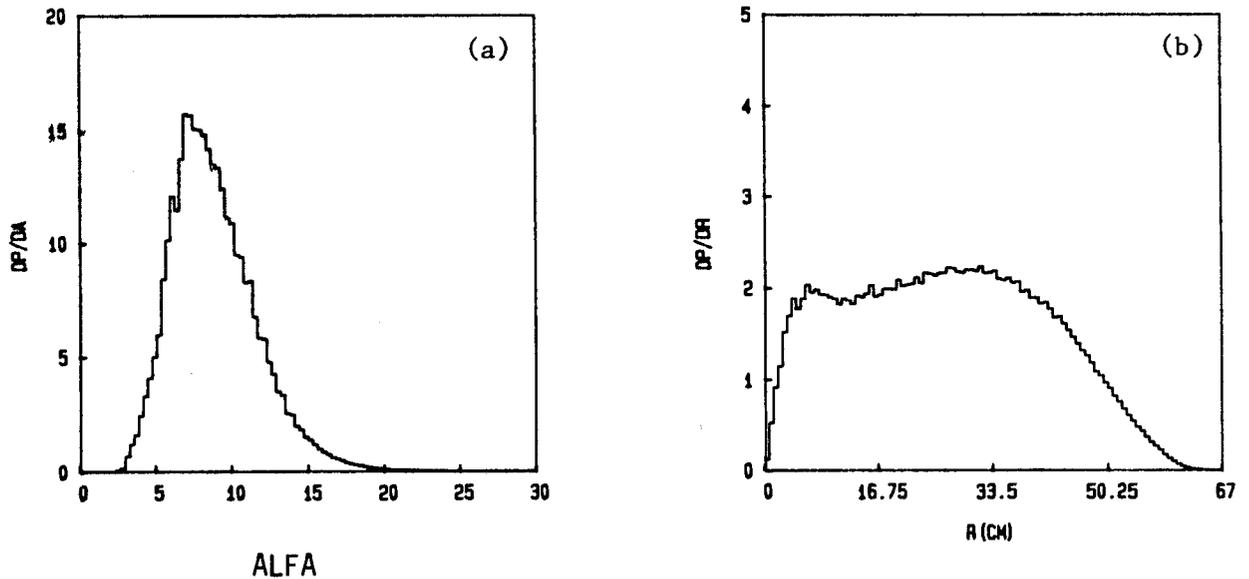


Fig. 62 - (a) Deposição da energia em função da velocidade α , para um plasma com os mesmos parâmetros da Fig. 58 e para uma cauda com parâmetros $\eta=0,03$, $v_0=2v_b$ e $T_t=20\text{keV}$.
(b) Deposição da energia em função da distância ao eixo magnético do toróide.

REFERÊNCIAS

- BORNATICI, M.; RUFFINA, U.; WESTERHOF, E. Electron Cyclotron Absorption and Emission in the Presence of Small Populations of Streaming Electrons. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 28(4):629-645,1986.
- FIELDING, P.J. A Toroidal Ray-Tracing Program for the Electron Cyclotron Range of Frequencies. Program Library Note nº 6/88, Theory Division, Culham Library, 1980.

9.3 - PROJETO CONCEITUAL DE UM TOKAMAK COMPACTO EXCITADO POR RADIOFREQUÊNCIA

R.M.O. Galvão, L.C.S. Gões*, G.O. Ludwig, A. Montes, M. Ueda.

Estudos recentes, baseados na lei de escala de Troyon (1984), indicam melhorias sensíveis da estabilidade magnetoidrodinâmica,

em configurações de confinamento magnético axi-simétricas, com o decréscimo da razão de aspecto $A=R/a$ do plasma toroidal. As variáveis R e a denotam, respectivamente, o raio e a meia largura da coluna de plasma. Em particular, o valor médio de β (razão entre as pressões cinética e magnética no plasma) pode atingir valores da ordem de 20% sem excitar instabilidades magnetoidrodinâmicas perigosas. O valor limite de β atingido em grandes tokamaks atualmente em operação se encontra abaixo de 5% enquanto que o valor necessário para reatores de fusão situa-se em torno de 10%. Estas previsões teóricas de desempenho superior motivaram a proposta de construção de um tokamak de pequena razão de aspecto, denominado ETA (Experimento Toroidal Avançado), que se constituiria no principal experimento na área de fusão termonuclear controlada do futuro Laboratório Nacional de Plasma, segundo o documento intitulado "Programa Nacional de Plasma" (1987). Tendo em vista este objetivo, foram iniciados no LAP, durante o ano de 1987, os estudos preliminares visando o projeto conceitual deste tokamak (Galvão et al, 1987).

