

UNESP
Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá

ESTUDO EXP. DE UM GIROTRON
DE 32 GHz E 100 KW

Guaratinguetá
1997



***"Estudo Experimental de um
Girotron de 32GHz e 100kW"***

ALEXANDRE ALVARES PIMENTA

64

T 533.9 --- 16(043)
P 644e

362

362



"ESTUDO EXPERIMENTAL DE UM GIROTRON DE 32GHz E 100kW"

ALEXANDRE ALVARES PIMENTA

CARO LEITOR NÃO
RISQUE O LIVRO

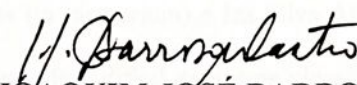
ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
"MESTRE EM FÍSICA"

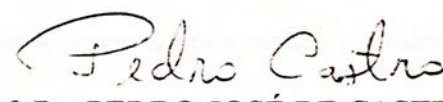
ESPECIALIDADE: FÍSICA
ÁREA DE CONCENTRAÇÃO: FÍSICA DE PLASMAS

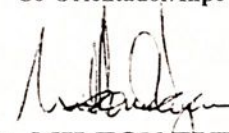
APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO


Prof. Dr. Mauricio Antonio Algatti
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:


Prof. Dr. JOAQUIM JOSÉ BARROSO DE CASTRO
Orientador / Inpe-SJC


Prof. Dr. PEDRO JOSÉ DE CASTRO
Co-Orientador/Inpe-SJC


Prof. Dr. MILTON ELJI KAYAMA
Unesp/Feg

Maio de 1997

FACULDADE DE ENGENHARIA
DE GUARATINGUETÁ
BIBLIOTECA



Agradecimentos

Manifesto minha gratidão a todas as pessoas que de forma direta ou indireta colaboraram para a realização desse trabalho e de forma particular:

aos meus orientadores Dr. Joaquim José Barroso de Castro e Dr. Pedro José de Castro, pela disposição com que sempre me receberam para discussão dos vários tópicos dessa tese, inicialmente sugerindo o tema específico abordado, e depois participando ativamente no amadurecimento dos novos conceitos e no desenvolvimento experimental de cada etapa do trabalho.

aos professores do departamento de Pós-Graduação de Física da UNESP que participaram de minha formação acadêmica, aproveito este espaço para expressar os meus sinceros agradecimentos.

ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), por me proporcionar todas as condições materiais e humanas para a realização deste trabalho.

a CAPES pelo apoio financeiro.

aos meus pais, Jair Alvares Pimenta (in memoriam) e Iza Silva Alvares Pimenta, que mesmo diante das dificuldades materiais, numa fase difícil de nossas vidas, nunca me faltaram com incentivo e carinho para superar os obstáculos e assim prosseguir os meus estudos.

Por fim, a minha querida esposa Sheila Aparecida, pelo carinho e paciência não só durante o desenvolvimento deste trabalho, mas durante toda nossa vida em comum sou eternamente grato.



SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO

1.1 Estado da Arte	2
1.2 O Circuito Controlado dos Motores de Micromotores	7
1.3 Desenvolvimento do Sistema de Alta Potência no LIPNVE	8
1.4 Apresentação do Trabalho	10

2 MECANISMO DE INTERAÇÃO DO CIRCUITO

2.1 Apresentação	12
------------------	----

3 DESCRIÇÃO DO CIRCUITO

3.1 Introdução	13
3.2 O Circuito de Elétrica	15
3.2.1 Montagem e funcionamento do sistema	16
3.3 Circuito de Controle	24
3.4 Circuito de Potência	25
3.5 Transformador - DSE	26
3.6 Circuito de Tensão	28

4 MONTAGEM DO SISTEMA EXPERIMENTAL

4.1 Montagem do Sistema de Alta Potência	29
4.2 Montagem do Sistema de Controle	30
4.3 Montagem do Sistema de Tensão	31

À minha esposa Sheila, aos meus
filhos Arthur e Victor, aos meus
pais: Jair (in memoriam) e Iza.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Revisão Histórica	1
1.2	O Girotron no Contexto das Válvulas de Microondas.....	9
1.3	Desenvolvimento de Girotrons de Alta Potência no LAP/INPE.....	9
1.4	Apresentação do Trabalho.....	10
2	MECANISMO DE INTERAÇÃO DO GIROTRON	11
2.1	Análise Linear.....	11
3	DESCRIÇÃO DO GIROTRON	15
3.1	Introdução.....	15
3.2	O Canhão de Elétrons.....	15
3.2.1	Materiais usados no canhão de elétrons.....	16
3.3	Cavidade Ressonante.....	21
3.4	Coletor e Janela.....	21
3.5	Fonte Pulsada de - 50kV.....	23
3.6	Divisor de Tensão.....	25
4	MONTAGEM DO SISTEMA EXPERIMENTAL	31
4.1	Um Calorímetro para Microondas de Alta Potência.....	31
4.1.1	Construção do Calorímetro.....	31
4.1.2	Considerações de microondas e escolha do absorvedor.....	32



4.1.3	Testes de Reflexão.....	34
4.1.4	Calibração do Calorímetro.....	39
4.1.5	Equivalente Elétrico do Calorímetro.....	43
4.2	Testes Frios no Girotron do LAP/INPE.....	47
4.2.1	Introdução.....	47
4.2.2	Identificação de Modos na Cavidade do Girotron.....	48
4.2.3	Medidas de Perdas na Janela do Girotron.....	56
4.2.4	Medidas de Perdas na Linha de Guiagem do Girotron.....	61
4.3	Sonda Capacitiva.....	64
5	RESULTADOS EXPERIMENTAIS	68
5.1	Dados Obtidos.....	68
5.2	Discussão.....	80
6	CONCLUSÃO	85
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	87
	RELAÇÃO DOS ARTIGOS RESULTANTES DESTA DISSERTAÇÃO	89



Lista de Figuras

1.1	Representação esquemática de um girotron: (1) faixa emissora; (2) catodo; (3) cavidade ressonante; (5) coletor; (6) feixe helicoidal de elétrons; (7) bobina magnética do canhão; (8) bobina magnética da cavidade; (9) bobina magnética do coletor.....	7
1.2	Esquema proposto para criação de plasma artificial através de feixes convergentes de microondas.....	8
2.1	Modelo básico da interação do girotron.....	14
3.1	Diagrama completo do girotron do LAP/INPE.....	19
3.2	Vista em corte do canhão de elétrons do girotron: (1) catodo; (2) faixa emissora; (3) primeiro anodo; (4) segundo anodo; (5) isolador de cerâmica.....	20
3.3	Perfil longitudinal do ressoador de cones truncados.....	22
3.4	Circuito elétrico da fonte pulsada de - 50kV.....	24
3.5	Antigo divisor de tensão.....	26
3.6	Oscilogramas da corrente de coletor e tensão de anodo usando o antigo divisor de tensão.....	27
3.7	Tensões de catodo (V_C) e anodo (V_A) obtidas em teste frio com o antigo divisor de tensão.....	28
3.8	Novo divisor de tensão.....	29
3.9	Tensão de anodo obtida em teste frio com o novo divisor de tensão.....	30
4.1	Estrutura do calorímetro.....	33
4.2	Diagrama de blocos da montagem experimental utilizada na determinação da perda de retorno da calorímetro.....	36
4.3	Perda de retorno para o guia de onda isolado (sem calorímetro).....	37
4.4	Perda de retorno para os elementos do calorímetro.....	38
4.5	Curvas de calibração do calorímetro com potência DC.....	40
4.7	Curvas de calibração do calorímetro com potência de RF.....	42
4.8	Equivalente elétrico do calorímetro.....	44



4.9	Curvas experimentais de evolução de temperatura do calorímetro para vários níveis de potência injetada.....	45
4.10	Curvas de carga de um circuito R-C paralelo simulado no P-Spice.....	46
4.11	Montagem experimental para excitação dos modos $TE_{0,2}$ e $TE_{6,1}$	49
4.12	Configuração de campo elétrico para o modo $TE_{0,2}$	50
4.13	Perfil radial de campo elétrico para o modo $TE_{0,2}$	51
4.14	Perfil azimutal de campo elétrico para o modo $TE_{0,2}$	52
4.15	Configuração de campo elétrico para o modo $TE_{6,1}$	53
4.16	Perfil radial de campo elétrico para o modo $TE_{6,1}$	54
4.17	Perfil azimutal de campo elétrico para o modo $TE_{6,1}$	55
4.18	Montagem experimental para verificação do nível de saída da fonte de microondas a diodo Gunn em função da frequência.....	57
4.19	Potência de saída da fonte de microondas a diodo Gunn em função da frequência.....	58
4.20	Montagem experimental para medida de perda em um disco de teflon de 8mm de espessura...	59
4.21	Perda em uma janela de teflon de 8mm de espessura.....	60
4.22	Montagem experimental para determinação da perda na linha de guiagem do girotron.....	62
4.23	Curva característica do diodo detector 1N53B.....	63
4.24	Diagrama esquemático da sonda capacitiva.....	66
4.25	Tensão na sonda em função da tensão aplicada ao bastão metálico.....	67
5.1	Oscilogramas do pulso de microondas detectado para o modo $TE_{2,2}$ (canal 1) e corrente do feixe de elétrons (canal 2).....	71
5.2	Oscilogramas da tensão de catodo V_K e corrente de feixe I_F referente ao modo $TE_{2,2}$	72
5.3	Oscilogramas do sinal elétrico da sonda capacitiva (canal 1) e corrente de feixe (canal 2).....	73
5.4	Curva de evolução de temperatura no calorímetro devido a potência de microondas incidente.	74
5.5	Oscilogramas do pulso de microondas detectado (modo $TE_{5,1}$) e corrente do feixe de elétrons..	75
5.6	Oscilogramas do sinal elétrico na sonda capacitiva e corrente do feixe de elétrons.....	76
5.7	Oscilogramas do pulso de microondas detectado (modo $TE_{0,2}$) e corrente do feixe de elétrons..	77
5.8	Oscilogramas da tensão de catodo (V_K) e corrente do feixe de feixe de elétrons (I_F).....	78



5.9	Oscilogramas do sinal elétrico na sonda capacitiva (V_F) e corrente de feixe (I_F).....	79
5.10	Vista longitudinal do canhão do girotron mostrando o fluxo laminar de feixe de elétrons pelo catodo. Parâmetros de simulação: tensão do primeiro anodo: - 42kV; tensão do segundo anodo: - 21kV; corrente de feixe: 10A.....	82
5.11	Dispersão de velocidade do feixe de elétrons após $z = 20\text{cm}$	83
5.12	Processo de reflexão dos elétrons (após $z = 40\text{cm}$) com 35% das partículas retornando ao catodo.....	84

Lista de Tabelas

3.1	Parâmetros do girotron do LAP/INPE.....	18
4.1	Elementos do calorímetro com as respectivas massas (m), calores específicos (c) e capacidade térmica (C).....	34
4.2	Equivalência entre grandezas físicas elétricas e calorimétricas.....	43
4.3	Perdas na linha de guiagem do girotron.....	61
5.1	Resultados experimentais.....	69

Símbolos

$k_{//}$	componente paralela do número de onda.
$v_{//}$	velocidade axial dos elétrons em relação ao campo magnético.
ω_C	frequência ciclotrônica dos elétrons.
CRM	maser de ressonância ciclotrônica (Cyclotron Resonance Maser).
RF	radiofrequência.
λ	comprimento de onda.
CFC	clorofluorcarbonetos.
γ	fator relativístico.
m_0	massa de repouso do elétron.
$p_{\perp}$	momento relativístico transverso.
CIM	canhão injetor magnetrônico.
TE	modo transversal elétrico.
B_K	indução magnética na região do catodo.
B_{CAV}	indução magnética na região da cavidade.
C	capacidade térmica.
c	calor específico.
m	massa.
ΔT	temperatura diferencial.
t	tempo.
RC	constante de tempo.
f_R	frequência de repetição do pulso.
α	relação entre as velocidades transversal e paralela do elétron.
η	eficiência do girotron.
dB	decibel.
T_{RF}	aumento de temperatura devido a incidência de potência de microondas.

T_{DC} aumento de temperatura devido a incidência de potência contínua.

P potência DC injetada.

$\langle P \rangle$ indica a potência calculada a partir do aumento de temperatura ΔT .

λ_e densidade axial do feixe de elétrons.

$\beta_{//}$ velocidade paralela média normalizada pela velocidade da luz no vácuo.

$\beta_{\perp}$ velocidade transversal média normalizada pela velocidade da luz no vácuo.

V_P tensão medida na sonda capacitiva.

I_F corrente do feixe de elétrons.

C' capacitância por unidade de comprimento da sonda capacitiva.

R_P raio da sonda capacitiva.

v_{dep} redução de potencial

E_K campo elétrico no catodo.

E_r campo elétrico radial sentido pelos elétrons.

E_z campo elétrico axial sentido pelos elétrons.

p_z momento relativístico axial.



Resumo

O presente trabalho trata do estudo das características de operação de um girotron projetado e construído no Laboratório Associado de Plasma do INPE e que opera na faixa de frequência de 29 a 32GHz. Os resultados experimentais incluem medidas de frequência, potência de saída e velocidade axial dos elétrons do feixe. As medidas de frequência são consistentes com os valores calculados e as medidas de potência foram feitas usando um calorímetro com resposta rápida e sensibilidade térmica de $0,1^{\circ}\text{C/Wmin}$. Uma sonda capacitiva, que consiste em um cilindro metálico de 20 mm de comprimento, isolado eletricamente, e posicionado na entrada da cavidade, foi usada para medir indiretamente a velocidade axial $v_{\parallel}$ dos elétrons, de onde se infere a razão de velocidades $v_{\perp}/v_{\parallel}$ que constitui um parâmetro relevante para a otimização do girotron. Os resultados foram obtidos com tensões de aceleração compreendida entre 30 e 40kV e corrente de até 3,0 A. Foi determinada uma potência de pico de saída de 6kW com uma eficiência em torno de 18% para o modo $\text{TE}_{2,2}$, operando em 30,38GHz.



Abstract

The operating characteristics of a 32 GHz pulsed gyrotron that has been designed and built at the Associate Plasma Laboratory of INPE are reported. Experimental results include frequency and power measurements on resonant modes $TE_{5,1}$, $TE_{2,2}$ and $TE_{0,2}$. Measured frequencies are in close agreement with the self-consistent calculated values and power measurements were made using a fast response calorimeter with a sensitivity of $0,1^{\circ}\text{C}/\text{Wmin}$. Results are presented for beam voltages from 30 to 40kV and electron beam current up to 3,0 A. In single $TE_{2,2}$ mode operation at 30,38 GHz an output peak power of 6 kW was obtained an overall efficiency of 18%. A coaxial capacitive probe, which consists of an electrically isolated cylinder 20 mm long placed just before of the cavity, was used for beam velocity measurements.



CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 Revisão Histórica

Girotrons são geradores de microondas de alta potência cujo princípio de funcionamento se baseia na interação entre um feixe helicoidal de elétrons e campos de radiofrequência (RF) em um ressonador aberto. Essencialmente, o girotron é um oscilador que usa uma única cavidade ressonante onde o acoplamento do feixe de elétrons com os campos de RF resulta de uma ressonância ciclotrônica. Pesquisas sobre teoria de girotrons começaram no final da década de 50 com R. Twiss¹ na Austrália, J. Schneider² nos Estados Unidos e A. Gaponov³ na ex-URSS. Foram realizadas experiências pioneiras que utilizavam a oscilação ciclotrônica de elétrons na geração e amplificação de ondas milimétricas. Eram estudos alternativos para superar as dificuldades de extensão que os geradores convencionais de microondas apresentavam para se inserir na região milimétrica do espectro eletromagnético.

Os geradores de microondas tradicionais tais como os clistrons, magnetrons, válvulas de ondas regressivas, mostram-se adequados para gerar potência (~ 1MW) em comprimentos de onda superior a 3 cm. Nestes geradores, o comprimento de onda da radiação é determinado pelas dimensões espaciais da cavidade ressonante ou da estrutura de ondas lentas. Estruturas de ondas lentas são guias de onda carregados periodicamente com certos obstáculos de comportamento reativo (elementos armazenadores de energia elétrica ou magnética) que reduzem a velocidade de fase da onda eletromagnética na direção de sua propagação. Desta forma, a velocidade de fase da onda passa a ser da ordem da velocidade das partículas do feixe que é injetado de maneira adequado na estrutura. Isto permite a interação entre o feixe de elétrons e a onda (interação de ondas lentas). À medida que o comprimento de onda diminui, as dimensões das linhas de retardo tornam-se cada vez menores, visto que a periodicidade da estrutura de ondas lentas deve ser menor que o comprimento de onda no espaço livre. Isto implica em dificuldades tecnológicas de fabricação, problemas de interceptação do feixe e dissipação de calor, o que limita a operação destes dispositivos em comprimentos de onda inferiores a 3cm.

Nos lasers ocorre ressonância entre uma onda eletromagnética rápida e um meio ativo que consiste de elétrons ligados em átomos excitados (interação de ondas rápidas). Sendo o espectro de energia dos



elétrons deste meio constituído de níveis não igualmente espaçados, um mesmo elétron pode, como regra geral, emitir apenas um quantum num mesmo comprimento de onda. Por conseguinte, a eficiência dos lasers é diminuída ao se passar de uma faixa espectral com um determinado comprimento de onda para uma outra com comprimento de onda maior, pois neste caso, a energia do quantum emitido na segunda região é menor do que aquele emitido na primeira região. A eficiência de radiação de lasers na faixa do visível está compreendida, tipicamente, no intervalo de 1 a 5%, tornando-se um dispositivo de eficiência muito menor na região milimétrica. Portanto, pode-se intuir que, no intervalo de comprimento de onda entre as regiões onde operam os dispositivos tradicionais e os lasers, as mais altas potências possam ser produzidas por geradores com meio ativo do tipo intermediário. Este meio deve ter os méritos dos lasers e dos geradores de microondas tradicionais. Deve ser uma estrutura de ondas rápidas, onde os elétrons oscilam em campos externos. Ao se transferir a periodicidade da estrutura de ondas lentas do feixe, eliminam-se os dois aspectos desfavoráveis inerentes aos geradores de microondas tradicionais e os lasers, citados nos parágrafos anteriores. Em princípio, tal combinação é possível numa classe de geradores onde elétrons oscilam em campos magnéticos externo com frequência ciclotrônica ω_c e interagem ressonantemente com uma onda eletromagnética satisfazendo a condição de ressonância

$$\omega - k_{||} V_{||} \equiv \omega_c s \quad (1.1)$$

Na eq. (1.1), s representa o número harmônico da ressonância; $k_{||}$, a componente paralela do número de onda com frequência angular ω e $V_{||}$, a velocidade axial dos elétrons. Este ponto de vista estimulou um intenso estudo de vários geradores com tal configuração. Eles diferiam na configuração da cavidade ressonante, como também na técnica pela qual o feixe de elétrons era produzido, isto é, no arranjo dos campos externos que provêm o movimento oscilatório dos elétrons com frequência ω_c . Em 1958 ocorreu uma mudança radical com o trabalho de Twiss e em 1959 com os trabalhos de Schneider e Gaponov. R. Twiss postulou a possibilidade de amplificação de ondas que se propagam num meio ionizado, a fim de explicar a presença de certas frequências e polarizações no espectro de emissão de ondas de rádio nas erupções solares do tipo I. Schneider, num enfoque quântico e Gaponov, com base na teoria clássica, descreveram independentemente o fenômeno da emissão ciclotrônica estimulada de elétrons monoenergéticos relativísticos

num campo magnético. Estes autores mostraram que a dependência relativística da frequência ciclotrônica dos elétrons com a energia leva à geração de radiação coerente de ondas rápidas por elétrons que giram num campo magnético homogêneo; tal efeito pode ser muito importante mesmo para feixes de elétrons fracamente relativísticos. Os dispositivos baseados neste tipo de radiação foram chamados de maser de ressonância ciclotrônica (CRM, "Cyclotron Resonance Maser"). Pertencem a esta classe os girotrons, o giroclistron, giro-TWT (gyro-"Traveling Wave Tubes") e o giro-BWO (gyro-"Backward Wave Oscilator").