De acordo com a lei de escala de Troyon, o valor crítico de β é dado por

$$\beta_{\text{crit}} = \frac{0,033}{B_0(\text{T})} \frac{I_p(\text{MA})}{a(\text{m})},$$

onde B_0 é o valor da indução no eixo magnético e I_p é a corrente toroidal que circula no plasma. O valor escolhido para a indução toroidal é $B_0 = 1,2 \text{ T}$, para operação no modo extraordinário fundamental irradiado do lado interno da coluna de plasma (lado de campo alto), ou $B_0 = 0,6 \text{ T}$, para operação na segunda harmônica irradiada do lado externo (lado de campo baixo). Estes regimes de operação são bastante eficientes para a excitação de corrente e permitiriam a utilização dos girotrons em 35GHz que estão sendo desenvolvidos no LAP. A corrente de plasma nas condições de equilíbrio pode ser calculada pela expressão (Peng e Strickler, 1986).

$$I_p \text{ (MA)} = \frac{5[a(m)]^2 B_0(T)}{R_0 q_a} \left(\frac{1+k^2}{2} \right) \frac{(1,22 - 0,68\epsilon)}{(1 - \epsilon^2)^2},$$

onde $\epsilon = A^{-1}$ é a razão de aspecto inversa, q_a é o fator de segurança na borda do plasma e k é a alongação da seção poloidal da coluna de plasma. Esta expressão descreve o aumento na corrente de plasma devido aos efeitos da pequena razão de aspecto. Para evitar instabilidades devido aos modos de dobra, o fator de segurança na borda deve ser tomado maior do que 2; possivelmente $q_a \approx 3$ seria um valor apropriado para uma máquina de pequena razão de aspecto. Por outro lado, a coluna de plasma tem uma tendência natural a se alongar na direção vertical quando A diminui, podendo-se supor $1,6 \lesssim k \lesssim 2$ quando $A \lesssim 2$ sem a utilização de campos de quadrupolo para produzir configurações não-circulares. Esta alongação natural confere as características de boa estabilidade da configuração.

O fator limitante na redução da razão de aspecto, A , é o raio do vão central. Neste vão é necessário inserir as colunas verticais internas das bobinas de campo toroidal e o solenóide principal do transformador de aquecimento ôhmico. Através de projeto cuidadoso destes dois componentes é possível reduzir a razão de aspecto a valores mínimos da ordem de 1,7. Uma redução maior somente seria possível se o tokamak pudesse ser operado sem o transformador de aquecimento ôhmico.

Resultados experimentais têm mostrado que ondas híbridas inferiores e ciclotrônicas de elétrons podem excitar a corrente de equilíbrio em tokamaks com bastante eficiência. A potência necessária para excitar tal corrente é dada por (Fisch, 1987)

$$P(\text{MW}) = \eta^{-1} n_e (10^{20} \text{m}^{-3}) I_p(\text{MA}) R(\text{m}),$$

onde η é a eficiência do processo de excitação de corrente e n_e é a densidade eletrônica. O estudo de diversos esquemas de excitação de corrente por meio de ondas de radiofrequência, nas faixas de frequências híbrida inferior e ciclotrônica de elétrons, foi iniciado em 1987, visando

manter a corrente de plasma por meio de processos não-indutivos. Nestas condições, seria possível eliminar o transformador ôhmico e operar o tokamak em regime permanente, além de reduzir a razão de aspecto para valores em torno de 1,2. Além disso, foram iniciados estudos relativos à partida do tokamak utilizando ondas eletromagnéticas. Para isso, desenvolveu-se um modelo zero-dimensional que inclui um campo vertical otimizado para minimizar perdas de partículas. Finalmente, considerou-se também a possibilidade de aquecer adicionalmente o plasma através da injeção de feixes iônicos intensos na coluna de plasma.

(*) Instituto Tecnológico de Aeronáutica, Centro Técnico Aeroespacial, São José dos Campos, SP.

REFERÊNCIAS

FISCH, N.J. Theory of Current Drive in Plasma. *Reviews of Modern Physics*, 59(1):175-234, 1987.

GALVÃO, R.M.O.; GÕES, L.C.S.; LUDWIG, G.O.; MONTES, A.; UEDA, M. Conceptual Design of a Radio-Frequency Driven Compact Tokamak. ENERGY INDEPENDENCE CONFERENCE ON FUSION ENERGY AND PLASMA PHYSICS, Rio de Janeiro, 17 a 21 de agosto de 1987. *Proceedings*. Rio de Janeiro, 1987.

PENG, Y.-K.M.; STRICKLER, D.J. Features of Spherical Torus Plasma. *Nuclear Fusion*, 26(6):769-777, 1986.

Programa Nacional de Plasma. Proposta aprovada pelo Ministro de Estado da Ciência e Tecnologia em 16 de setembro de 1987, Ofício SP 051/87 do Ministério da Ciência e Tecnologia, Brasília, 1987.

TROYON, F.; GRUBER, R.; SAURENMANN, H.; SEMENZATO, S.; SUCCI, S. MHD - Limits to Plasma Confinement. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 26(1A):209-215, 1984.

9.4 - INJETOR DE FEIXE INTENSO DE ÍONS E PARTÍCULAS NEUTRAS PARA DIAGNÓSTICO E AQUECIMENTO DE PLASMAS

M. Ueda, M. Machida*

O desenvolvimento de novas técnicas de diagnóstico e de métodos eficientes de aquecimento de plasmas em confinamento magnético são áreas de grande importância na pesquisa experimental de plasmas termonucleares. Durante o ano de 1987 foram iniciados, no LAP, estudos visando a construção de um injetor de partículas apropriado para aplicações nestas áreas, de maneira eficiente e a custo reduzido. Em síntese, um diodo do tipo "flashboard", pulsado por um gerador Marx de 200 kV e com duração igual a $1\mu\text{s}$, pode ser usado para obter-se feixes de H^0 com densidade de corrente equivalente maior que 10 A/cm^2 , energia em torno de 10 keV e duração de pulso menor que $0,5\mu\text{s}$. Estes feixes de partículas neutras são apropriados para a realização de uma sonda de partículas neutras que poderia ser utilizada na determinação de vários parâmetros importantes em plasmas para pesquisas em fusão. Por outro lado, usando o mesmo gerador Marx mas substituindo o diodo "flashboard" por um diodo com fonte de anodo ativo, é possível extrair um feixe intenso de íons com densidade de corrente maior que 100 A/cm^2 e duração superior a $1\mu\text{s}$. A injeção deste tipo de feixe tem sido proposta como um método alternativo para o aquecimento de plasmas magneticamente confinados (Ott e Manheimer, 1977).

A Fig.63 mostra, esquematicamente, o circuito do gerador Marx de 4 estágios proposto para o injetor de partículas. Os capacitores de $0,7\mu\text{F}$ serão carregados com uma tensão de 50 kV em cada um e a saída do gerador será conectada diretamente aos diodos sem utilizar nenhum circuito de conformação de pulso.

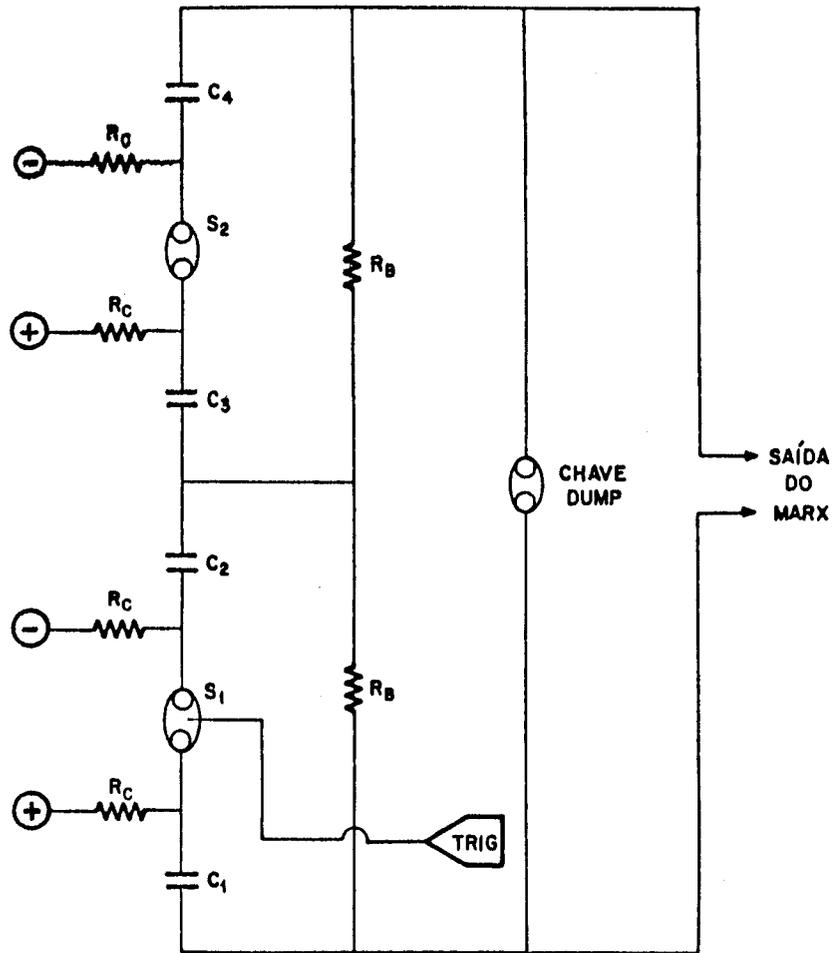


Fig. 63 - Circuito do gerador Marx.