Ainda no ano de 1959 houve sugestões sobre as possíveis geometrias que envolvem o movimento ciclotrônico de elétrons como uma fonte de oscilação eletromagnética de alta frequência e a proposta de um dispositivo a campos cruzados.⁴ Mas, provavelmente foi Pantell quem primeiro relatou experiências com estruturas de onda rápida e de interação ressonante ciclotrônica.^{5,6} Em 1964, foi gerada potência superior a 1 MW na faixa milimétrica de 0,95 a 2,2 mm.⁷ Nesta época ainda não era reconhecida a grande importância do agrupamento azimutal ou de fase, e os dispositivos eram concebidos tendo por princípio somente o agrupamento axial de elétrons. Em 1964 realizou-se uma experiência para investigar os efeitos do agrupamento azimutal de elétrons.⁸ Os resultados desta experiência foram particularmente importantes em termos da verificação do agrupamento azimutal nos dispositivos do tipo CRMs, embora apresentassem valores pouco significativos de potência de saída e eficiência. Em 1965 foram detectados picos de potência de 1 W com eficiência de 2% em várias frequências no intervalo de 76,9 a 136,4 GHz, como também radiação de segunda harmônica na faixa de 208,3 a 283,0 GHz.⁹ No entanto, não se indentificou de maneira inequívoca qual o mecanismo de ganho do dispositivo. Análise dos resultados de Bott,¹⁰ no contexto da dinâmica relativística, mostrou que a origem do mecanismo é o agrupamento azimutal. As experiências realizadas em 1966 por Beasley¹¹ indicam oscilações de modos TE bastante intensas em torno da frequência de corte como previsto pela teoria. Ainda em 1966 obteve-se potência máxima de 720 W em 9 GHz com um oscilador sintonizável na faixa de 8 a 20 GHz.¹² Nesta época os experimentos com CRMs eram realizados independentemente nos países do Ocidente e na então URSS. Os experimentos feitos no Ocidente mostraram a potencialidade dos CRMs, mas o nível de potência atingida não ultrapassava a várias centenas de watts. No entanto a situação era radicalmente diferente na URSS. Após a primeira demonstração experimental feita pelo grupo de A.V. Gaponov em 1959, uma série de experimentos de CRMs foram realizados para investigar a interação de ondas eletromagnéticas rápidas com o feixe de elétrons helicoidal formado num campo magnético homogêneo externo.¹³ Os resultados dos experimentos não eram animadores devido às baixas potências e eficiência

causadas pelo alargamento na distribuição de velocidade dos elétrons inerente aos feixes helicoidais. A condição de ressonância ciclotrônica, eq.(1.1), não pode ser satisfeita por todos os elétrons de um feixe com dispersão de velocidades. O alargamento Doppler da linha de ressonância pode resultar não somente numa redução de eficiência, mas, também, no desaparecimento completo da amplificação da onda. Em consequência, havia uma discrepância entre os dados experimentais e os dados teóricos, que previam alta eficiência para este mecanismo de geração de oscilações eletromagnéticas.

Este fato provocou um interesse em CRMs com feixes de elétrons trocoidais formados em campos elétricos e magnéticos estáticos cruzados. A principal característica de tais feixes é a ausência de dispersão na velocidade axial. Boa concordância entre dados experimentais e valores teóricos foi obtida para tais feixes trocoidais.¹⁴ A potência de saída atingiu nível de quilowatt no comprimento de onda de 8 mm. No entanto, tornou-se claro nesta época que os dispositivos com feixes trocoidais seriam de uso restrito em futuras aplicações com radiações de menor comprimento de onda. A velocidade de deriva dos elétrons em campos estáticos perpendiculares ($\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{B}_0$) é proporcional a $\mathbf{E}_0 / \mathbf{B}_0$; portanto para preservar o valor apropriado desta velocidade e da corrente do feixe e, ao mesmo tempo, diminuir o comprimento de onda, é necessário aumentar $\mathbf{E}_0$, uma vez que o comprimento de onda varia inversamente com o campo magnético $\mathbf{B}_0$. Entretanto, o campo eletrostático $\mathbf{E}_0$ é limitado pela ruptura dielétrica, que por sua vez limita a energia de operação do dispositivo.

Assim, até meados dos anos 60 o desenvolvimento dos CRMs estava num impasse. Nenhuma das configurações de CRMs, com feixe helicoidal ou trocoidal, havia demonstrado ser promissora. A alternativa encontrada foi utilizar um feixe helicoidal, de potencial energético muito superior aos feixes trocoidais e, para minimizar o efeito da dispersão de velocidades, Petelin sugeriu o uso de ondas eletromagnéticas que se propagassem em uma direção quase perpendicular ($k_{\parallel} \sim 0$) ao campo longitudinal $\mathbf{B}_0$.¹⁵ Este arranjo pode ser realizado num guia de onda que operasse próximo ao corte, ou numa cavidade aberta quase-óptica com o campo magnético paralelo à superfície dos espelhos. Tais idéias foram postas em prática por Gaponov et al,¹⁶ que em 1965 relataram experiências com feixes helicoidais em cavidades ressonantes. Operou-se no modo TE_{011} e a potência gerada na primeira harmônica foi de 9W com eficiência de 0,9%, enquanto na segunda harmônica foram obtidos 190W de potência de saída com eficiência de 3%. Os baixos valores das eficiências medidas deviam ser principalmente ao acoplamento ineficaz entre o guia de saída e a cavidade ressonante, fazendo com que a potência fosse somente 1/5 da potência extraída do feixe pelo campo eletromagnético. Para superar esta dificuldade estrutural, utilizou-se uma cavidade com saída por difração para o campo de

radio-frequência (RF). O novo tipo de sistema eletrodinâmico compunha-se de um guia a cones truncados fracamente irregular com uma transição divergente linear para o guia de saída. Uma cavidade com tal concepção foi incorporada à experiência seguinte de Gaponov, cujos resultados foram divulgados numa conferência em Saratov em 1966. O dispositivo operava na faixa centimétrica com $\lambda = 2,0$ cm e o modo TE_{011} era excitado na primeira harmônica da frequência ciclotrônica; a eficiência alcançou valor de 50% e foi produzida uma potência de 3kW em operação contínua. Este gerador, baseado na interação de um feixe helicoidal com os campos de RF de uma cavidade aberta fracamente irregular que opera próximo ao corte (figura 1.1), foi patenteado em 1967 na URSS e chamado de girotron.^{15,16}

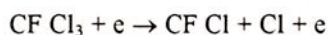
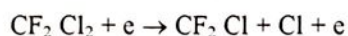
Uma vez que a frequência de operação do girotron é determinada conjuntamente pela ressonância da frequência ciclotrônica do elétron e da frequência de um modo normal da cavidade, ele pode operar em um modo superior da cavidade, permitindo com isso que as dimensões do ressoador sejam grandes em relação 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 frequência 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 200 kW operando em frequências superiores a 100 GHz. Do ponto de vista físico, as vantagens de utilização das ondas milimétricas em aquecimento de plasma, radares e sistemas de comunicações mostram-se consideravelmente expressivas. O grande interesse no desenvolvimento de girotrons, a que hoje se assiste, deve-se sobretudo à possibilidade de usar radiação de alta frequência (10 GHz a 150 GHz) e de alta potência, através da ressonância ciclotrônica de elétrons, em esquemas de aquecimento adicional em plasma de fusão.

Aplicações recentes de microondas de alta potência e com grande relevância ambiental dizem respeito à proteção da camada de ozônio com a remoção de clorofluorcarbonetos (CFC) da atmosfera terrestre usando-se feixes intensos de microondas para criar uma descarga localizada de plasma. Os CFCs, sendo quimicamente inertes, atravessam a troposfera e alcançam as altitudes da camada de ozônio ($H \approx 15-20$ km). Nestas altitudes, as moléculas de CFC são destruídas pela radiação solar ultravioleta em que são formados radicais de cloro que aniquilam o ozônio em reações catalíticas múltiplas do tipo



Então, antes que alcancem a camada de ozônio, os CFCs podem ser dissociados por impacto direto com os elétrons rápidos da descarga segundo o esquema



Um possível arranjo para a realização desta técnica é apresentado na figura 1.2, em que duas antenas baseadas no solo emitem dois feixes de radiação interseccionais e que são focalizados em uma dada altitude H. A intensidade da radiação na região de intersecção deve exceder o limiar de ruptura dielétrica do ar. Uma estimativa da potência do feixe requerida para criar uma camada ionizada em uma altitude de 10km, onde a densidade do ar é $0,86 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, e considerando antenas com diâmetro de 50m, resulta em 2,4GW. Tal feixe pulsado com alta taxa de repetição (10kHz) e duração maior que o tempo característico de ionização para manter a camada ionizada é plenamente exequível no presente estágio de desenvolvimento dos modernos girotrons. Finalmente, a criação de uma camada de plasma artificial posicionada na atmosfera encontra aplicação em comunicação a longa distância por rádio-reflexão, uma vez que a frequência crítica pode ser duas ordens de grandeza maior (1-2GHz) do que a máxima frequência utilizável de ondas de rádio que são refletidas pela ionosfera.



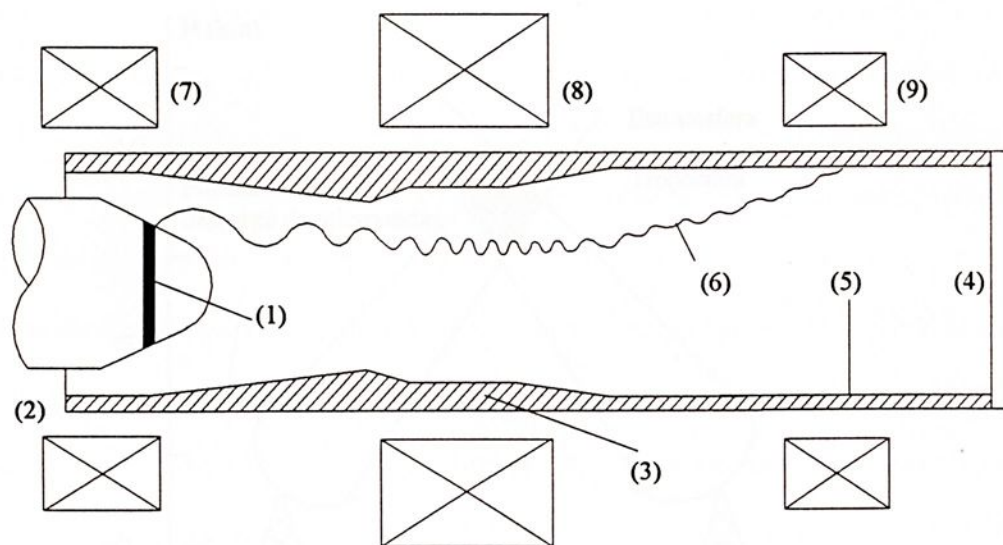


FIGURA 1.1- Representação esquemática de um girotron. (1) faixa emissora; (2) catodo; (3) cavidade ressonante; (4) janela; (5) coletor; (6) feixe helicoidal de elétrons; (7) bobina magnética do canhão; (8) bobina magnética da cavidade; (9) bobina magnética do coletor.

1.3 O Círculo no Contexto das Vantagens das Microondas

Desde a sua criação, as microondas têm sido utilizadas para uma variedade de fins, desde a comunicação até a culinária. No entanto, a utilização das microondas para a criação de plasma artificial é uma aplicação relativamente recente. Este trabalho tem como objetivo apresentar um esquema proposto para a criação de plasma artificial através de feixes convergentes intensos de microondas.

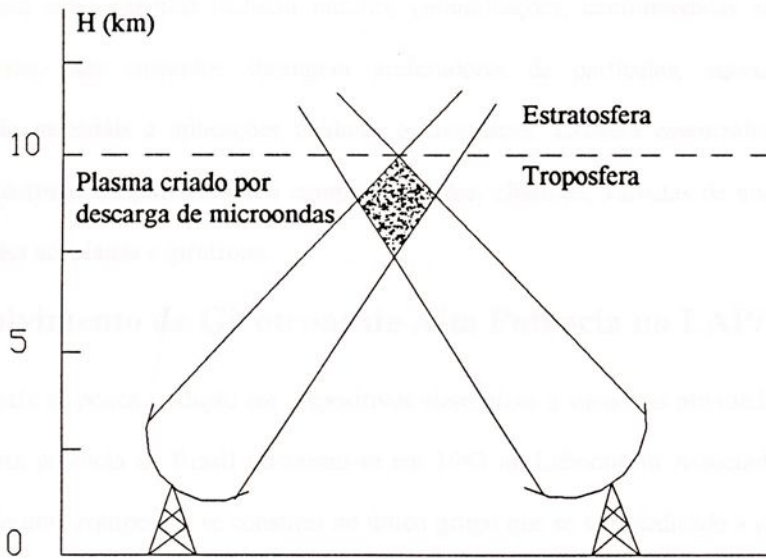


FIGURA1.2 - Esquema proposto para criação de plasma artificial através de feixes convergentes intensos de microondas

1.2 O Girotron no Contexto das Válvulas de Microondas

Desde a sua invenção, as válvulas de microondas têm se constituído na parte vital de todos os sistemas que requeiram ondas eletromagnéticas de alta potência e com alta frequência. Enquanto projetos de sistemas de microondas a um nível inferior de potência torna crescente o uso de dispositivos a estado sólido, as fronteiras de alta potência são reservadas estritamente para os dispositivos eletrônicos a vácuo. As aplicações predominantes para estas válvulas incluem radares, comunicações, contramedidas eletrônicas e fornos de microondas. Outros usos correntes abrangem aceleradores de partículas, aquecimentos de plasmas, processamentos de materiais e aplicações médicas e científicas. Existem essencialmente seis válvulas de microondas: magnetrons, amplificadores a campos cruzados, clistrons, válvulas de onda progressiva (VOP), VOP com cavidades acopladas e girotrons.

1.3 Desenvolvimento de Girotrons de Alta Potência no LAP/INPE

Em um país de pouca tradição em dispositivos eletrônicos a vácuo, as atividades de desenvolvimento de girotrons de alta potência no Brasil iniciaram-se em 1983 no Laboratório Associado de Plasma do INPE com a formação de uma equipe que se constitui no único grupo que se tem dedicado a este campo de pesquisa na América Latina. Ao longo desses anos, resultados significativos foram alcançados com o projeto e construção de um girotron de 32GHz e 100kW de potência que se encontra plenamente operacional desde novembro de 1993. A escolha desta frequência deve-se à possibilidade de aplicação do dispositivo no aquecimento de plasmas em tokamaks com valores de campo toroidal até 1,2T que estão sendo construídos no Brasil. Além disso, tal frequência corresponde a uma das janelas de transmissão pela atmosfera terrestre, o que torna este girotron utilizável em sistemas avançados de telecomunicações. Paralelamente à construção de todos os componentes do dispositivo e a instalação da infraestrutura no laboratório, que inclui, por exemplo, o sistema de refrigeração das bobinas magnéticas e fonte pulsada de -50kV, outras atividades se concentram na investigação de girotrons com cavidades coaxiais de conceito avançado e canhões de elétrons do tipo não adiabático, resultando em importantes contribuições no contexto internacional da pesquisa em girotrons.



1.4 Apresentação do trabalho

Esta dissertação de mestrado representa o esforço continuado de um programa de estudos dedicado à investigação sistemática dos osciladores girotrons. O objetivo deste trabalho foi a caracterização experimental de um girotron de 32 GHz e com potencialidade de geração de potência até 100 kW. O girotron operou no modo pulsado com largura de pulso de 15 μ s e frequência de repetição de 10 Hz. O feixe de elétrons, de corrente típica de 3A é acelerado com tensões de até 50kV.

Os parâmetros de operação do dispositivo, tais como, valor absoluto de potência de saída, frequência dos modos ressonantes e características do feixe helicoidal de elétrons foram determinados experimentalmente. Em particular, a potência de saída do girotron não havia sido medida até então. Para tal foi desenvolvido um calorímetro com carga de água. Uma outra forma de avaliação dessa potência é pela estimativa das perdas da linha de guiagem do girotron e simultânea observação da tensão no detector. A velocidade axial dos elétrons, que constitui um parâmetro importante na caracterização do feixe eletrônico, foi medida indiretamente por meio de uma sonda capacitiva. Portanto, trata-se de um trabalho eminentemente experimental.

No Capítulo 1 foi feita uma revisão histórica do desenvolvimento do girotron e a respectiva comparação com outras válvulas de microondas. No Capítulo 2, a análise linear do mecanismo de interação do girotron é descrita, afim de elucidar o processo de acoplamento entre o feixe de elétrons com os campos de RF. Já o Capítulo 3 descreve as partes principais do girotron e suas características técnicas. O Capítulo 4 trata das técnicas de diagnósticos (medidas de potência através de técnicas calorimétricas e velocidade dos elétrons do feixe com sonda capacitiva) e medidas de atenuação dos componentes da linha de guiagem, porquanto, uma vez conhecida essas perdas, podemos determinar a potência de saída do girotron e comparar os resultados com o método calorimétrico. O Capítulo 5 trata dos resultados obtidos com a operação do girotron e no Capítulo 6 temos as conclusões deste trabalho.



CAPÍTULO 2

MECANISMO DE INTERAÇÃO DO GIROTRON

2.1 Análise Linear

A análise linear do quadro simplificado da figura 2.1 ilustra o princípio de operação do girotron. Tal quadro (Brand, 1982) retém a dinâmica essencial da interação e compõe-se de um anel de elétrons distribuídos uniformemente sobre a circunferência inicial de giração, de um campo magnetostático B_0 z e de um campo elétrico de pequena amplitude que oscila perpendicularmente a direção z. A equação de movimento do elétron é

$$d\mathbf{p}/dt = -e(E^1 \cos \omega t + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \quad (2.1)$$

onde a velocidade e a quantidade de movimento relacionam-se por $\mathbf{p} = \gamma m_0 \mathbf{v}$ em que $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} = (1 + p^2 / m_0^2 c^2)^{1/2}$ é o fator relativístico e m_0 a massa de repouso do elétron. Desenvolvendo-se a eq. (2.1) obtém-se o sistema

$$dp_{\perp}/dt = -eE^1 \cos \omega t \cos \psi \quad (2.2)$$

$$d\varphi/dt = \omega_{c0}/\gamma + (eE^1/p_{\perp}) \cos \omega t \sin \psi \quad (2.3)$$

$$dp_z/dt = 0 \quad (2.4)$$

onde $\omega_{c0} = eB_0/m_0$ e $p_{\perp}$ é o módulo da quantidade de movimento transversal. Efetuando a transformação $d/dt \rightarrow v_z d/dz$ e adotando a formulação de escala temporal lenta, as equações anteriores são reescritas como

$$dp_{\perp}/dz = -(eE^1/2v_z) \cos \theta \quad (2.5a)$$

$$d\theta/dz = \omega/v_z - \omega_{c0}/v_z + (eE^1/2p_{\perp}v_z) \sin \theta \quad (2.5b)$$

$$dp_z/dt = 0 \quad (2.5c)$$

A conveniência da transformação de variáveis provém do fato que todos os elétrons devem percorrer, independentemente da duração do percurso, o mesmo comprimento L da região de interação. É ignorado o termo de flutuação rápida no desenvolvimento de $\cos \omega t \cos \psi = [\cos(\omega t - \psi) + \cos(\omega t + \psi)] / 2$ uma vez que a troca cumulativa de energia entre a partícula e o campo deve-se ao termo de variação lenta. Desta argumentação, resulta a nova variável de fase lenta designada por $\theta = \omega t - \psi$. Linearizando o sistema de eqs. (2.5), as soluções de primeira ordem em E^1 para θ e $p_\perp$ são obtidas na forma

$$p_\perp = p_{\perp 0} - \frac{eE^1}{2(\omega - \omega_{co}/\gamma_0)} \left[\sin \left(\theta_0 + \frac{\omega - \omega_{co}/\gamma_0}{v_{z0}} z \right) - \sin \theta_0 \right] \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \theta = \theta_0 + \frac{\omega - \omega_{co}/\gamma_0}{v_{z0}} z + \frac{eE^1}{2p_{\perp 0}(\omega - \omega_{co}/\gamma_0)} \cdot \left\{ \left[\cos \left(\theta_0 + \frac{\omega - \omega_{co}/\gamma_0}{v_{z0}} z \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \cos \theta_0 \right] \cdot \left(\frac{\omega \beta_{\perp 0}^2}{\omega - \omega_{co}/\gamma_0} - 1 \right) + \frac{\omega \beta_{\perp 0}^2}{v_{z0}} z \sin \theta_0 \right\} \end{aligned} \quad (2.7)$$

onde o índice "0" denota valores iniciais das quantidades envolvidas. De posse das soluções 2.6 e 2.7, o passo seguinte consiste no cálculo do trabalho realizado pelo campo elétrico sobre um elétron individual

$$W = -e \int_0^T \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} dt \quad (2.8)$$

onde T é o tempo decorrido de percurso ao longo da região de interação. Utilizando as relações $dz = v_z dt$ e $\gamma_0 v_{z0} = \gamma v_z = \text{const.}$, esta última representando a conservação da quantidade de movimento axial do elétron, a eq.(2.8) se reduz a

$$W = - \left(eE^1 / 2p_{z0} \right) \int_0^L p_\perp \cos \theta dz \quad (2.9)$$

enquanto o trabalho médio realizado pelo campo sobre o conjunto de elétrons distribuídos uniformemente no círculo inicial de giração é

$$\langle W \rangle = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} W d\theta_0. \quad (2.10)$$

Notando que os termos de ordem zero de θ e $p_{\perp}$, nas eqs. (2.6) e (2.7), não contribuem para $\langle W \rangle$, tem-se que o trabalho médio vale

$$\langle W \rangle = \frac{e^2 (E^1)^2}{4\gamma_0 m_0} \frac{1}{(\omega - \omega_{co}/\gamma_0)^2} \left\{ (1 - \cos BL) - \frac{\omega \beta_{\perp 0}^2}{2(\omega - \omega_{co}/\gamma_0)} [2(1 - \cos BL) - BL \sin BL] \right\} \quad (2.11)$$

onde $BL \equiv -(\omega - \omega_{co}/\gamma_0) L/v_{z0}$ e $\beta_{\perp 0} = v_{\perp 0}/c$.