O método de diagnóstico de plasma por sonda de partículas neutras tem sido usado para medir vários parâmetros de plasma, incluindo a densidade local de elétrons (Kadota et al, 1978), a densidade local de íons (Ito et al, 1983), a temperatura local de íons (Ito et al, 1985), a velocidade de deriva do plasma (Ito et al, 1985), a velocidade de rotação dos íons no plasma (Ito et al, 1987) e a indução magnética no interior do plasma (Kamada et al, 1987). Atualmente, um dos objetivos principais na área de diagnóstico de plasma por meio destas sondas é o desenvolvimento de fontes de partículas neutras de alta intensidade e alta energia. Por exemplo, uma estrição -Z ("Z-pinch") capaz de gerar feixes de H^0 com energia máxima de 400 eV, densidade de partículas igual a $3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ e densidade de corrente equivalente igual a 13 A/cm^2

foi usada recentemente como fonte de partículas neutras (Ito et al , 1983). Entretanto, devido à baixa energia do feixe somente uma penetração rasa do plasma foi possível, limitando as medidas à borda do plasma alvo. Outra fonte comumente usada em sondas de partículas neutras é o duoPIGatron com célula de neutralização. Este tipo de fonte, para estas aplicações, fornece um feixe de H^0 com energias elevadas (~ 10 keV) mas com baixa densidade de corrente (400 mA/cm²), requerendo um sistema de detecção bastante sensível para se atingir uma relação sinal / ruído satisfatória.

Um novo tipo de fonte de partículas neutras mais apropriado para utilização em sistemas de diagnósticos deverá ser desenvolvido no LAP a partir de 1988. Um gerador Marx de 200 keV será usado para pulsar diretamente um diodo do tipo "flashboard" com isolamento magnético. O componente iônico do feixe será suprimido por deflexão num campo magnético aplicado enquanto o componente neutral de ~ 10 keV propaga-se diretamente para o interior do plasma, após ser adequadamente colimado para reduzir a divergência do feixe. A produção de partículas neutras em diodos do tipo "flashboard" tem sido investigada no passado, porém visando a sua supressão no espaço interno do diodo para evitar curto circuitos prematuros (Prono et al, 1981; Greenly e Nakagawa, 1982). As medidas efetuadas em vários experimentos usando estes diodos têm indicado não só a produção de plasma de anodo de alta densidade em tais fontes, mas também a produção, no espaço interno do diodo, de um grande número de partículas neutras, que pode atingir até 100 vezes o número de íons no plasma. Acredita-se que os íons acelerados nos milímetros iniciais de um espaçamento > 1 cm sofrem transferência de carga com estas partículas neutras. Esta transferência é mais provável para íons com energias em torno de 10 keV, correspondendo ao valor máximo da seção de choque por transferência de carga. A densidade de corrente equivalente de partículas neutras, observada nos experimentos acima mencionados, atingiu até 100 vezes o valor da densidade de corrente do próprio feixe de íons extraído. Uma fonte tão copiosa de partículas neutras é perfeitamente adequada para a construção de uma sonda de partículas neutras dada a sua alta intensidade (> 10 A/cm²), alta energia (~ 10 keV) e construção relativamente simples. A primeira aplicação da sonda que deverá ser construída no LAP, utilizando esta técnica, será no diagnóstico do plasma da máquina de estricção a

campo inverso CECI. Inicialmente, serão empregadas técnicas espectroscópicas para detectar os efeitos do feixe em interação com o plasma alvo. O arranjo experimental proposto para o sistema de diagnóstico por sonda de partículas neutras num plasma confinado é mostrado na Fig. 64.

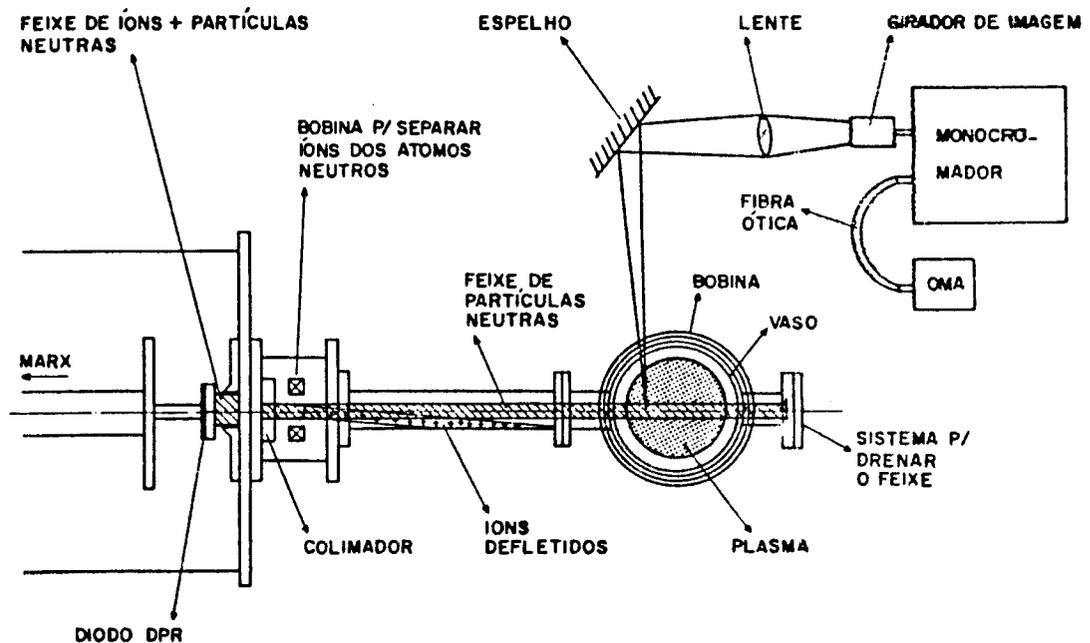


Fig. 64 - Arranjo experimental do sistema de diagnóstico por sonda de partículas neutras e detecção espectroscópica.

Utilizando o mesmo gerador Marx porém substituindo o diodo com uma fonte de anodo ativo (Ueda, 1987) é possível extrair um feixe intenso de íons com baixo teor de impurezas, alta densidade de corrente ($> 100 \text{ A/cm}^2$), alta energia ($\sim 200 \text{ keV}$) e um grande número de partículas por pulso ($> 10^{16}$) para aquecer plasmas em confinamento magnético. A Fig. 65 mostra o desenho esquemático de um diodo semelhante ao que deverá ser utilizado nestes injetores intensos de íons. A penetração do feixe de íons neutralizado em corrente, com as propriedades descritas acima, deverá ocorrer em plasmas confinados por campos magnéticos com indução $< 2 \text{ T}$ pelo efeito de deriva por polarização, já que a condição $(\omega_{pi}/\Omega_i)^2 \gg 1$ é facilmente satisfeita (ω_{pi} é a frequência de

plasma do feixe e Ω_i a frequência ciclotrônica dos íons do feixe no campo magnético de confinamento).

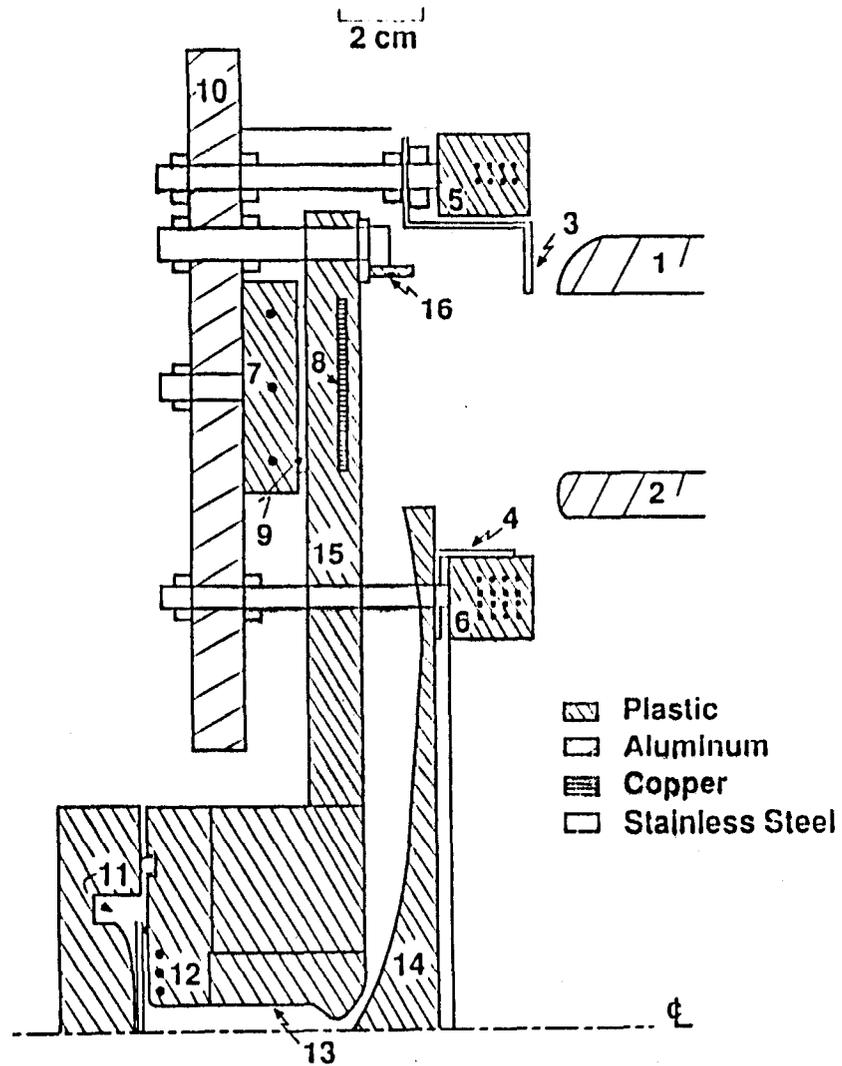


Fig. 65 - Desenho esquemático de um diodo com plasma de anodo produzido por descarga indutiva em gás. FONTE: Ueda (1986).