Na eq.(2.11), os efeitos relativísticos apresentam-se de forma explícita através do termo que contém o fator $\beta_{\perp 0}^2$. Em uma formulação não relativística, somente apareceria o primeiro termo $(1 - \cos BL)$ entre chaves, e neste caso, o trabalho médio seria sempre positivo para qualquer conjunto de parâmetros $\{\omega, \omega_{co}, L, v_{z0}\}$. Isto significa que, no contexto clássico, a presença de forças puramente transversais não promove agrupamento de elétrons, não havendo, portanto, possibilidade de geração de radiação. Ao contrário, a inclusão do termo relativístico demonstra claramente a possibilidade de transferência líquida de energia dos elétrons para o campo desde que $\omega \geq \omega_{co}/\gamma_0$. Uma equação estruturalmente análoga a eq. (2.11) foi deduzida por Lindsay (1972), que considerou, no lugar de um campo elétrico puramente oscilante, ondas transversais elétricas com variação harmônica $\exp[i(\omega t - k_{\parallel} z)]$. A diferença essencial entre as duas equações reside na inclusão de um fator adicional $(1 - k_{\parallel}^2 c^2 / \omega^2)$ no termo relativístico da equação 2.11. Este fator mostra a existência de dois mecanismo competitivos, em que o primeiro, representado pela unidade, está associado ao agrupamento azimutal de elétrons; o outro mecanismo deve-se a ação do componente transversal do campo magnético de RF e corresponde ao termo $k_{\parallel}^2 c^2 / \omega^2$, que pode variar entre zero (condição de corte) e 1 (onda TEM).

CAPÍTULO 2

DESCRIÇÃO DO GIROTRON

2.1 Introdução

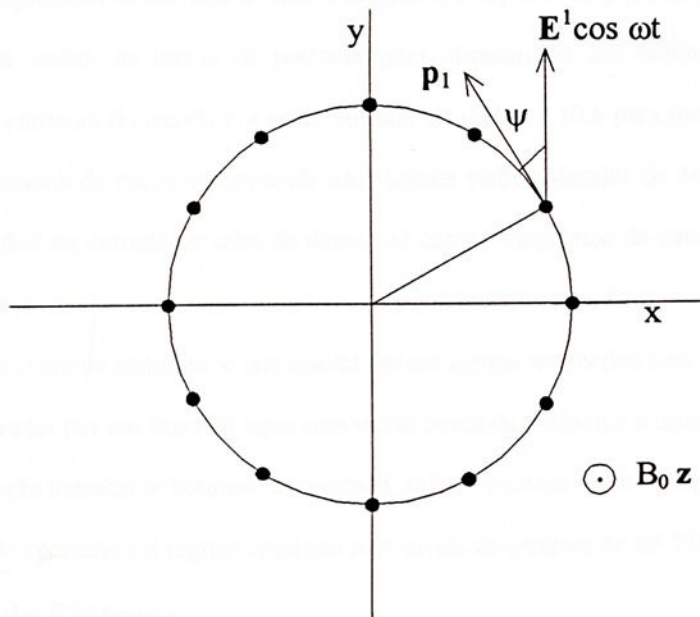


FIGURA 2.1- Modelo básico da interação do girotron

CAPÍTULO 3

DESCRIÇÃO DO GIROTRON

3.1 Introdução

A figura 3.1 apresenta esquematicamente o diagrama completo do girotron do LAP/INPE, onde se incluem o sistema de vácuo, as fontes de potência para alimentação das bobinas magnéticas e para aquecimento da faixa emissora do catodo e a fonte pulsada de -50kV e 10A para formação e aceleração do feixe de elétrons. O sistema de vácuo compreende uma bomba turbomolecular de 240 l/s e que provê uma pressão de $2,0 \times 10^{-7}$ mbar na entrada do tubo de deriva. O campo magnético da cavidade é gerado por um conjunto de 20 panquecas duplas conectadas em série e alimentadas por uma fonte de potência (Nutek) capaz de fornecer até 1kA de corrente contínua, e que resulta em um campo magnético com indução de 14,0kG. Os solenóides são refrigerados por um fluxo de água com vazão típica de 80l/min e a uma pressão de até 10 atm. O sistema de refrigeração mantém as bobinas da cavidade, coletor e catodo a uma temperatura inferior a 50°C durante várias horas de operação em regime contínuo com níveis de corrente de até 750A.

3.2 O Canhão de Elétrons

A maioria dos girotrons até hoje construídos empregam um canhão de elétrons denominado de canhão injetor magnetrônico, um dispositivo a campos cruzados que opera no regime de emissão limitado por temperatura. Na configuração CIM a velocidade inicial de rotação dos elétrons é predominantemente determinada pela deriva $\mathbf{E} \wedge \mathbf{B}$ na região de formação do feixe, isto é, $V_i = E_C / B_C$ onde E_C e B_C denotam, respectivamente, os campos elétrico e magnético no catodo. Com isso, em girotrons que operam com alta compressão magnética, a velocidade transversal dos elétrons na entrada da cavidade pode tornar-se desfavoravelmente elevada, o que vem acarretar reflexão do feixe na entrada da cavidade. Portanto, existe um compromisso entre tensão de aceleração do feixe de elétrons e distância entre eletrodos (catodo e anodos) afim de evitar que efeitos de espelho magnético ocorram na entrada da cavidade. O canhão de elétrons do girotron do LAP/INPE é do tipo injetor magnetrônico que inclui um catodo cônico (de nariz curto, onde sua geometria simplificada se compõe de um tronco de cone concordante com uma calota esférica) envolto pelo primeiro anodo que o provê modulação e controle do feixe (figura 3.2). Entre os modos TE_{01} e TE_{02} ,

relativamente livres de competição, escolheu-se o modo $TE_{0,2}$ por apresentar uma maior seção de corte, o que possibilita, conseqüentemente, um maior valor para o raio do feixe de elétrons. Isto é desejável porque a operação com um feixe cujo raio é maior possível reduz problemas de carga espacial e de densidade de corrente no canhão.

Os elétrons são emitidos termoiônicamente pela faixa emissora, que, no presente caso, consiste em um filme de óxido de bário/estrôncio depositado diretamente sobre uma base de níquel metálico. Após serem extraídos pelo primeiro anodo, os elétrons são acelerados pelo segundo anodo, que essencialmente trata-se de um tubo polarizado a um potencial V_c em relação ao catodo, onde, abstraindo-se os efeitos de carga espacial, V_c é a tensão de aceleração final do feixe. Após o processo de aceleração, o feixe propaga-se no tubo de deriva em que os elétrons são submetidos a um processo de compressão adiabática, ao fim do qual o feixe é injetado na cavidade ressonante para excitar um determinado modo de interesse.

3.2.1. Materiais usados no canhão de elétrons

Antes da abordagem sobre os materiais que foram usados na construção do canhão de elétrons, é necessário examinar as características de funcionamento durante a geração do feixe de elétrons e o ambiente de operação. Um canhão injetor de elétrons do tipo magnetrônico opera com emissão de elétrons por efeito termoiônico, sob ação de campos eletrostático e magnéticos, em ambiente de alto vácuo. Pelo fato da emissão de elétrons ser por efeito termoiônico, o filme emissor deve ser aquecido em torno de $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$, para atender aos requisitos esperados no canhão em questão. Sendo o filme emissor de pequena espessura, o substrato metálico em que é depositado possui a mesma temperatura. Como o aquecimento é indireto por meio de filamento, perdas térmicas radiativas estão envolvida, fazendo com que o sistema aquecedor possua temperaturas maiores que a do filme emissor. Portanto, altas temperaturas (próximas de $2300\text{ }^{\circ}\text{C}$) estão presentes no canhão de elétrons, limitando os materiais para sua construção. Além da influência da alta temperatura, existe o fato do canhão de elétrons operar em alto vácuo. Extraindo o ar com um sistema de vácuo eficiente, ainda é necessário que a liberação de gases pelas paredes metálicas internas, devido ao processo de aquecimento do canhão, seja a menor possível. Para que isso ocorra, os materiais usados devem possuir baixa pressão de vapor em altas temperaturas. Devido às limitações de trabalho, os materiais que atendem às necessidades do canhão de elétrons são chamados metais refratários. Dentre todos os metais que se enquadram nesta categoria, o molibdênio foi usado para fabricação do catodo por apresentar alta

resistência térmica em alta temperatura. O titânio foi usado na fabricação do primeiro e segundo anodos, bem como dos flanges externos de conexão elétrica, por possuir coeficiente de expansão térmica próximo ao da alumina.

Do ponto de vista elétrico, existe uma diferença de potencial entre o catodo e os anodos, para a extração e aceleração dos elétrons gerados pelo filme emissor. Com tensões elevadas é necessário um isolamento elétrico eficiente. Para este isolamento foram usados separadores cerâmicos de alumina (Al_2O_3) com pureza de 99%, sinterizada com alta densidade. Os isoladores cerâmicos, além da função de isolante elétrico, devem separar o meio interno, sob alto vácuo, do ar ambiente e promover um isolamento térmico entre os flanges de conexão elétrica. O uso da alumina é favorecido pela sua resistência a altas temperaturas e esforços mecânicos. Devido ao alto vácuo, a existência de espaçamentos entre as peças cerâmicas e as flanges externas de titânio deveriam ser eliminadas. Para selagem entre estas peças foi usada a técnica de brazagem. A técnica de brazagem consiste basicamente na união de diferentes materiais através da elevação da temperatura, atingindo o seu estado de fusão localizada e selando o material. Normalmente são usados fornos elétricos com atmosfera controlada, sendo o aquecimento dos materiais realizado por radiação térmica. Uma vez que metais refratários e cerâmicas em geral possuem altas temperaturas de fusão e de valores diferentes, a selagem destes materiais torna-se difícil. Para facilitar a selagem, usa-se entre os materiais um metal com temperatura de fusão menor, chamado de metal ativo, que durante o aquecimento, reage quimicamente com os demais, realizando a união ao se resfriarem. No canhão de elétrons foram usados anéis de cobre como metal ativo, realizando uma boa selagem. O processo de brazagem deve ser bem controlado, garantindo a temperatura de fusão do metal ativo durante o intervalo de tempo necessário para reagir completamente com o metal base, garantindo a selagem perfeita. Deve-se evitar também impurezas que produzam porosidades que prejudiquem o alto-vácuo. Sendo o girotron instalado na posição vertical, surgem, pelo peso próprio do material, esforços de tração nas junções por brazagem. Como o aquecimento torna o material da interface mais dúctil, recomenda-se manter a temperatura da junção próxima da temperatura ambiente para preservar a brazagem. Este controle de temperatura pode ser conseguido ao se resfriar as paredes externas do canhão, o que evita esforços e deformações entre os materiais.



Tabela 3.1. Parâmetros do girotron

Máxima potência de saída (kW)	100
Frequência de operação (GHz)	$32,0 \pm 0,1$
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 (kG)	13,2
Indução magnética no catodo (kG)	1,05
Indução magnética no coletor (kG)	0,65
Raio do feixe na entrada da cavidade (cm)	0,698
Eficiência eletrônica (%)	40
Duração do pulso (μs)	10
Fator de trabalho (%)	0,04

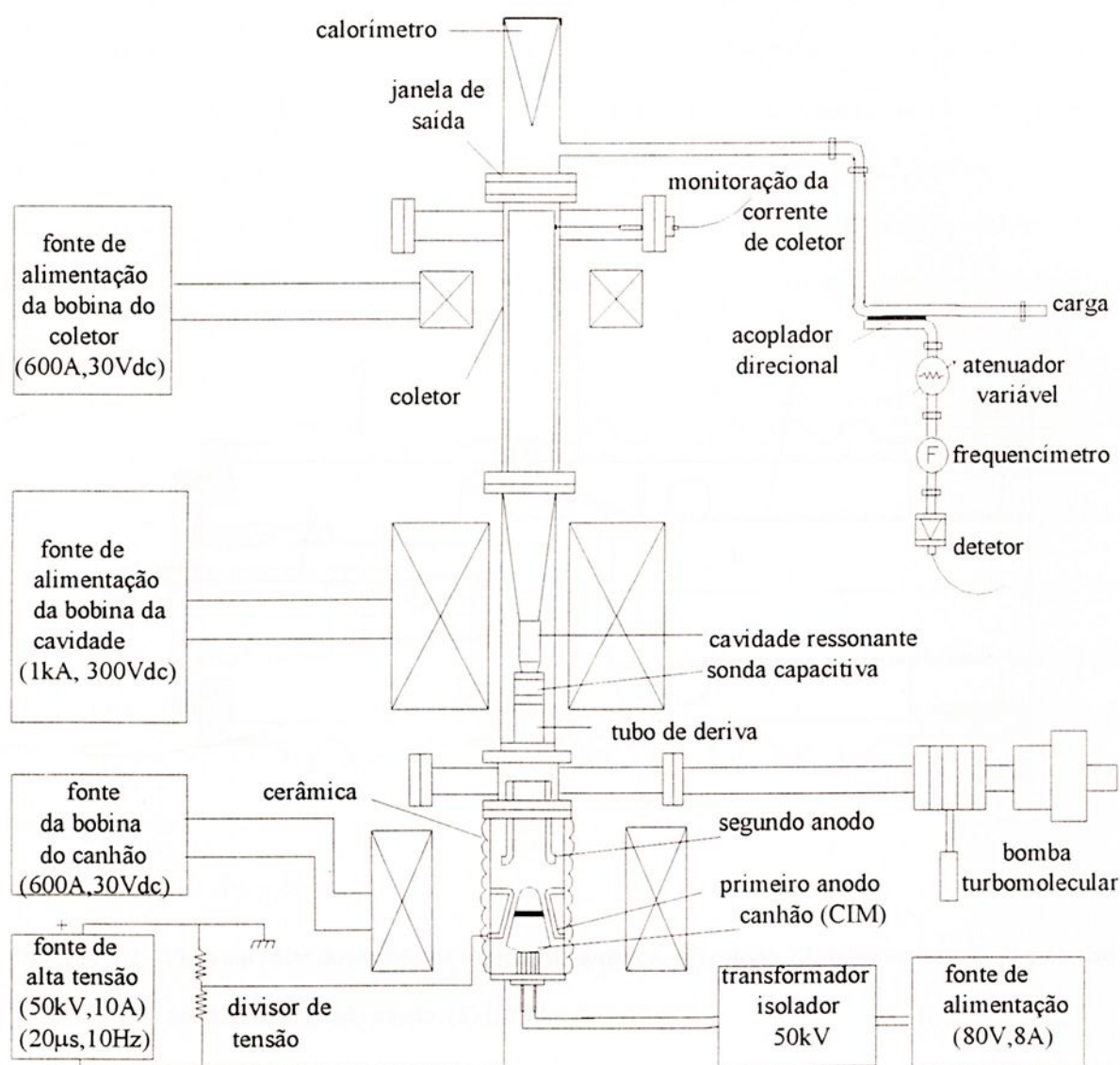
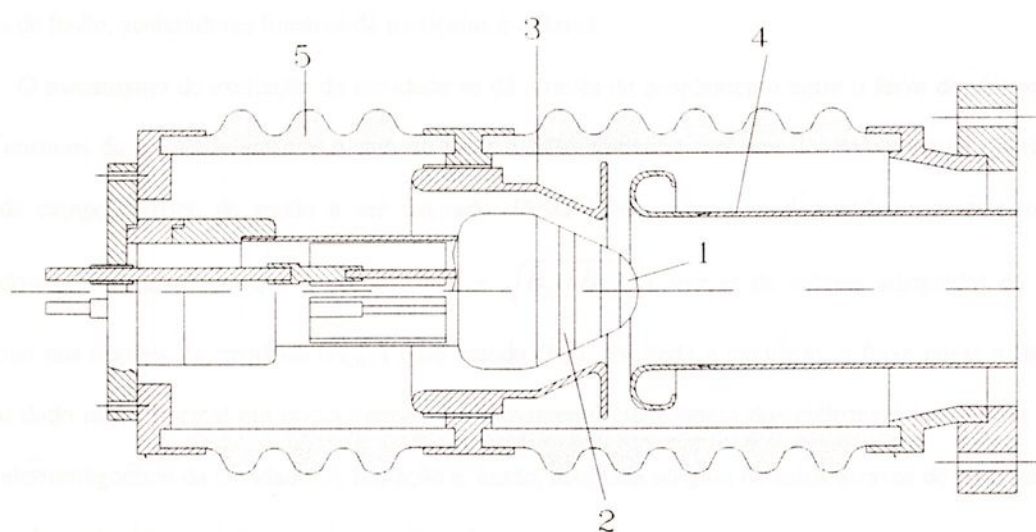


FIGURA 3.1 - Diagrama completo do girotron LAP/INPE

3.3 Cavidade Resonante

Um gás gasoso de alta ionização constitui uma cavidade ressonante longitudinal de 1,6 m de comprimento, como ilustra a Figura 3.2. A cavidade é formada por uma faixa emissora de elétrons localizada entre duas regiões de vácuo de modo a dar ao sistema estabilidade. Uma grande quantidade de elétrons são injetados na região de vácuo central durante o processo de vácuo, durante o qual é mantido 10^{-6} torr. Uma grande quantidade de elétrons são injetados na região de vácuo central durante o processo de vácuo, durante o qual é mantido 10^{-6} torr. Uma grande quantidade de elétrons são injetados na região de vácuo central durante o processo de vácuo, durante o qual é mantido 10^{-6} torr.



3.4 Eletrodos e Janela

FIGURA 3.2 - Vista em corte do canhão de elétrons do girotron. (1) catodo; (2) faixa emissora; (3) primeiro anodo; (4) segundo anodo; (5) isolador de cerâmica

3.3 Cavity Ressonante

Um guia irregular de fácil construção e usado como cavidade ressonante no girotron do LAP/INPE é mostrado na figura 3.3. A cavidade é do tipo que inclui uma estrutura irregular de cones truncados cuja transição linear de saída se une ao coletor cilíndrico. Um aspecto favorável em se escolher um modo de operação de simetria circular deve-se ao fato de que, dentre os modos transversais TE_{mp} , aqueles com campo elétrico puramente azimutal caracterizam-se pelas perdas ôhmicas mais baixas e permitem uma conversão eficiente para os modos linearmente polarizados, requeridos para aplicações em esquemas de aquecimento de plasmas de fusão, aceleradores lineares de partículas e radares.