Em conclusão, descreveu-se a aplicação de um único gerador de pulsos de alta potência em duas áreas distintas. Uma delas envolve o desenvolvimento de uma fonte intensa de partículas neutras para diagnóstico de plasma e a outra visa a geração de feixes iônicos intensos para aquecimento de plasma. O desenvolvimento do gerador Marx comum a estas aplicações deverá ser iniciado em 1988.

(*) Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, SP.

REFERÊNCIAS

- GREENLY, J.B.; NAKAGAWA, Y. *Production of Fast Neutrals in Magnetically-insulated Ion Diodes*. Laboratory of Plasma Physics Studies, Cornell University, Ithaca, NY, October 1982 (LPS 303).
- ITO, Y.; FUKUMOTO, S.; GOTO, S.; ISHIMURA, T. Spectroscopic Measurements of Plasma Ion Density by Neutral Beam Probing. *Japanese Journal of Applied Physics*, 22:981-986, June 1983.
- ITO, Y.; TANJYO, M.; OHI, S.; GOTO, S.; ISHIMURA, T. Ion Rotational Velocity of a Field-reversed Configuration Plasma Measured by Neutral Beam Probe Spectroscopy. *Physics of Fluids*, 30(1):168-174, January 1987.
- ITO, Y.; TSUKUKA, K.; GOTO, S.; ISHIMURA, T. Measurements of Ion Temperature and Drift Energy of Hydrogen Plasma by Neutral Beam Probe Spectroscopy. *Journal of Applied Physics*, 58:1752-1758, September 1985.
- KADOTA, K.; TSUCHIDA, K.; KAWASUMI, Y.; FUJITA, J. Plasma Diagnostics by Neutral Beam Probing. *Plasma Physics*, 20:1011-1023, 1978.
- KAMADA, Y.; UTSUMI, M.; SAITOH, M.; MORIKAWA, J.; NIHEI, H.; YOSHIDA, Z.; INOUE, N. Development of a Beam Probing System for Measurement of Density, Temperature, and Magnetic Field of RFP Plasma. *Review of Scientific Instruments*, 58(4):530-535, April 1987.
- OTT, E.; MANHEIMER, W.M. Cross-Field Injection, Propagation and Energy Deposition of Intense Ion Beams with Application to Tokamak Plasma Heating. *Nuclear Fusion*, 17(5):1057-1065, October 1977.
- PRONO, D.S.; ISHIZUKA, H.; LEE, E.P.; STALLAD, B.W.; TURNER, W.C. Charge-exchange Neutral-atom Filling of Ion Diodes: Its Effect on Diode Performance and A-K Shorting. *Journal of Applied Physics*, 52(4):3004-3011, April 1981.
- UEDA, M.; FERREIRA, A.C.A.; ASO, Y. *Proposta para Construção do Injetor de Partículas Energéticas (IPE)*. São José dos Campos, Julho 1987, 41p. (INPE-4242-RPE/548).

UEDA, M. *Intense Ion Beam from a Magnetically Insulated Diode with an Active Anode Source.* Doctoral Thesis. Cornell University, Ithaca, NY 14850, August 1986.

APÊNDICE A

LISTA DE PUBLICAÇÕES DO LAP/INPE - 1987

Artigos em revistas

- 1) ARIMOTO, H.; SATO, K.I.; NAGATA, A.; MASAMUNE, S.; ASO, Y.; OGAWA, K.; YAMADA, S.; MATSUOKA, A.; OSHIYAMA, H.; TAMARU, T. "Plasma Flow in the Reversed Field Pinch STP-3(M)". Nuclear Fusion, 27, 1021 (1987).
- 2) BITTENCOURT, J.A.; LUDWIG, G.O. "Steady State Behavior of Rotating Plasmas in a Vacuum-Arc Centrifuge". Plasma Physics and Controlled Fusion, 29(5), 601 (1987). (INPE-3914-PRE/950).
- 3) DEL BOSCO, E.; DALLAQUA, R.S.; LUDWIG, G.O.; BITTENCOURT, J.A. "Isotopic Enrichment in a Plasma Centrifuge". Applied Physics Letters, 50(24), 1716 (1987). (INPE-3894-PRE/936).
- 4) CONDE, M.E.; GALVAO, R.M.O.; NASCIMENTO, I.C.; SANADA, E.K.; TUSZEL, A.G. "Shape of the Plasma Boundary in TBR". Revista Brasileira de Fisica 17, 109 (1987).
- 5) UEHARA, M.; GALVAO, R.M.O. "Direct Interaction Approximation for Vlasov Turbulence". ITA Engenharia, aceito para publicação (1987).
- 6) ARISTA, N.R.; GALVAO, R.M.O.; MIRANDA, L.C.M. "Influence of a Strong Laser Field on the Stopping Power for Charged Test Particles in Nondegenerate Plasmas". Journal of the Physical Society of Japan, aceito para publicação (1987).
- 7) LIMA DA SILVA, T.; GALVAO, R.M.O. "Nonlinear Diffusion in the Presence of a Time-Dependent External Electric Field". Plasma Physics and Controlled Fusion, aceito para publicação (1987).

Artigos em anais de conferências

- 1) ALVES, M.V.; CHIAN, A.C.-L. "A Theory of the Coherent Fundamental Plasma Emission in Tokamaks". Proceedings of the Energy Independence Conference on Fusion Energy and Plasma Physics, Rio de Janeiro, RJ, Brazil, World Scientific Publishers Co. Pte. Ltd. (Singapore), August 17-21 (1987).
- 2) ASO, Y.; GALVAO, R.M.O.; UEDA, M. "Design, Construction and Operation of a Small RFP for Turbulent Plasma Studies". Proceedings of the Energy Independence Conference on Fusion Energy and Plasma Physics, Rio de Janeiro, RJ, Brazil, World Scientific Publishers Co. Pte. Ltd. (Singapore), August 17-21 (1987). (INPE-4241-PRE/1116).
- 3) BARROSO, J.J.; CASTRO, P.J.; CORREA, R.A.; GALVAO, G.P.; LUDWIG, G.O.; MONTES, A.; NONO, M.C.A.; ROSSI, J.O. "Gyrotron Development at the Instituto de Pesquisas Espaciais". Proceedings of the Energy Independence Conference on Fusion Energy and Plasma Physics, Rio de Janeiro, RJ, Brazil, World Scientific Publishers Co. Pte. Ltd. (Singapore), August 17-21 (1987). (INPE-4240-PRE/1115).
- 4) BITTENCOURT, J.A.; DEL BOSCO, E.; DALLAQUA, R.S.; LUDWIG, G.O. "Plasma Centrifuge Development at INPE". Proceedings of the Energy Independence Conference on Fusion Energy and Plasma Physics, Rio de Janeiro, RJ, Brazil, World Scientific Publishers Co. Pte. Ltd. (Singapore), August 17-21 (1987). (INPE-4243-PRE/1117).
- 5) GALVAO, R.M.O.; GOES, L.C.S.; LUDWIG, G.O.; MONTES, A.; UEDA, M. "Conceptual Design of a Radio-Frequency Driven Compact Tokamak". Proceedings of the Energy Independence Conference on Fusion Energy and Plasma Physics, Rio de Janeiro, RJ, Brazil, World Scientific Publishers Co. Pte. Ltd. (Singapore), August 17-21 (1987). (INPE-4364-PRE/1190).

- 6) FAGUNDES, A.N.; CRUZ JR., D.F.; GALVAO, R.M.O.; IRABURU, J.E.; NASCIMENTO, I.C.; SA, W.P.; SANADA, E.K.; SILVA, R.P.; TUSZEL, A.G.; VANNUCCI, A.; VUOLO, J.H. "TBR-1 (Brazilian Tokamak) - Recent Results". Proceedings of the Energy Independence Conference on Fusion Energy and Plasma Physics, Rio de Janeiro, RJ, Brazil, World Scientific Publishers Co. Pte. Ltd. (Singapore), August 17-21 (1987).
- 7) BALLONI, A.J.; PAES, A.C.J.; MOURA NETO, C.; SOKI, K.; GALVAO, R.M.O. "Construção de um Canhão de Elétrons para Fusão de Metais". 8o. Congresso Brasileiro de Aplicações de Vácuo na Indústria e na Ciência, Rio de Janeiro, RJ, julho (1987).
- 8) LUDWIG, G.O.; FERREIRA, J.L.; MONTES, A. "Double Layer Formed by Beam Driven Ion-Acoustic Turbulence". Proceedings of the Energy Independence Conference on Fusion Energy and Plasma Physics, Rio de Janeiro, RJ, Brazil, World Scientific Publishers Co. Pte. Ltd. (Singapore), August 17-21 (1987). (INPE-4292-PRE/1163).