O mecanismo de excitação da cavidade se dá através do acoplamento entre o feixe de elétrons e os modos normais da cavidade em que o raio do feixe é feito coincidir com um dos máximos da distribuição radial de campo elétrico do modo a ser excitado. Desta forma, vários modos podem ser selecionados, ajustando-se o raio do feixe (que é proporcional a $\sqrt{B_K/B_{CAV}}$) através de valores adequados do campo magnético nas regiões da cavidade (B_{CAV}) e do catodo (B_K). Excitada a cavidade, o feixe passa a interagir com um dado modo normal em que a energia do movimento ciclotrônico dos elétrons é transferida para o campo eletromagnético da cavidade. A radiação é, então, acoplada ao guia de saída através de uma transição linear e o feixe de elétrons é depositado no tubo coletor.

3.4 Coletor e Janela

O comprimento do coletor é de 13cm, tendo um diâmetro fixado em 6,35cm (2,5 polegadas) para se adaptar ao flange padrão 63CF que, por sua vez, é usada na estrutura de instalação da janela de saída. Na determinação do comprimento efetivo do coletor, o padrão de deposição de energia dos elétrons ao longo da parede cilíndrica, que submetida ao impacto das partículas deve absorver um fluxo aceitável ($< 2\text{kW/m}^2$) de energia para que não ocorra qualquer modificação na sua estrutura cristalográfica.

A janela de saída é um disco de teflon com 8mm de espessura sobre o qual se sobrepõe diretamente a carga de água (calorímetro). No capítulo 4, a figura 4.21 mostra as perdas dessa janela.



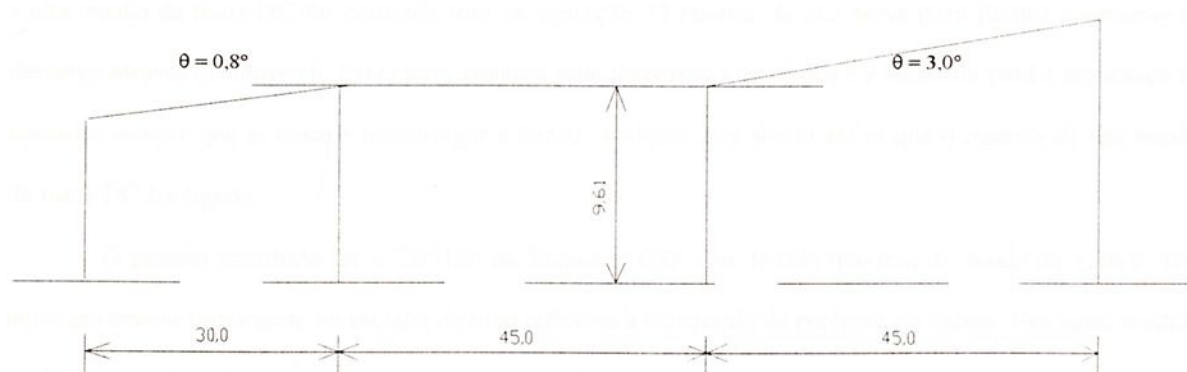


FIGURA 3.3 - Perfil longitudinal do ressoador de cones truncados.

3.5 Fonte Pulsada de -50kV

A figura 3.4 mostra o diagrama elétrico da fonte pulsada de -50kV usada no girotron. O modulador de pulsos é constituído basicamente pelo tetrodo e circuito associado ao tubo denominado circuito amplificador de controle. Uma fonte DC de alta tensão (marca Instronic) de 100kV/50mA é usada para o carregamento do banco de capacitores (três capacitores de 0,7 μ F/100kV). O medidor M é usado para indicar a tensão final do banco de capacitores e a chave ch usada para descarregar o banco de capacitores sempre que a alta tensão da fonte DC for colocada fora de operação. O resistor de 2k2 serve para limitar a corrente de descarga através da chave ch. Esta chave consiste num dispositivo mecânico e é essencial para a segurança do operador sempre que se desejar descarregar o banco. A chave ch é aberta assim que o módulo de alta tensão da fonte DC for ligada.

O tetrodo escolhido foi o TH5188 da Thomson-CSF com tensão máxima de anodo de 120kV. Um outro parâmetro importante na escolha do tubo refere-se à dissipação de potência no anodo. Um outro módulo da fonte de -50kV é o gerador de pulsos. Este módulo, localizado no painel de controle é responsável pelo envio de um pulso ao circuito amplificador de controle que, por sua vez, provoca o chaveamento do tetrodo TH5188 da região de corte para saturação. O tetrodo permanece na condição de saturação durante o período de condução do pulso de luz. É óbvio que o período de pulso de luz define o tempo de largura do pulso de saída da fonte. Após o período de pulso de luz, o tubo retorna à condição de corte até o envio do próximo pulso de luz.

O gerador pode operar de duas maneiras: no modo normal, onde apenas um único pulso de luz é transmitido ou no modo automático, onde é transmitida uma sequência de pulso, definindo uma taxa de repetição que pode variar aproximadamente de 20 até 60 pps. Como o gerado está localizado no lado de baixa tensão, o pulso é enviado ao circuito amplificador de controle (que se encontra no lado de alta tensão) sob a forma de luz através do emprego de fibra óptica e interfaces ópticas. O circuito amplificador de controle é responsável pelo controle do nível de tensão aplicado à grade g1 do tetrodo TH5188, permitindo executar o chaveamento do tubo.

3.4. Divisor de Tensão

Este módulo apresenta uma aplicação de um divisor de tensão em um circuito de alta tensão. O divisor de tensão é utilizado para medir a tensão de saída de um gerador de pulsos de -50kV. O divisor é composto por dois resistores em série: um resistor de 200kΩ e um resistor de 10kΩ. A tensão de saída do gerador de pulsos é aplicada ao resistor de 200kΩ, e a tensão de saída do divisor é medida no resistor de 10kΩ. O divisor de tensão é conectado ao circuito de controle do tetrodo modulador TH5188, que é utilizado para controlar a tensão de saída do gerador de pulsos.

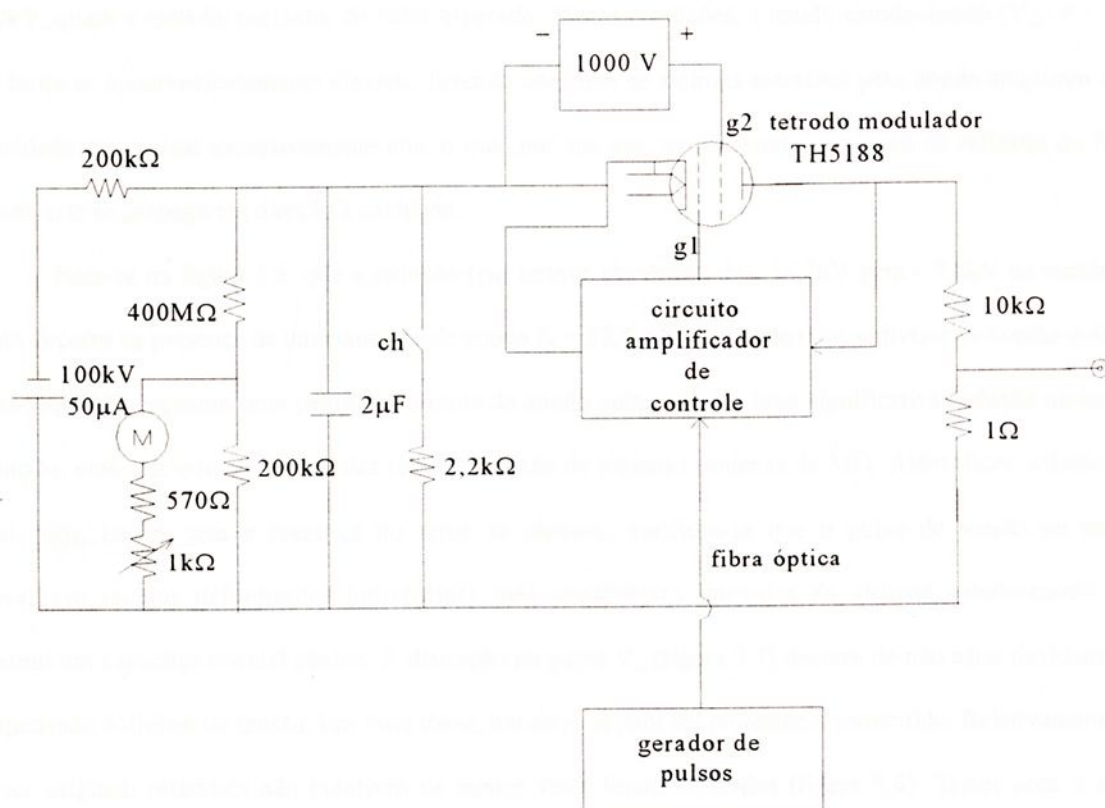


FIGURA 3.4 - Circuito elétrico da fonte pulsada de -50kV

3.6 Divisor de Tensão

Em testes anteriores com o girotron foi observado que a tensão de anodo era sistematicamente inferior ao valor esperado. Nestes experimentos em que se utilizou o divisor de tensão mostrado na figura 3.5, tem-se, por exemplo, que para uma tensão de catodo $V_C = -38\text{kV}$ a tensão de anodo deve ser $V_A = -15,7\text{kV}$. No entanto, como ilustra no oscilograma típico da figura 3.6, nota-se que a tensão de anodo V_A é da ordem de $-7,0\text{kV}$, quase a metade, portanto, do valor esperado. Nestas condições, a tensão catodo-anodo ($V_{AC} = -31,0\text{kV}$) torna-se inconvenientemente elevada, fazendo com que os elétrons extraídos pelo anodo adquiram uma velocidade transversal excessivamente alta, o que, por sua vez, vem acarretar processo de reflexão do feixe quando este se propaga em direção à cavidade.

Nota-se na figura 3.6, que a redução (em termos absolutos) de $-15,7\text{kV}$ para $-7,0\text{kV}$ na tensão de anodo decorre da presença de uma corrente de anodo $I_A = 39,0\text{ }\mu\text{A}$. Nestes termos, o divisor de tensão mostra-se inadequado porquanto uma pequena corrente de anodo vem acarretar uma significativa redução na tensão de anodo, uma vez que os valores das resistências são de algumas centenas de $\text{M}\Omega$. Além disso, mesmo em testes frios, isto é, sem a presença do feixe de elétrons, verificou-se que o pulso de tensão no anodo apresentava severas deformações introduzidas pela capacitância intrínseca do sistema catodo-anodo que constitui um capacitor coaxial cônico. A distorção no pulso V_A (figura 3.7) decorre de não estar devidamente compensado o divisor de tensão. Em vista disso, um novo divisor foi projetado e construído. Relativamente ao divisor original, resistores não indutivos de menor valor foram utilizados (figura 3.8). Testes com o novo divisor foram realizados e, como indica a figura 3.9, deformações no pulso V_A não mais vieram a ocorrer.

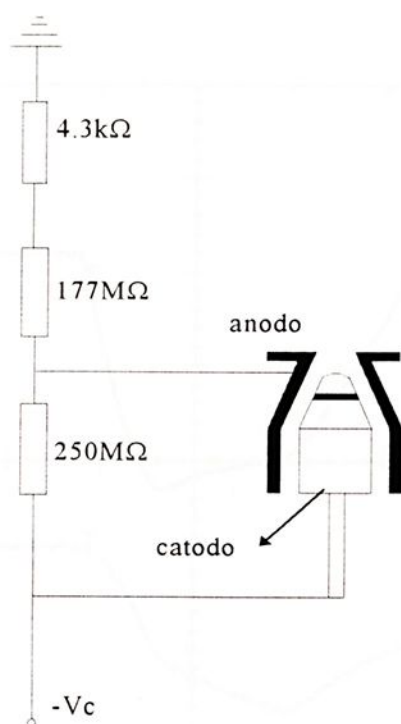


FIGURA 3.5 - Antigo divisor de tensão

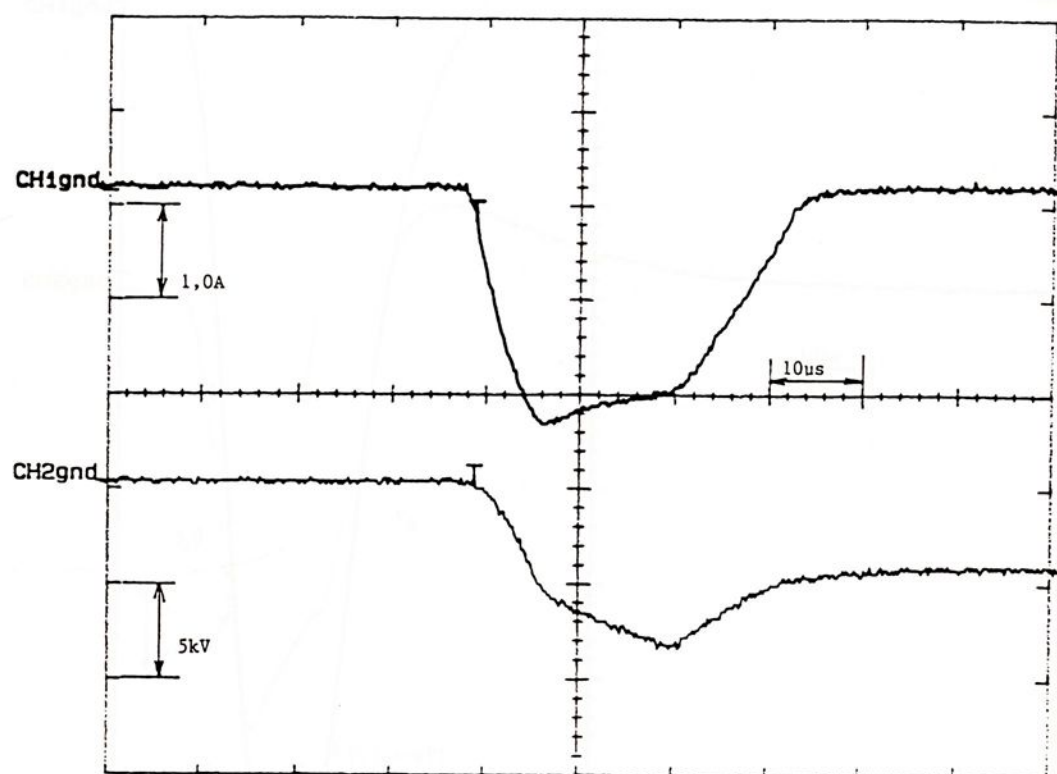


FIGURA 3.6 - Oscilogramas da corrente de coletor e tensão de anodo usando-se o antigo divisor de tensão

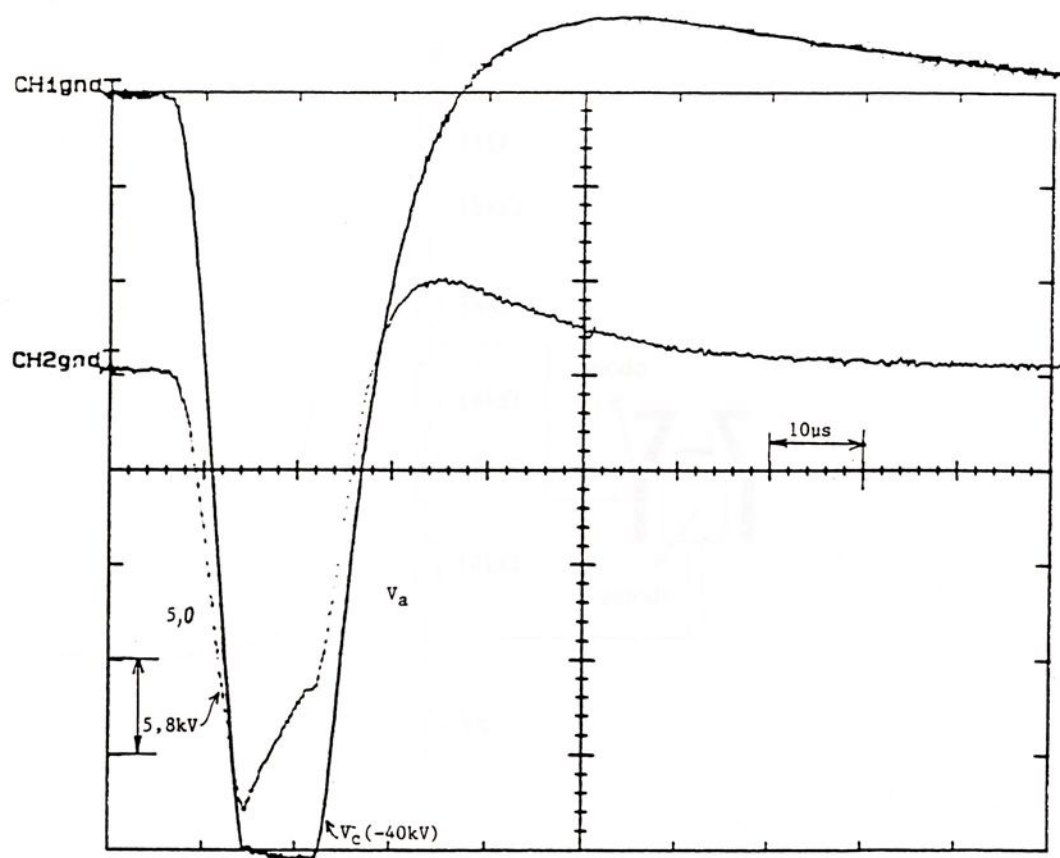


FIGURA 3.7 - Tensões de catodo (V_c) e anodo (V_a) obtidas em teste frio com o antigo divisor de tensão

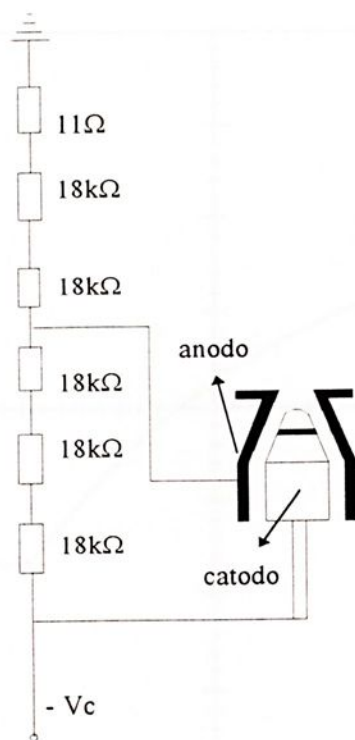


FIGURA 3.8 - Novo divisor de tensão

CAPÍTULO 4

MONTAGEM DO SISTEMA EXPERIMENTAL

4.1. Uma Calcedinestra para Microondas de Alta Potência

4.1.1 - Características da calcedinestra

A calcedinestra é uma estrutura de metal que serve de suporte para as partículas supercondutoras. Ela é feita de um material que não se deforma facilmente e que não é afetado pela radiação micro-ondas. A calcedinestra é montada de forma que as partículas supercondutoras fiquem alinhadas e possam ser aquecidas uniformemente. A calcedinestra é usada para testar a resistência das partículas supercondutoras à radiação micro-ondas. A calcedinestra é montada de forma que as partículas supercondutoras fiquem alinhadas e possam ser aquecidas uniformemente. A calcedinestra é usada para testar a resistência das partículas supercondutoras à radiação micro-ondas.