Relatórios de Laboratórios (não publicados)

- 1) CASTRO, P.J. "Técnicas de Medidas para Caracterização do Girotron". (INPE-4322-PRE/550).
- 2) CHIAN, A.C.-L.; ALVES, M.V. "A Theory for the Fundamental Radiation of Interplanetary Type III Radio Bursts". (INPE-4194-PRE/1078).
- 3) WATANUKI, J.; DALLAQUA, R.S.; DEL BOSCO, E. "Manual de Operações de um Laser de CO₂ Pulsado de 40MW". (INPE-4865-NTI/282).
- 4) PAES, A.C.J.; GALVAO, R.M.O.; BOSCOLO, P.; PASSARO, A. "Análise de um Canhão de Elétrons para Fusão de Metais". Nota Técnica IEAv-09/87.
- 5) LUDWIG, G.O.; FERREIRA, J.L.; MONTES, A. "Experimental Investigation of Double Layers Formed by Ion-Acoustic Turbulence". (INPE-4296-PRE/1167).

- 6) NONO, M.C.A. "Eletroformação: Princípios Eletroquímicos, Processos de Eletroformação e Eletrodeposição de Cobre". (INPE-4374-NTE/274).
- 7) NONO, M.C.A.; GALVAO, G.P. "Eletroformação de Cobre a partir de Banhos Ácidos de Sulfato: Estudos Preliminares". (INPE-4375-RPE/554).
- 8) NONO, M.C.A.; DEVESAS, T.C. "Sinteribilidade de Aluminas Obtidas a partir da Redução Aluminotérmica de Nb_2O_5 ". FAPESP, processo: 85/1623-0, PMR-IPD (CTA).
- 9) WETZEL, L.F.S.; ROSSI, J.O.; DEL BOSCO, E. "Gerador de Pulsos de 4-Canais com Atrasos Ajustáveis", (INPE-4124-NTE/268).
- 10) SANDONATO, G.M.; FERREIRA, J.L.; FERREIRA, J.G.; LUDWIG, G.O.; MONTES, A. "Propulsor Iônico (PION 1): Testes e Resultados Preliminares". (INPE-4200-RPE/545).
- 11) UEDA, M.; FERREIRA, A.C.A.; ASO, Y. "Proposta para Construção do Injetor de Partículas Energéticas (IPE)". (INPE-4242-RPE/548).

Trabalhos apresentados em conferências (resumos)

- 1) ALVES, M.V.; CHIAN, A.C.-L. "Emissão Eletromagnética w_p Induzida por Ondas de Langmuir". 39a. Reunião Anual da SBPC, Brasília, DF, 12-19 de julho de 1987.
- 2) BITTENCOURT, J.A.; ALVES, M.V. "Simulação Computacional de Fenômenos em Plasmas Utilizando Partículas". 39a. Reunião Anual da SBPC, Brasília, DF, 12-19 de julho de 1987.
- 3) FERREIRA, J.G.; MACIEL, H.S.; FERREIRA, J.L. "Estudo de uma Descarga Termoiônica numa Mistura de Argônio e SF_6 ". 39a. Reunião Anual da SBPC, Brasília, DF, 12-19 de julho de 1987.
- 4) FERREIRA, J.L.; URRUTIA, J.M.; STENZEL, R.L. "Current-Driven Instabilities Observed During Large Current Flow to an Electrode in a Magnetoplasma". American Physical Society, 29th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics, San Diego, CA, USA, November 2-6, 1987.

- 5) PFISTER, H.; GEKELMAN, W.; STENZEL, R.L.; FERREIRA, J.L. "The Dynamics of Current Channels With Large Self Generated Magnetic Fields in Collisionless Plasmas". American Physical Society, 29th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics, San Diego, CA, USA, November 2-6, 1987.
- 6) FERREIRA, J.L.; STENZEL, R.L. "Measurement of High-Frequency Thermal Fluctuations With Antennas in Plasmas". Annual Meeting of the American Geophysical Union, San Francisco, CA, USA, December 6-11, 1987.
- 7) UEHARA, M.; GALVAO, R.M.O. "Aproximação da Interação Direta para Turbulência num Plasma de Vlasov". 39a. Reunião Anual da SBPC, Brasília, DF, 12-19 de julho de 1987. (Suplemento de Ciência e Cultura 39, 304, 1987).
- 8) CRUZ JR., D.F.; SA, W.P.; GALVAO, R.M.O.; SILVA, R.P. "Medida do Espectro das Flutuações Eletrostáticas Turbulentas na Periferia da Coluna de Plasma no TBR". 39a. Reunião Anual da SBPC, Brasília, DF, 12-19 de julho de 1987. (Suplemento de Ciência e Cultura 39, 305, 1987).
- 9) LUDWIG, G.O.; FERREIRA, J.L.; MONTES, A. "Experimental Investigation of Double Layers Formed by Ion-Acoustic Turbulence". Primeiro Simpósio Brasileiro de Plasma Espacial, Instituto de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, SP, 8-11 de setembro de 1987.
- 10) UEDA, M.; ASO, Y.; GALVAO, R.M.O. "Processos Recentes do Experimento de Estrição a Campo Inverso no INPE". 39a. Reunião Anual da SBPC, Brasília, DF, 12-19 de julho de 1987.