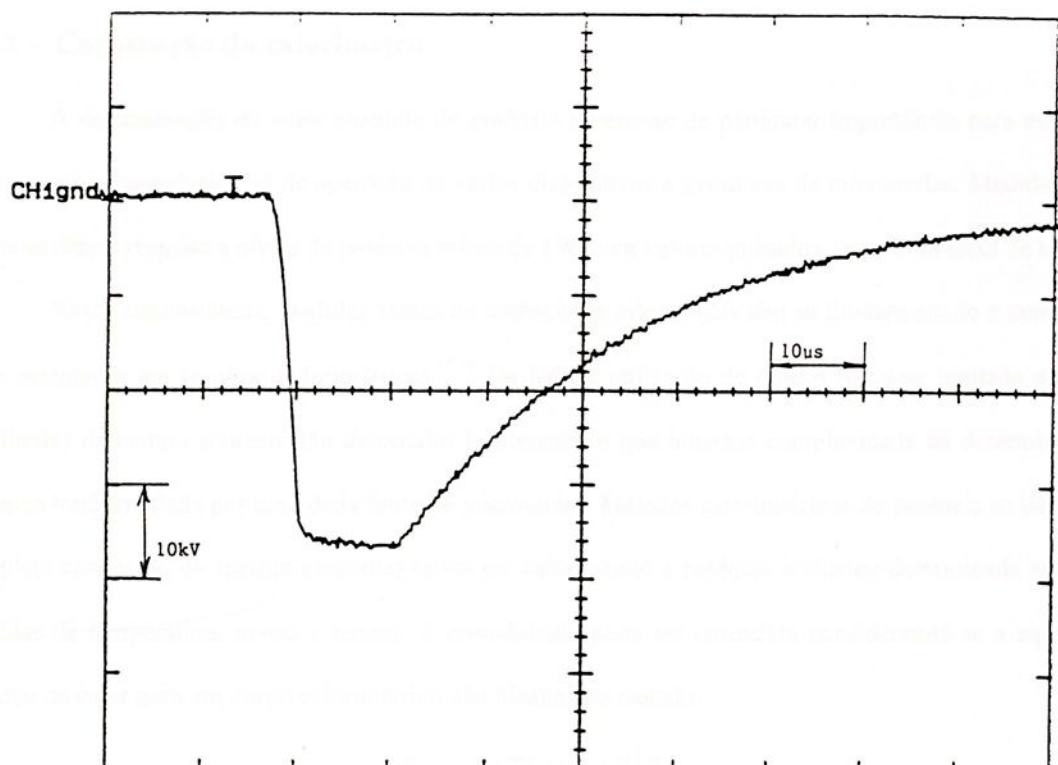


FIGURA 3.9 - Tensão de anodo obtida em teste frio com o novo divisor de tensão

CAPÍTULO 4

MONTAGEM DO SISTEMA EXPERIMENTAL

4.1 Um Calorímetro para Microondas de Alta Potência

4.1.1 - Construção do calorímetro

A determinação do valor absoluto de potência reveste-se de particular importância para estabelecer diretamente as características de operação de vários dispositivos e geradores de microondas. Medidas de alta potência dizem respeito a níveis de potência média de 1W com valores pulsados de pico na faixa de kW.

Nessa circunstância, medidas exatas de potência de microondas têm se fundamentado e continuam a estar assentadas em técnicas calorimétricas.^{17,18} De fato, a utilização de diodos torna-se limitada porque as amplitudes de campo somente são detectadas localmente, o que introduz complexidade na determinação da potência total irradiada por uma dada fonte de microondas. Métodos calorimétricos de potência se baseiam na completa conversão da energia eletromagnética em calor, sendo a potência incidente determinada através de medidas de temperatura, massa e tempo. A metodologia pode ser entendida considerando-se a equação de balanço de calor para um corpo calorimétrico não idealmente isolado:

$$P = C(d\Delta T/dt) + \Delta T/R \quad (4.1)$$

em que P é a potência incidente, C é a capacidade térmica do corpo, ΔT denota a temperatura diferencial ($T_{\text{CORPO}} - T_{\text{AMBIENTE}}$) e R representa a resistência térmica para o meio ambiente externo. A eq.(4.1) estabelece que a taxa em que a energia é dissipada no corpo absorvedor é igual à taxa em que a energia é armazenada no corpo em forma de calor mais a taxa em que a energia é perdida para o meio externo. A solução geral da eq.(4.1) se escreve como

$$\Delta T(t) = RP(1 - e^{-t/RC}) \quad (4.2)$$

onde RC é a constante de tempo do processo térmico. Se o corpo é perfeitamente isolado do meio externo, então R tende a infinito e, com a aproximação $t/RC \ll 1$, a eq.(4.2) se reduz a

$$\Delta T(t) = T_{\text{CORPO}} - T_{\text{AMBIENTE}} = (P/C)t \quad (4.3)$$

Se a capacidade térmica é conhecida e o aumento de temperatura é medido durante o tempo t , a eq.(4.3) fornece de maneira direta a potência incidente. Convém observar que $\Delta T(t)$ deve ser medida durante um intervalo de tempo curto relativamente à constante RC do calorímetro, mas não tão longo que resulte em uma relação não-linear entre $\Delta T(t)$ e P . Partindo das definições e considerações acima expostas, nessa seção são descritas a construção e calibração de um calorímetro para medidas de potência do girotron do LAP/INPE. O girotron de 32 GHz opera em regime pulsado com frequência de repetição $f_R=10\text{Hz}$ e largura de pulso de $10\mu\text{s}$. A corrente do feixe de elétrons é de 5A com tensão de aceleração de 50 kV, o que implica em uma potência de feixe $P_{RF} = 250 \text{ kW}$. Admitindo-se dois casos em que $\eta = 40\%$ (otimista) e $\eta = 4\%$ (pessimista), tem-se que os correspondentes níveis da potência de saída $P_{RF} = \eta P_{FEIXE}$ são respectivamente 100 kW e 10 kW. Nestes termos, a potência média $\langle P \rangle = P_{RF} \eta f_R$ fica compreendida no intervalo de 1 a 10 W. Da eq.(4.3) define-se a sensibilidade do calorímetro, geralmente expressa em $^{\circ}\text{C}/\text{W min}$, como

$$\Delta T / \Delta E = 1/C \quad (4.4)$$

onde $\Delta E = P t$ é a energia absorvida durante o intervalo de observação t . Considerando então que níveis de potência de 1W devem ser detectados, e estipulando um aumento de temperatura de $1,0^{\circ}\text{C}$ a ser medido em um tempo de observação de 10 min, resulta em uma sensibilidade de $1,0 \times 10^{-1} \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{W min}$. Com o valor de sensibilidade térmica requerida assim estimado, os passos de projeto do calorímetro são descrito a seguir onde também se incluem testes de reflexão para potência de RF incidente na faixa de 5,85 a 6,35 GHz.

4.1.2 - Considerações de microondas e escolha do absorvedor

A primeira consideração de projeto envolve o arranjo do guia de onda em relação à carga de RF. Do ponto de vista de reflexão da onda incidente, o meio deve ser introduzido gradualmente no guia para que haja um casamento contínuo de impedâncias entre a carga e o guia. A estrutura então adotada compreende um cone de quartzo de baixa perda suficientemente longo (25 cm de comprimento), onde estará contido o fluido absorvedor sem necessidade de casamento adicional de impedância. As vantagens desse arranjo (figura 4.1) residem na sua simplicidade, baixa capacidade térmica e inerente casamento gradual de impedância sobre uma extensa faixa de frequência, um vez que a dissipação de potência distribui-se uniformemente ao longo da superfície exposta à onda incidente.



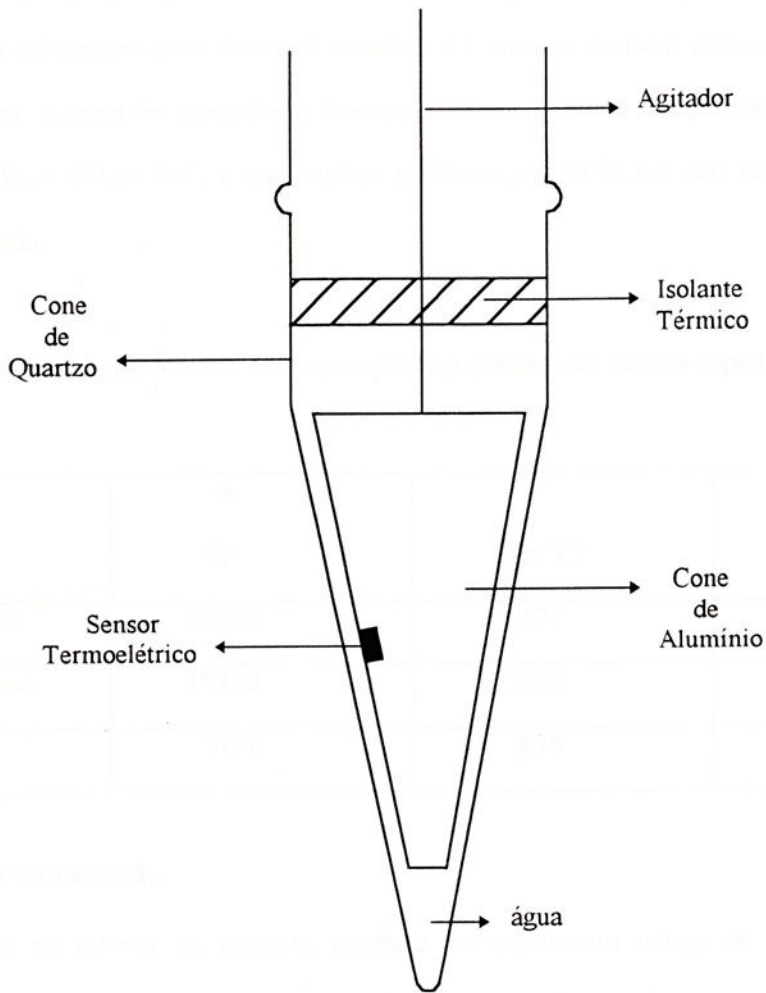


FIGURA 4.1- Estrutura do calorímetro

FIGURA 4.1. Esquema do calorímetro com cone de quartzo e cone de alumínio.

O fluido absorvedor escolhido é a água comum, que possui uma tangente de perdas suficientemente alta (0,01 - 0,1) na faixa de 100 MHz a 60 GHz, o que a torna um excelente meio dissipativo. Um cone oco de alumínio é introduzido no sistema para aumentar a superfície do fluido exposto cujo volume é consistente com uma constante de tempo térmica suficientemente pequena para dotar o calorímetro com resposta rápida. Os elementos do calorímetro estão descritos na tabela 4.1, onde se incluem as correspondentes massas e calores específicos. A soma das capacidades térmicas individuais fornece a capacidade térmica total, que é calculada como $C_T = 571,86 \text{ J/}^\circ\text{C}$, o que implica, conforme a eq.(4.3), em uma sensibilidade térmica de $1,05 \times 10^{-1} \text{ }^\circ\text{C/W min}$.

Tabela 4.1. Elementos do calorímetro com as respectivas massas (m), calores específico (c) e capacidade térmica (C)

Elemento	m (g)	c (J/g °C)	C (J/°C)
Cone de quartzo	303,00	0,73	221,19
Cone de alumínio	159,18	0,89	141,67
Água	50,00	4,18	209,00

4.1.3 - Testes de reflexão

A perda de retorno da potência incidente no calorímetro (carga de RF) foi determinada experimentalmente conforme o esquema da figura 4.2. O sinal de RF gerado é transmitido até o calorímetro por uma transição guia retangular-circular que suporta o cone de quartzo. Para medir a perda de retorno, inicialmente calibra-se o analisador de circuito com um curto na faixa de frequências considerada; após isso, insere-se o calorímetro no guia de onda e mede-se a perda de retorno relativa ao curto diretamente na tela do analisador de circuito.

Para fins comparativos, a perda de retorno na faixa de frequência de 5,85 a 6,35 GHz, para a transição circular é mostrada na figura 4.3 e na frequência central de 6,10 GHz, a perda é de -27dB. Com a introdução do calorímetro na transição, tem-se agora o gráfico da figura 4.4, que representa a perda de

retorno dos elementos do calorímetro em duas circunstâncias. Na primeira situação, em que se considera somente os cones de alumínio e de quartzo, isto é, o calorímetro sem água, observa-se que a perda de retorno resultante é de $-5,4$ dB na frequência central. Ao se colocar água no calorímetro, no entanto, nota-se que esta perda decresce drasticamente para $-29,8$ dB. Esta perda corresponde a um coeficiente de reflexão de potência de $0,1\%$, indicando que praticamente toda a potência incidente é absorvida pela água e que tal fluido, nas condições de nosso experimento, pode ser considerado um meio dissipativo ideal.



Figura 4.2. Diagrama esquemático da montagem experimental utilizada na caracterização da perda de retorno do calorímetro.

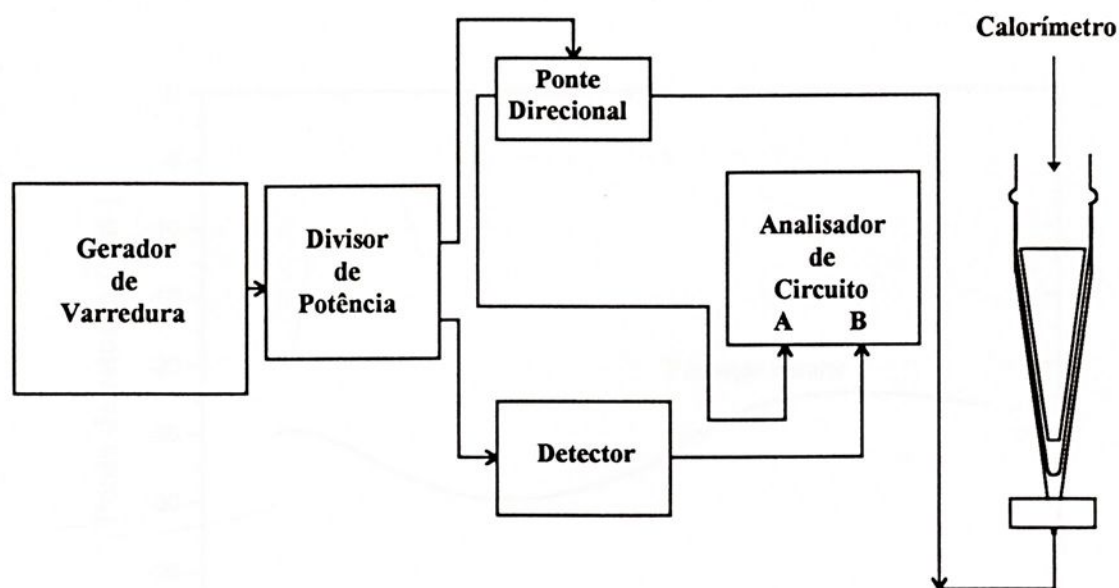


FIGURA 4.2- Diagrama de blocos da montagem experimental utilizada na determinação da perda de retorno do calorímetro

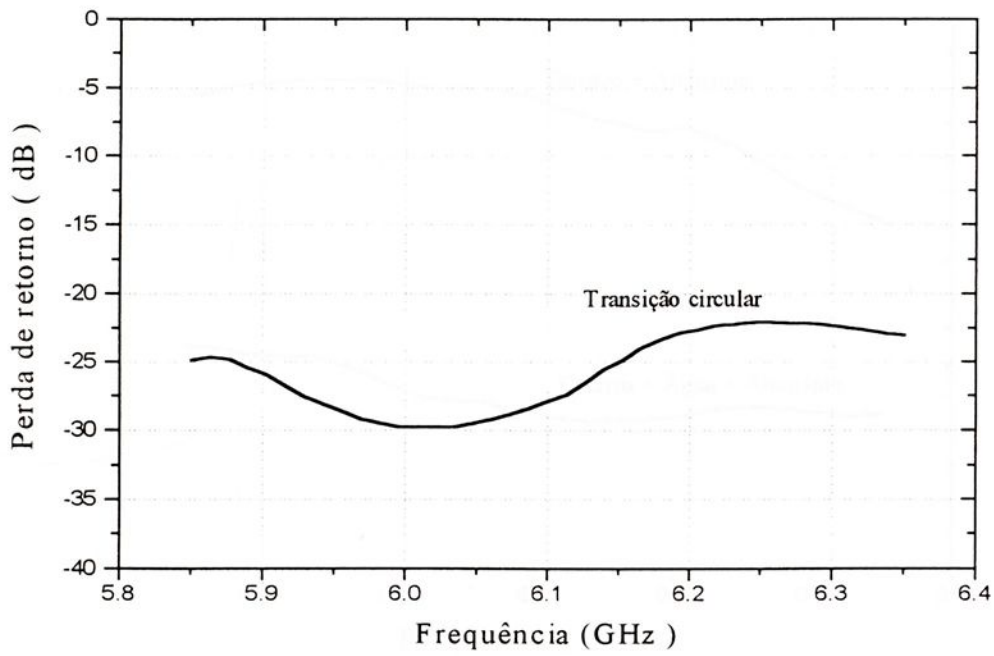


FIGURA 4.3 - Perda de retorno para o guia de onda isolado (sem calorímetro)

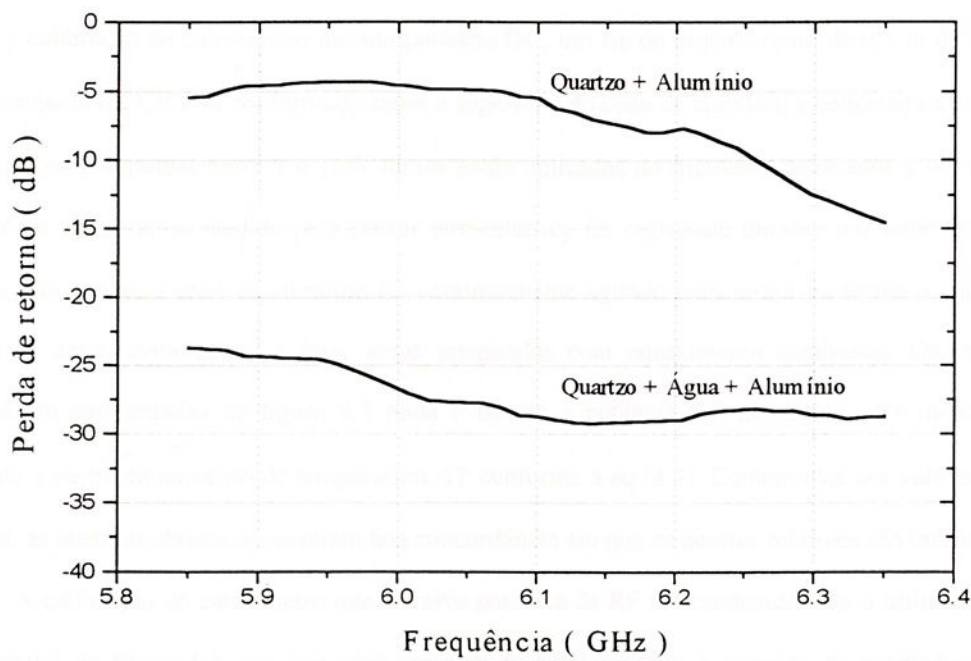


FIGURA 4.4 - Perda de retorno para os elementos do calorímetro

4.1.4. Calibração do calorímetro

Sendo a constante de tempo térmica independente da natureza da potência injetada, o calorímetro pode ser calibrado fazendo uso de potência contínua (DC). De fato, considere que um aumento de temperatura T_{RF} resulta da aplicação de uma dada potência de RF durante um intervalo t_{DC} para produzir um aumento adicional de temperatura T_{DC} . Desde que o aumento de temperatura T em cada situação é proporcional a energia incidente $P \times t$ (considerando a capacidade térmica constante e a mesma nos dois casos), a potência de RF é determinada a partir de P_{DC} conforme a relação $T_{RF} / T_{DC} = P_{RF} t_{RF} / P_{DC} t_{DC}$. Para efetuar a calibração do calorímetro usando potência DC, um fio de níquel-cromo de 0,5 m de comprimento com resistência de $7,5\Omega$ foi conformado sobre a superfície do cone de alumínio e conectado a uma fonte DC. Potências compreendidas entre 1 e 10W foram então aplicadas ao filamento aquecedor e o correspondente aumento de temperatura medido pelo sensor termoeletrônico foi registrado durante um intervalo de 10 min. Durante este tempo, o cone de alumínio foi continuamente agitado para tornar uniforme o aquecimento do volume de água, evitando, com isso, áreas estagnadas com aquecimento localizado. Os resultados das medidas são apresentadas na figura 4.5 onde P denota a potência DC injetada e $\langle P \rangle$ indica a potência calculada a partir do aumento de temperatura ΔT conforme a eq.(4.3). Comparadas aos valores de potência aplicada, as medidas obtidas apresentam boa concordância em que os desvios relativos são inferiores a 2,5%.

A calibração do calorímetro que envolve potência de RF foi conduzida com a utilização do arranjo experimental da figura 4.6, em que uma amostra do sinal injetado é extraída do acoplador direcional e continuamente monitorada com um medidor de potência. Os resultados das medidas são apresentadas na figura 4.7. As medidas obtidas apresentam boa concordância em que os desvios relativos são inferiores a 5% e tal incerteza na determinação da potência é inteiramente aceitável para medidas de potências de girotrons, uma vez que, tipicamente, os pulsos de corrente não são perfeitamente retangulares.

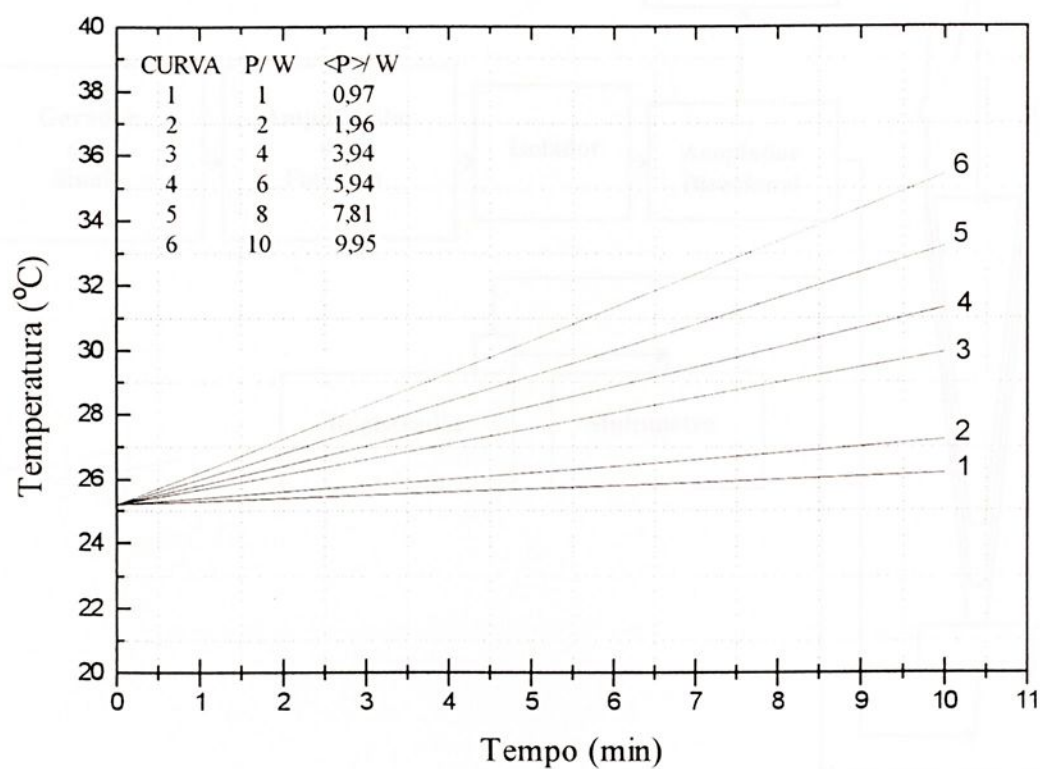


FIGURA 4.5 - Curvas de calibração do calorímetro com potência DC

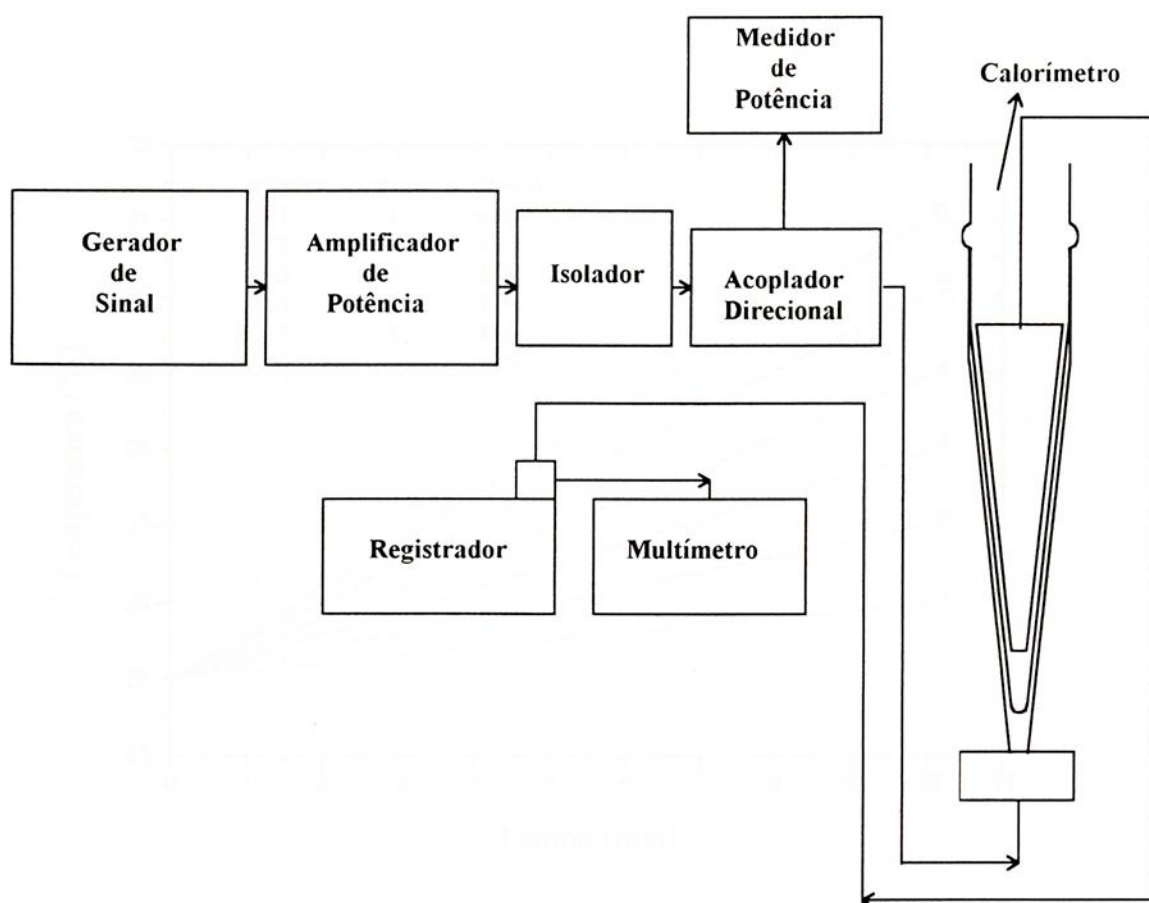


FIGURA 4.6 - Montagem experimental para calibração do calorímetro com potência de RF

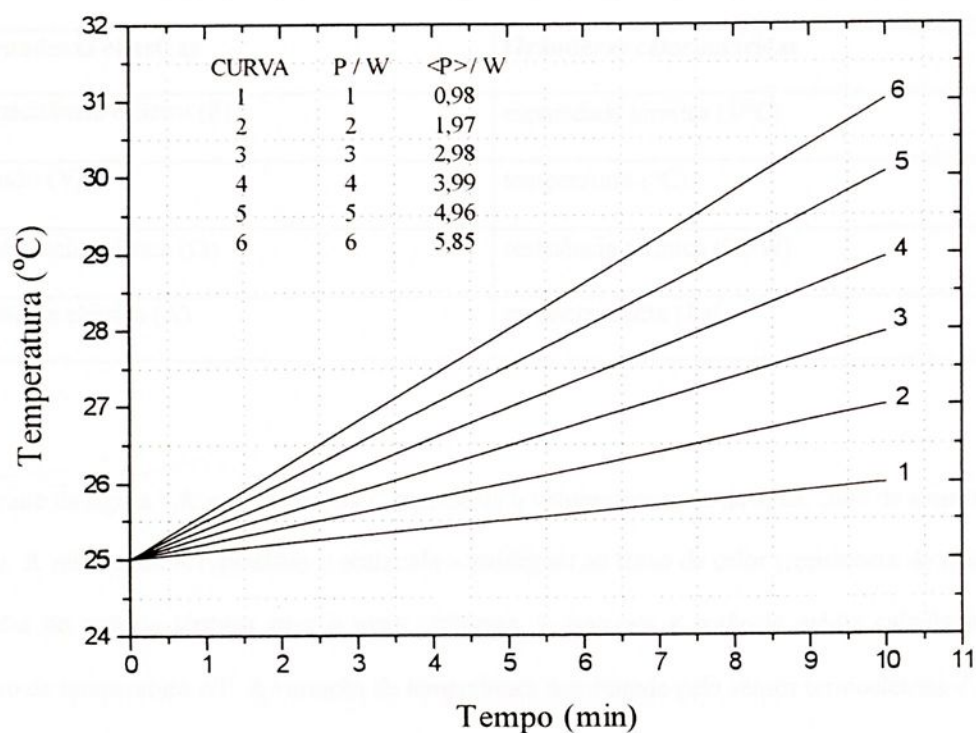


FIGURA 4.7 - Curvas de calibração do calorímetro com potência de RF

4.1.5 - Equivalente elétrico do calorímetro

Podemos fazer uma analogia do calorímetro descrito anteriormente com um circuito R-C paralelo. O calorímetro sendo um integrador, equivale a um circuito R-C paralelo com uma fonte de corrente e uma bateria. A figura 4.8 mostra o equivalente elétrico do calorímetro e a tabela 4.2, a equivalência entre as grandezas físicas elétricas e calorimétricas.

Tabela 4.2. Equivalência entre grandezas físicas elétricas e calorimétricas

Grandezas elétricas	Grandezas calorimétricas
capacitância elétrica (F)	capacidade térmica (J/°C)
tensão (V)	temperatura (°C)
resistência elétrica (Ω)	resistência térmica (°C/W)
corrente elétrica (A)	potência média (J/s)

No circuito da figura 4.8, a capacitância C representa o volume aquecido da água, cone de alumínio e cone de quartzo. A resistência R representa o obstáculo a passagem ao fluxo de calor (resistência do quartzo), isto é, as perdas de energia térmica para o meio ambiente. I_0 equivale a potência média calculada a partir do aumento de temperatura ΔT . A variação de temperatura monitorada pelo sensor termoeletrico é representada pela tensão V_c no capacitor C e a bateria V_A representa a temperatura ambiente. Os três parâmetros do circuito da figura 4.8 (R, C e I_0) podem ser determinados através das curvas de evolução de temperatura do calorímetro, como mostra a figura 4.9 quando fazemos $t \rightarrow \infty$. Na figura 4.10, temos as curvas de cargas de um circuito R-C paralelo simulado no P-Spice com valores de R e C idênticos ao do calorímetro.

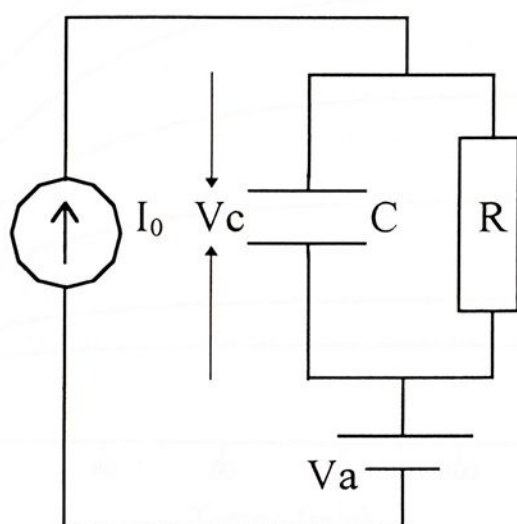


FIGURA 4.8 - Equivalente elétrico do calorímetro

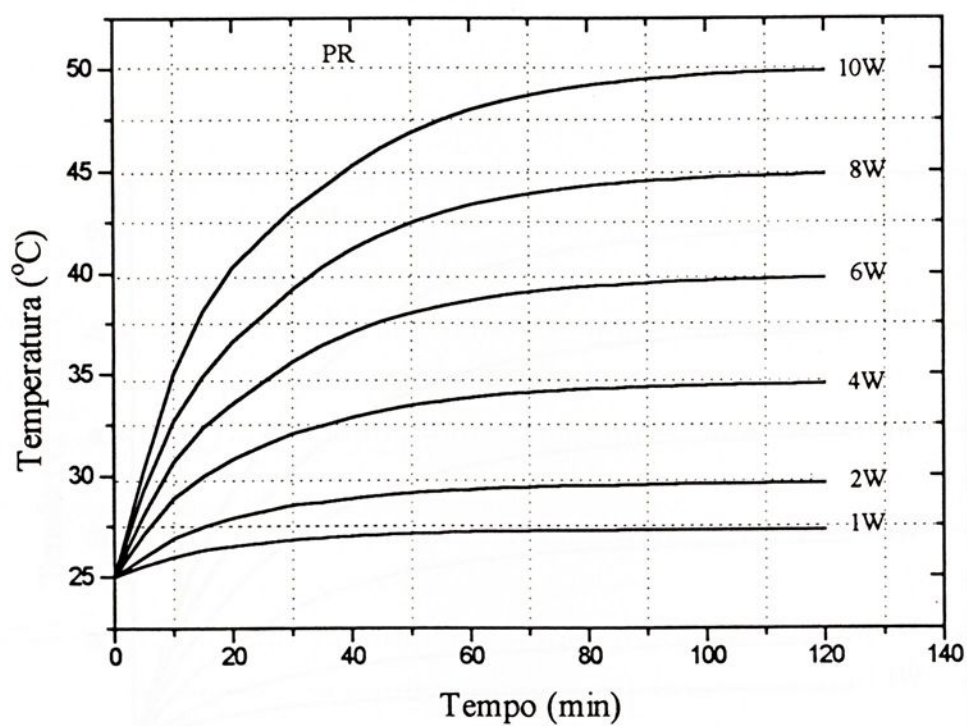


FIGURA 4.9 - Curvas experimentais de evolução de temperatura do calorímetro para vários níveis de potência injetada

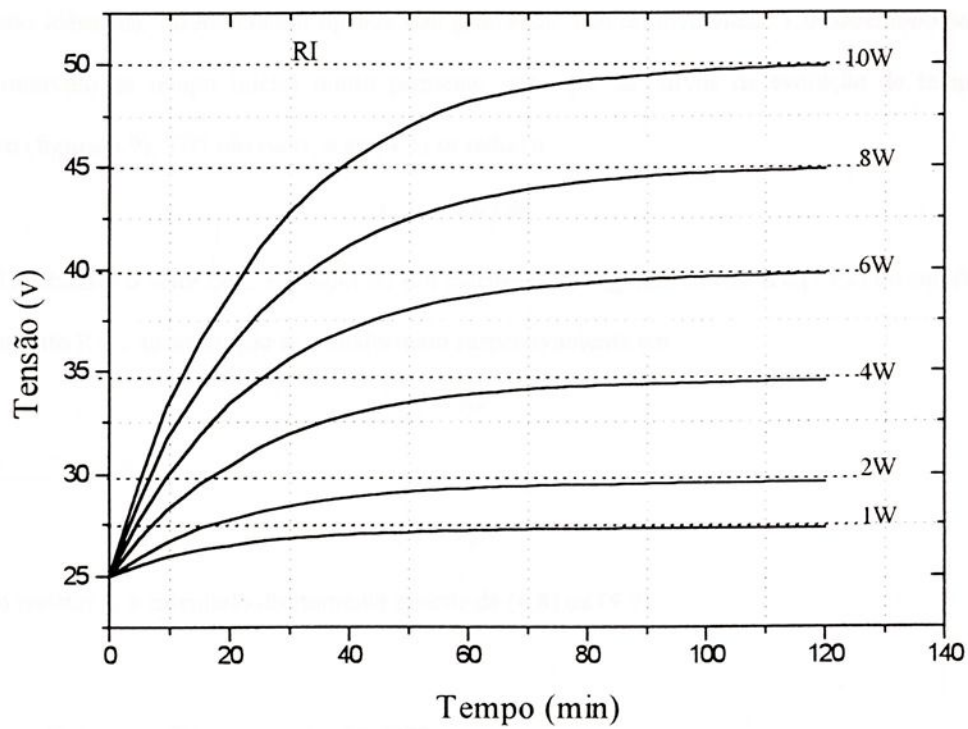


FIGURA 4.10 - Curvas de carga de um circuito R-C paralelo simulado no P-Spice

A equação diferencial do circuito da figura 4.8 se escreve como

$$C(dV/dt) + V/R = I_0 \quad (4.5)$$

cuja solução geral é

$$V(t) = I_0 R (1 - e^{-t/RC}) \quad (4.6)$$

De forma semelhante as eqs.(4.5) e (4.6) temos a equação diferencial do calorímetro (4.1) com sua solução geral eq.(4.2). Podemos observar que a estrutura das equações tanto do calorímetro, quanto do circuito R-C paralelo, são idênticas, diferenciando apenas nas grandezas físicas envolvidas. Considerando as perdas de calor no intervalo de tempo inicial muito pequena, visto que as curvas de evolução de temperatura do calorímetro (figura 4.9), $T(t)$ são retas, a eq.(4.5) se reduz a

$$I_0 = C dV/dt \quad (4.7)$$

Da eq.(4.7) achamos o valor de C e o valor de R é calculado da seguinte forma: a eq.(4.2) do calorímetro ou (4.6) do circuito R-C, na saturação se transformam respectivamente em

$$\Delta T(t) = RP \quad (4.8)$$

e

$$V(t) = I_0 R \quad (4.9)$$

O valor do resistor R é calculado diretamente apartir de (4.8) ou (4.9).

4.2 Testes Frios no Girotron de 32 GHz

4.2.1 - Introdução

Nessa seção serão descritos os testes frios realizados no girotron do LAP/INPE, tendo-se por objetivo determinar as perdas na janela e na linha de guiagem do sinal de microondas com a cavidade operando nos modos $TE_{0,2}$, $TE_{2,2}$ e $TE_{6,1}$. Essas medidas são importantes, pois conhecendo-se as perdas na linha, pode-se avaliar a potência de saída do girotron e comparar o resultado assim obtido com a potência determinada pelo método calorimétrico.



4.2.2 - Identificação dos modos na cavidade do girotron

Esse experimento teve como objetivo excitar a cavidade do girotron nos modos $TE_{0,2}$, $TE_{2,2}$ e $TE_{6,1}$. A figura 4.11 mostra a montagem do experimento onde o conjunto fonte de microondas-guia é usado para excitar a cavidade. A fonte de microondas é sintonizada em uma frequência próxima da frequência de ressonância de um determinado modo. Na saída do guia circular (saída do girotron) uma sonda elétrica, que consiste em um cabo coaxial com uma ponta de 5mm operando como uma antena, se encontra ligada diretamente ao diodo detector. O conjunto assim formado pode ser deslocado radialmente e azimutalmente na secção transversa do guia circular. Para se obter uma melhor indicação na detecção, deve-se inserir a sonda com uma profundidade conveniente no guia. Entretanto, uma penetração demasiada poderá ocasionar perturbação na distribuição dos campos, introduzindo erro no valor da medida. Existe portanto, um compromisso entre profundidade de penetração da sonda e sensibilidade do sistema de detecção.

O sinal induzido na sonda é detectado por um diodo a cristal. Através da análise da configuração dos campos no guia é que se chega aos métodos de excitação de um determinado modo. Na figura 4.12 temos a configuração de campo elétrico para o modo $TE_{0,2}$ e na figura 4.13 temos o perfil radial de campo elétrico para o modo $TE_{0,2}$, onde se pode observar que há dois máximos na direção radial. Na figura 4.14 temos o perfil azimutal de campo elétrico para o modo $TE_{0,2}$. Como podemos observar, a intensidade de campo no centro e próximo da parede do guia é muito fraco. Já a 8 e 24 mm de raio a intensidade de campo é mais forte e praticamente constante. Concluimos, portanto, que o modo excitado foi o $TE_{0,2}$. A configuração de campo elétrico do modo $TE_{6,1}$ e os perfis radial e azimutal de campo elétrico do modo $TE_{6,1}$ são mostrados respectivamente nas figuras 4.15, 4.16 e 4.17. Nessas figuras, nota-se que existe um pico na direção radial e doze máximos igualmente espaçados ao longo da direção azimutal, confirmando de fato que o modo observado é o $TE_{6,1}$.



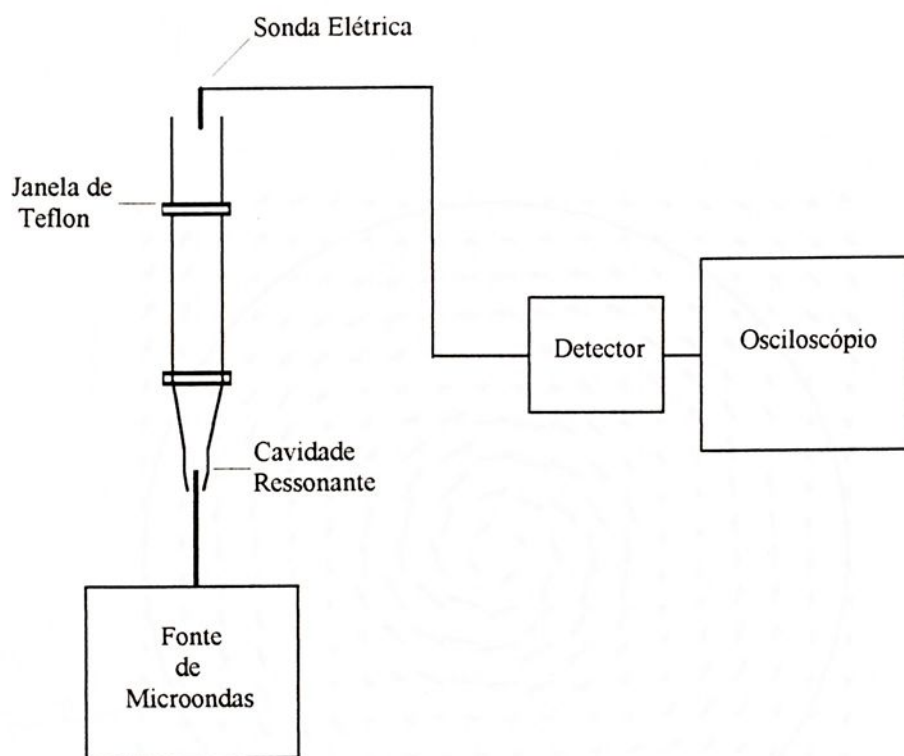


FIGURA 4.11 - Montagem experimental para excitação dos modos $TE_{0,2}$ e $TE_{6,1}$

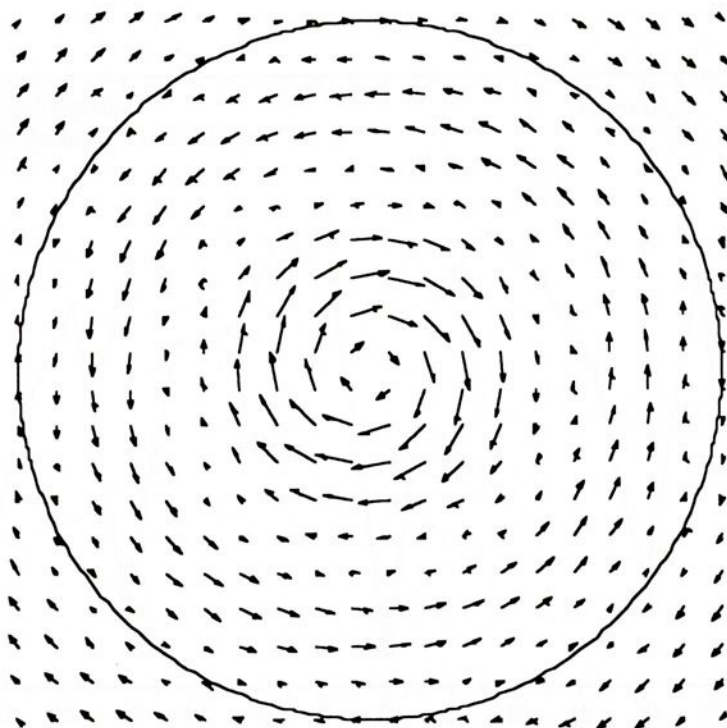
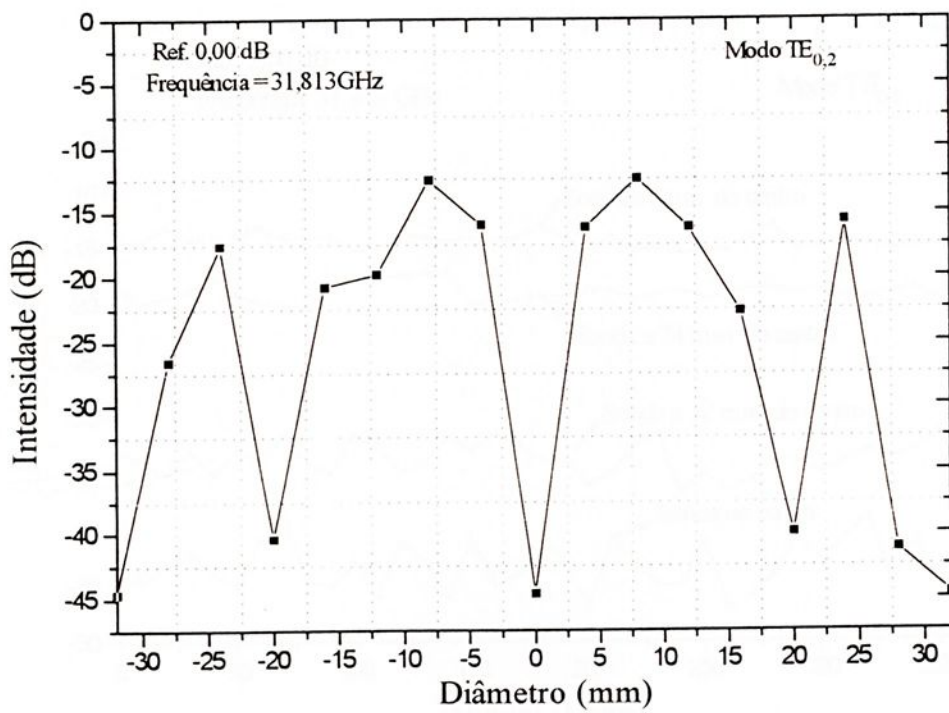


FIGURA 4.12 - Configuração de campo elétrico para o modo $TE_{0,2}$

FIGURA 4.13 - Perfil radial de campo elétrico para o modo $TE_{0,2}$

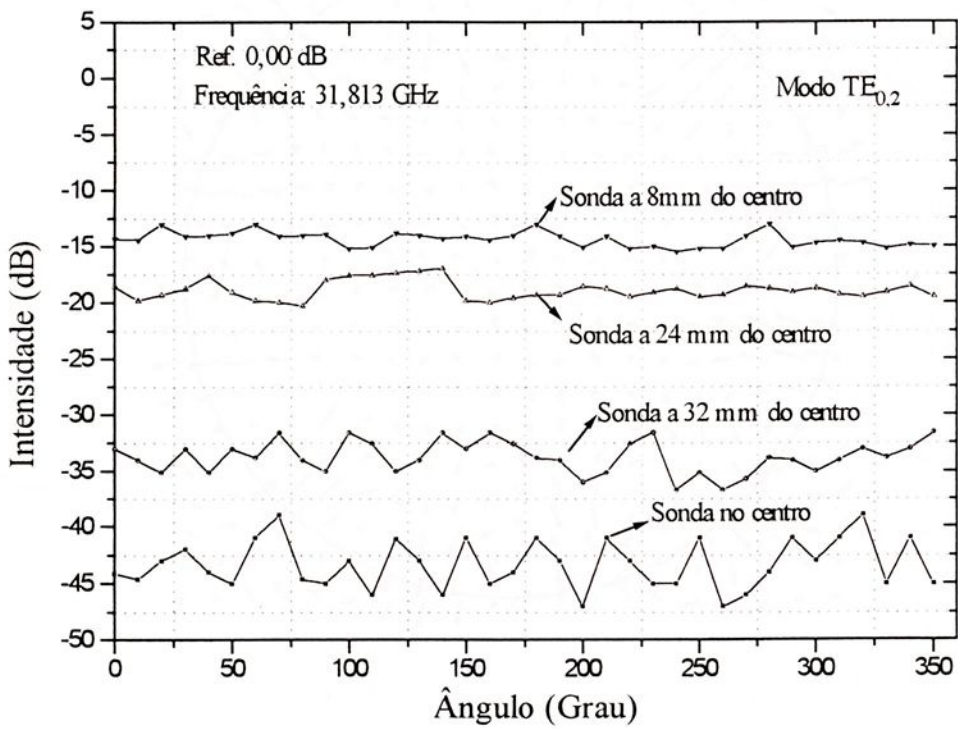


FIGURA 4.14 - Perfil azimuthal de campo elétrico para o modo $TE_{0,2}$

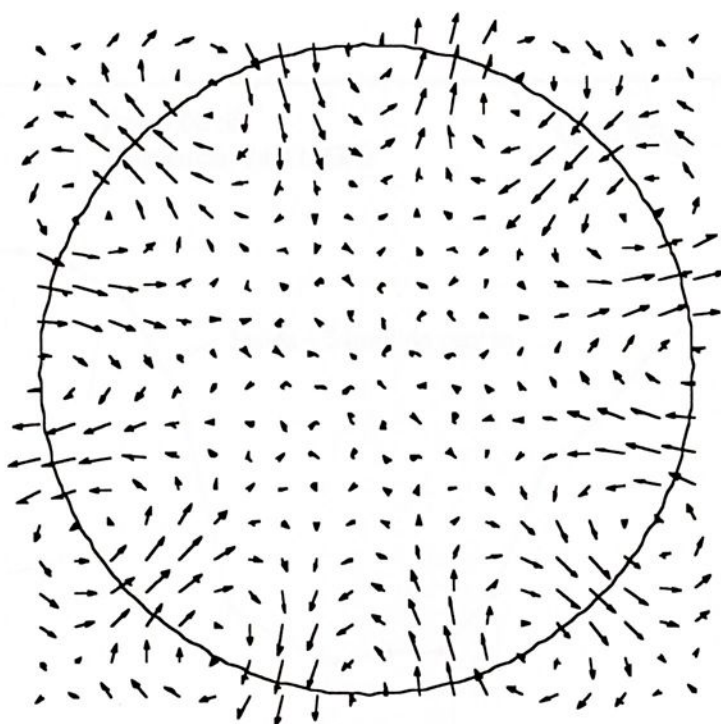


FIGURA 4.15 - Configuração de campo elétrico para o modo $TE_{6,1}$.

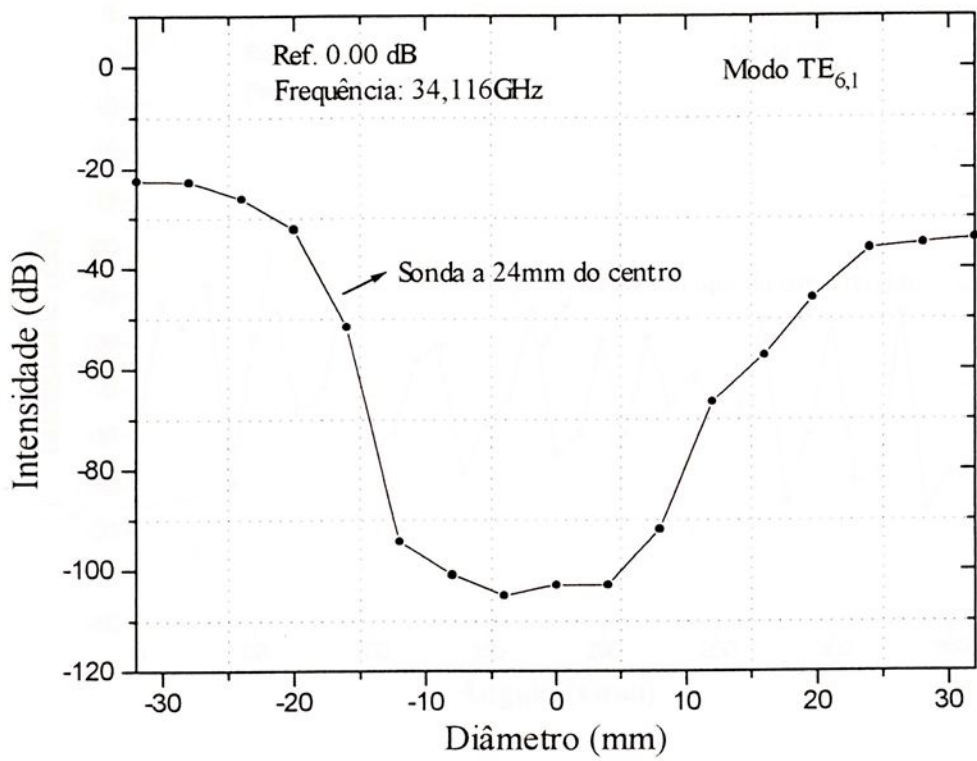
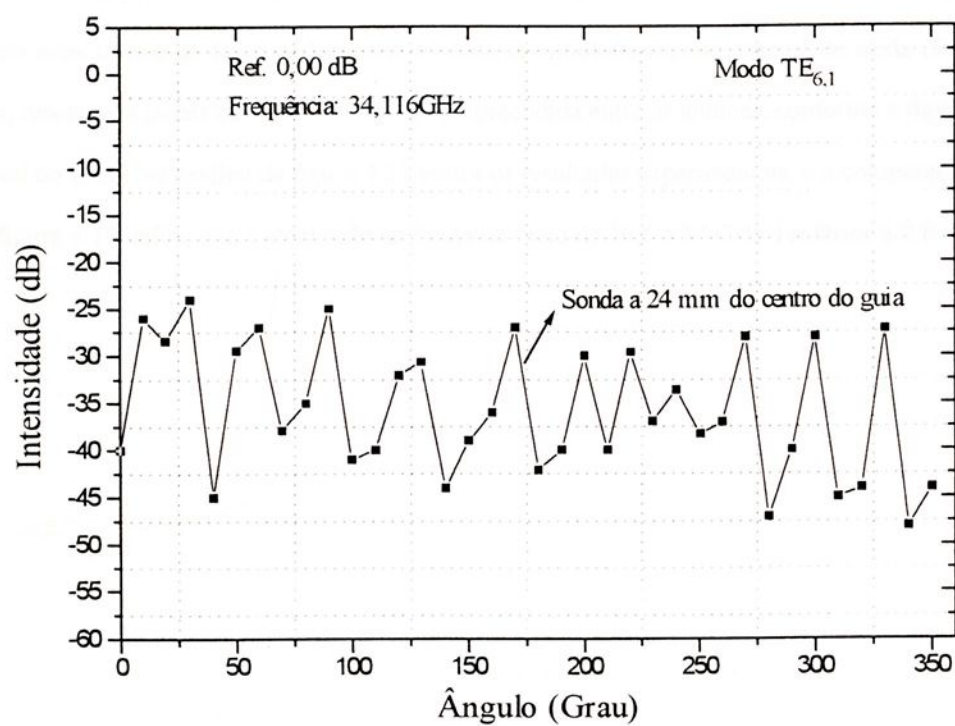


FIGURA 4.16 - Perfil radial de campo elétrico para o modo $TE_{6,1}$

FIGURA 4.17 - Perfil azimutal de campo elétrico para o modo $TE_{6,1}$

4.2.3 - Medidas de perda na janela do girotron

A determinação da perda na janela do girotron, sendo a mesma feita de teflon e com uma espessura de 8 mm, foi conduzida da seguinte forma: primeiramente mede-se o nível de saída da fonte de microondas ao longo da faixa de interesse conforme a montagem experimental da figura 4.18. Sendo essa perda uma medida relativa, arbitrou-se uma distância entre as cornetas transmissora e receptora de 40 mm. As cornetas são posicionadas afim de se obter uma linha de visada direta entre elas. Então, varia-se a frequência da fonte de microondas dentro da faixa de interesse e mede-se simultaneamente o nível de saída (figura 4.19). Em seguida, insere-se a janela de teflon na região compreendida entre as antenas, conforme a figura 4.20 e mede-se o nível do sinal. No gráfico da figura 4.21 temos os resultados experimentais, e a comparação deste gráfico com a figura 4.19 indica que a atenuação ao longo da faixa de 30,5 a 37 GHz é inferior a 0,8 dB.

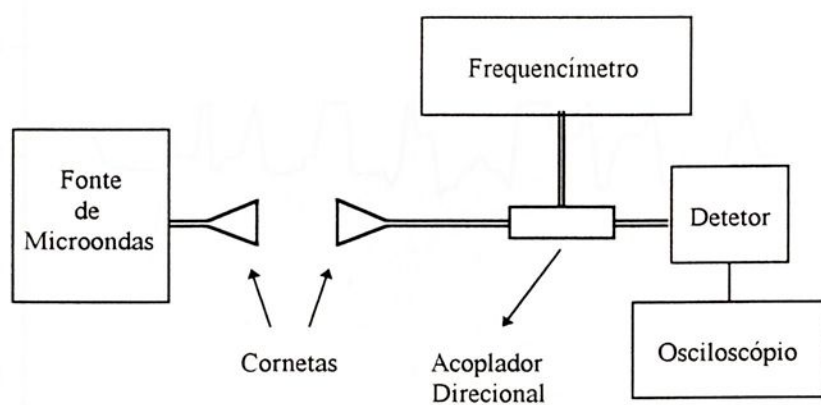


FIGURA 4.18 - Montagem experimental para verificação do nível de saída da fonte de microondas a diodo Gunn em função da frequência

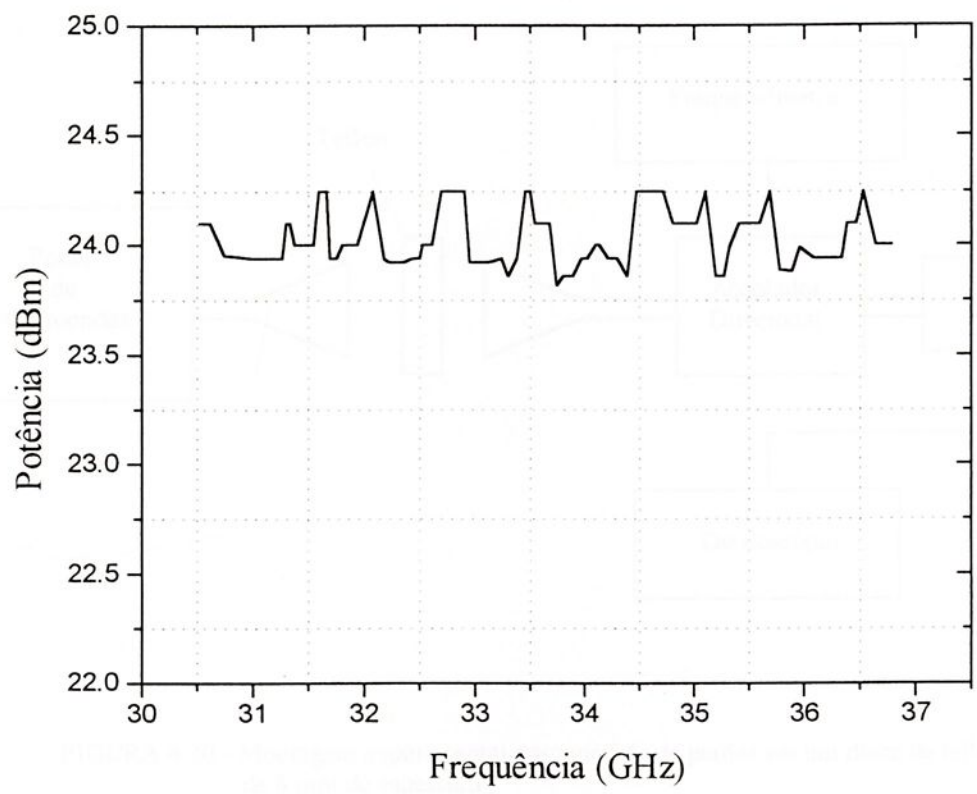


FIGURA 4.19 - Potência de saída da fonte de microondas a diodo Gunn em função da frequência

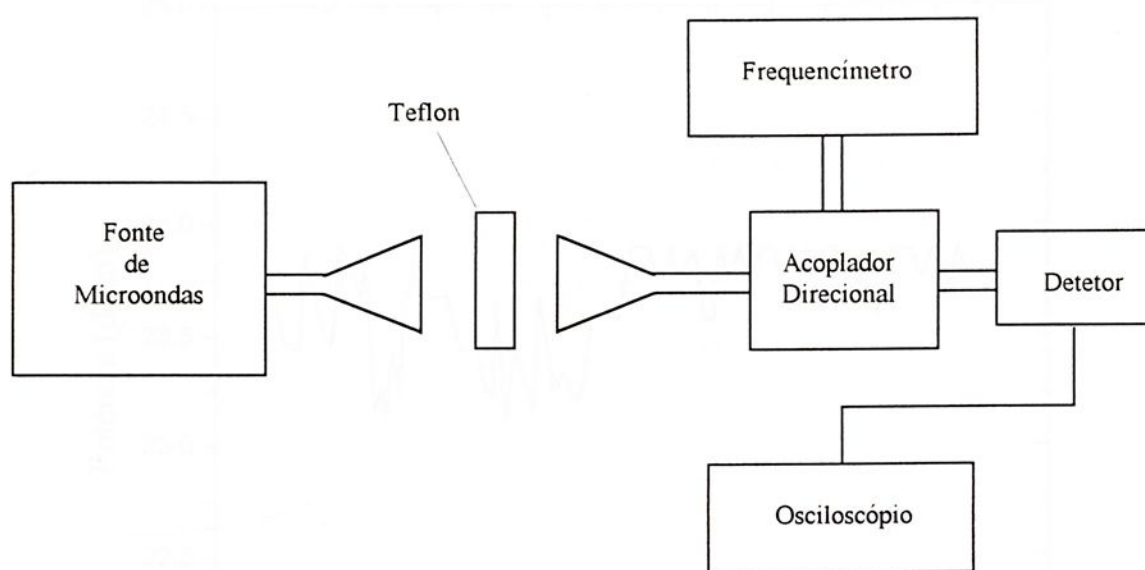


FIGURA 4.20 - Montagem experimental para medida de perdas em um disco de teflon de 8 mm de espessura

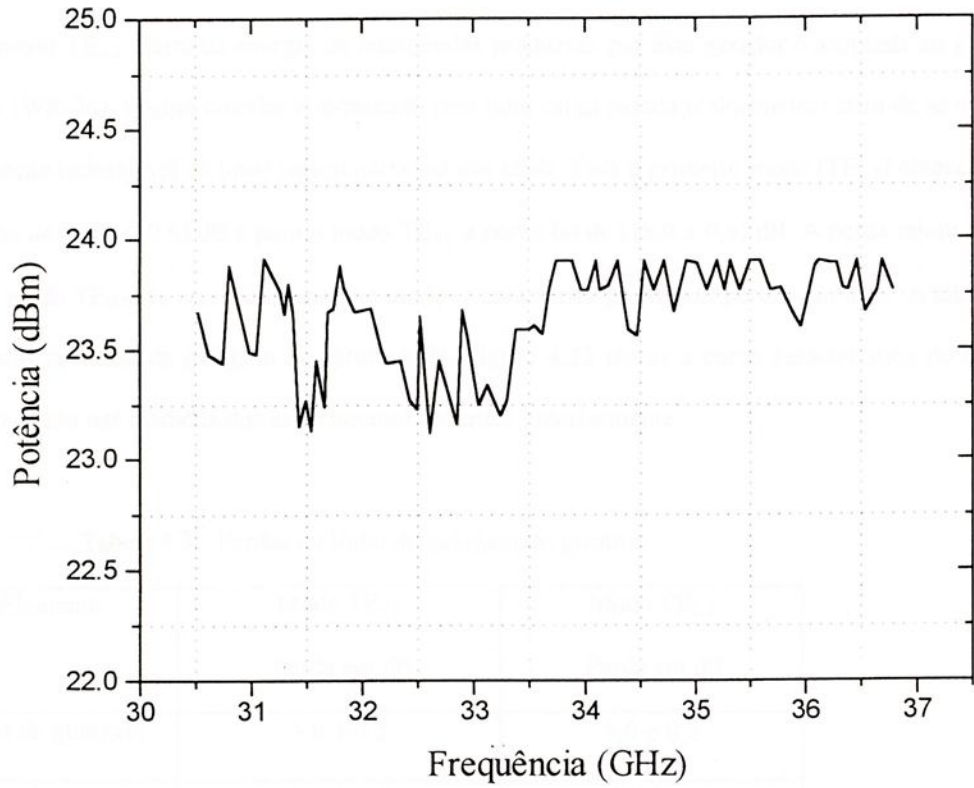


FIGURA 4.21 - Perdas em uma janela de teflon de 8 mm de espessura

4.24 - Medida de perda na linha de guiagem do girotron

Essa medida é importante pois passa a ser uma segunda opção na avaliação da potência de saída do girotron. A determinação da perda na linha de guiagem do girotron foi conduzida conforme a montagem experimental da figura 4.22. Uma fonte de microondas a diodo Gunn de 250mW (+24 dBm) de potência de saída e faixa de frequência de 30,50 a 37,00 GHz foi usada para excitar a cavidade ressonante. O gerador foi sintonizado primeiramente na frequência de 31,813 GHz, que corresponde ao modo $TE_{0,2}$ e depois em 30,38 GHz, modo $TE_{2,2}$. Parte da energia de microondas produzida por esse gerador é acoplada ao guia retangular padrão (WR-28). O guia circular é terminado com uma carga casada (calorímetro) afim de se evitar reflexões e formação indesejável de onda estacionária em sua saída. Para o primeiro modo ($TE_{0,2}$) obteve-se uma perda na linha de $(15,0 \pm 0,6)$ dB e para o modo $TE_{2,2}$ a perda foi de $(18,0 \pm 0,6)$ dB. A perda relativamente menor para o modo $TE_{0,2}$ era esperada, pois este modo se caracteriza por baixas perdas ôhmicas. A tabela 4.3 mostra as perdas na linha de guiagem do girotron. Na figura 4.23 temos a curva característica do diodo dectetor 1N53B usado nas medidas dos experimentos descritos anteriormente.

Tabela 4.3 - Perdas na linha de guiagem do girotron

Elemento	Modo $TE_{0,2}$ Perda em dB	Modo $TE_{2,2}$ Perda em dB
linha de guiagem	$5,0 \pm 0,2$	$5,0 \pm 0,2$
acoplamento	$7,0 \pm 0,5$	$10,0 \pm 0,5$
janela de teflon	$0,5 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,1$
corpo do girotron	$2,5 \pm 0,2$	$2,5 \pm 0,2$
perda total	$15,0 \pm 0,6$	$18 \pm 0,6$

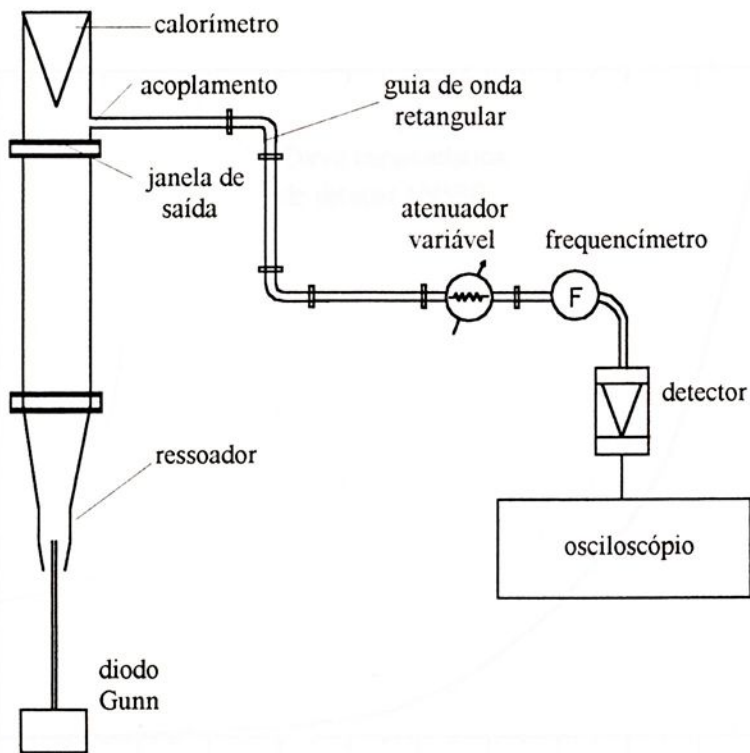


FIGURA 4.22 - Montagem experimental para determinação da perda na linha de guiagem do girotron

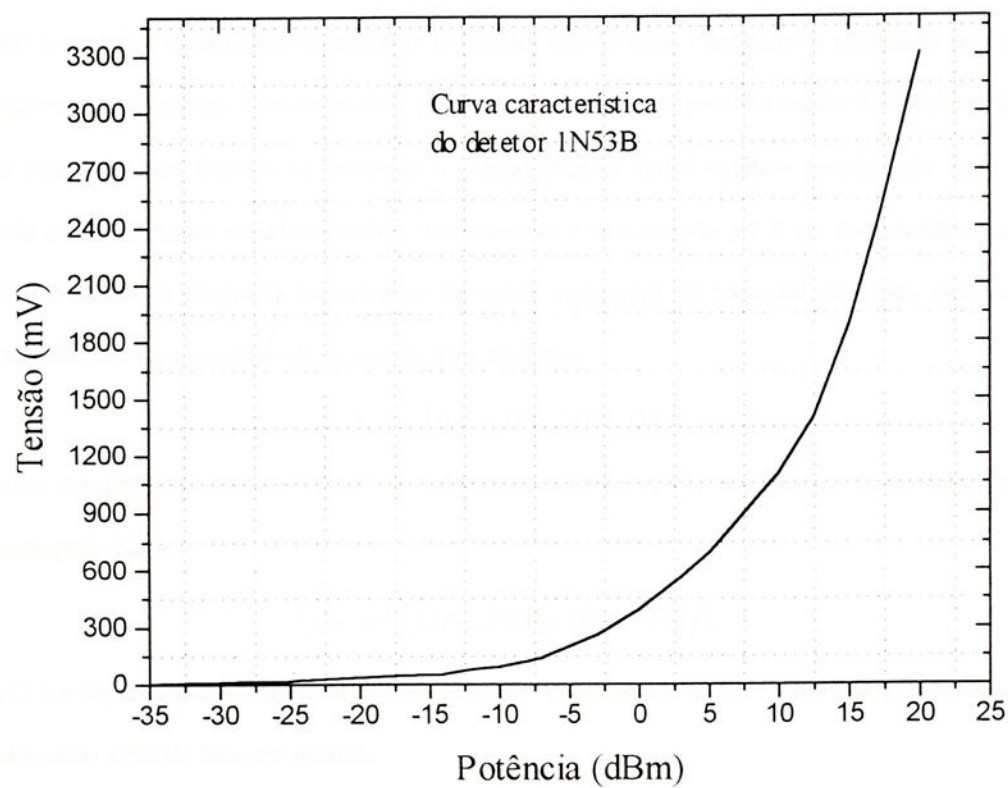


FIGURA 4.23 - Curva característica do diodo detector 1N53B

4.3 Sonda Capacitiva

Esse tipo de sonda mede indiretamente a velocidade paralela ($v_{//}$) dos elétrons através da densidade linear de carga (λ_e) e corrente de coletor (I). A expressão para corrente de coletor pode ser obtida em termos da densidade média de carga e velocidade paralela dos elétrons como

$$I = e\lambda_e v_{//} \quad (4.10)$$

em que a medida experimental da corrente de coletor nos fornece I enquanto a densidade de carga é obtida indiretamente pela sonda. Com esses dois parâmetro, a velocidade paralela média do feixe é determinada. A sonda capacitiva nos fornece λ_e medindo o campo elétrico radial estático gerado pelo feixe. Esta sonda consiste em um cilindro metálico isolado eletricamente e posicionado a 5,6 cm da entrada da cavidade. Na figura 4.24 temos o diagrama esquemático da sonda capacitiva. O potencial da sonda uma vez medido é relacionado com a carga induzida $-q$ usando a lei de Gauss

$$V = -\int E dl = (e\lambda_e / 2\pi\epsilon_0) \ln r \quad (4.11)$$

Usando a condição de contorno $V(R_W) = 0$ (tubo aterrado) a eq. (4.11) nos fornece λ_e em termos do potencial da sonda (V_P), isto é,

$$V_P = (e\lambda_e / 2\pi\epsilon_0) \ln R_W / R_P = e\lambda_e / C' \quad (4.12)$$

onde C' é a capacitância por unidade de comprimento. Combinando as eqs.(4.10) e (4.12) obtemos a expressão da velocidade axial do feixe de elétrons

$$v_{//}(t) = 1/C' [I(t)/V_P(t)] \quad (4.13)$$

O parâmetro $\alpha = v_{\perp}/v_{//}$ é determinado uma vez conhecido $v_{//}$, tensão de anodo (V_0) e a redução de potencial (V_{DEP}). A redução de potencial é dado pela equação

$$V_{DEP} = (e\lambda_e / 2\pi\epsilon_0) \ln[(R_W/r_k)(B_0/B_k)^{1/2}] \quad (4.14)$$

em que r_k é o raio do feixe e B_K e B_0 representam respectivamente, a indução magnética nas regiões do catodo e cavidade. Dessa forma, determinamos o parâmetro α da seguinte maneira:

$$\gamma^2 = \left(1 + \frac{V_0(kV) - V_{DEP}(kV)}{511} \right)^2 = \frac{1}{1 - \beta^2} \quad (4.15)$$

$$v^2 = v_{\perp}^2 + v_{//}^2 \quad (4.16)$$

$$\alpha = v_{\perp} / v_{\parallel} = \left[\left(v^2 / v_{\perp}^2 \right) - 1 \right]^2 \quad (4.17)$$

A sonda capacitiva sendo um elemento passivo, não perturba o feixe de elétrons. Mas devido a capacitâncias espúrias, efeitos de borda e uma possível excentricidade do sistema, é preciso determinar experimentalmente o valor de C' , isto é, a capacitância da sonda por unidade de comprimento (C_p / l_p). Para tanto, escrevemos o potencial na região $R_w \leq r \leq R_p$ como

$$V(r) = A \ln r / R_w \quad (4.18)$$

onde $A > 0$ é uma constante. Cargas negativas $-q$ fluindo na sonda (eletrodo não-aterrado) estabelecem a tensão da sonda V_p

$$V_p = -q / C_p = 2\pi\epsilon_0 R_p l_p E_r / C_p \quad (4.19)$$

em que E_r denota o campo elétrico radial e C_p inclui (i) a capacitância entre o diâmetro externo da sonda (R_p) e o tubo externo (R_w), (ii) a capacitância associada com o conector e (iii) a capacitância do cabo (compreendido entre a sonda e o osciloscópio). Da eq. (4.19) obtemos, portanto, a capacitância da sonda por unidade de comprimento

$$C_p / l_p = 1 / V_p (2\pi\epsilon_0) E_r R_p \quad (4.20)$$

Sabendo que o gradiente do potencial nos fornece o campo radial E_r , tem-se da eq. (4.18)

$$\left. \frac{\partial V}{\partial r} \right|_{R_p} = A \frac{1}{R_p} = -E_r \quad (4.21)$$

Além disso, a eq. (4.18) também nos fornece uma expressão para a constante A . Introduzindo, então, um bastão metálico cilíndrico de raio a tem-se

$$A = V_{\text{bastão}} \frac{1}{\ln(a / R_w)} \quad (4.22)$$

em que $V_{\text{bastão}} = V(a)$. Combinando as eqs. (4.19) e (4.22) chega-se a

$$\frac{C_p}{l_p} = \frac{V_{\text{bastão}}}{V_p} (2\pi\epsilon_0) \frac{1}{\ln(R_w / a)} \quad (4.23)$$

O valor de C_p / l_p é determinado em situ e da seguinte maneira: o canhão de elétrons é retirado do girotron e no seu lugar é introduzido o bastão metálico (de raio a) até a entrada da cavidade, simulando, assim, o feixe de elétrons. Em seguida, aplicam-se pulsos de alta tensão (10 kV no máximo) no bastão metálico e mede-se

simultaneamente a correspondente tensão na sonda capacitiva, obtendo-se assim, a curva da constante de calibração. A figura 4.25 mostra a curva experimental da tensão na sonda em função da tensão aplicada ao bastão metálico. Deste gráfico se obtém $V_p/V_{bastão} = 5,6 \times 10^{-3}$ e usando os valores $R_W = 42,0$ mm e $a = 8,2$ mm chega-se a $C_p/I_p = 6,0nF/m$. Substituindo este valor na eq. (4.13), temos

$$\beta_{II} = \frac{1}{1,8} \frac{I(A)}{V_p(V)} \quad (4.24)$$

onde $\beta_{II} = v_{II}/c$ é a velocidade axial do elétron normalizada em relação à velocidade da luz, $I(A)$ indica a corrente de coletor expressa em ampères e $V_p(V)$, em volts, é a tensão da sonda.

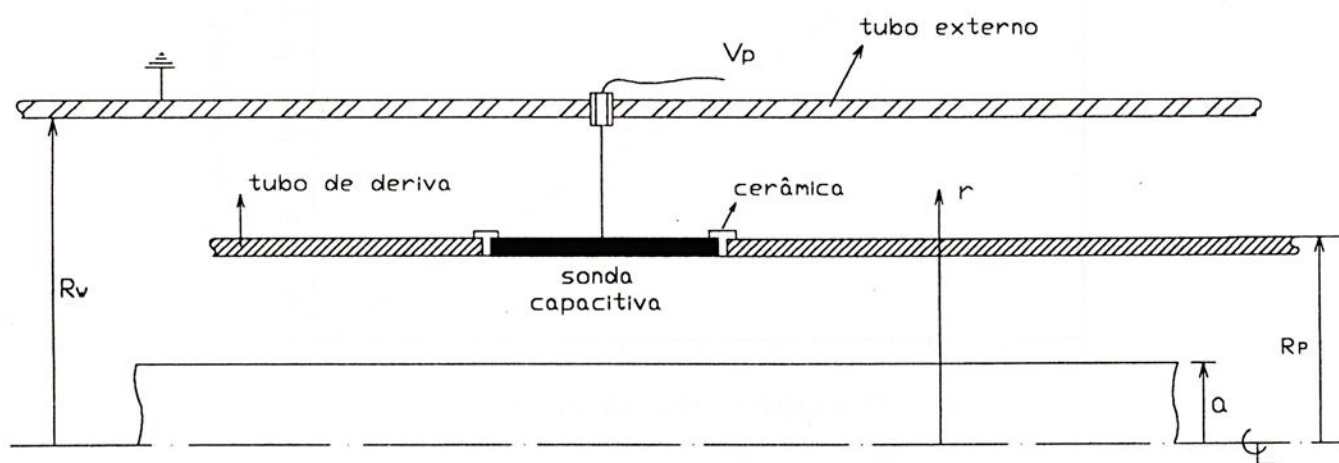


FIGURA 4.24 - Diagrama esquemático da sonda capacitiva

CAPÍTULO 3

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

3.1 Dados obtidos

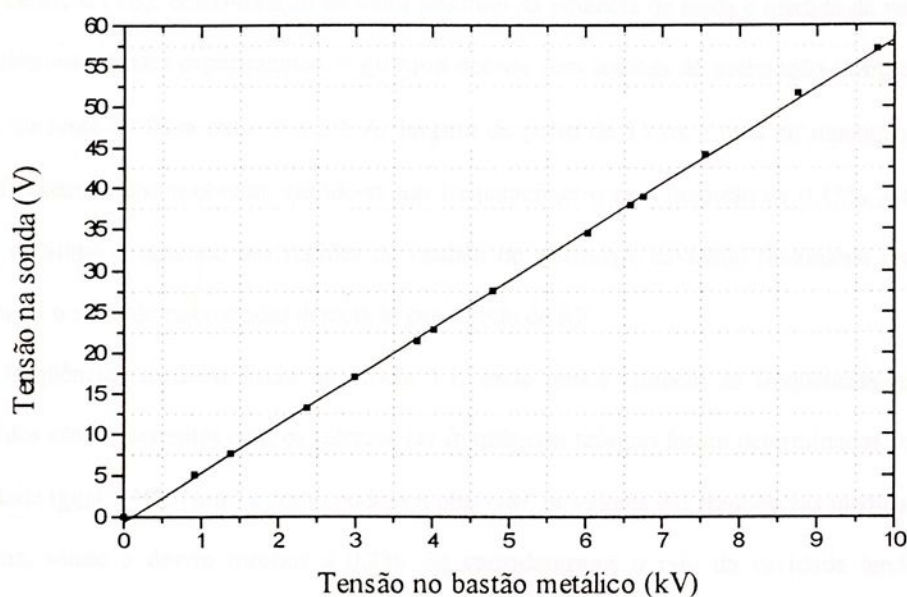


FIGURA 4.25 - Tensão na sonda em função da tensão aplicada ao bastão metálico

CAPÍTULO 5

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

5.1 Dados obtidos

Os objetivos fundamentais dos experimentos realizados consistiram na identificação de modos transversais elétricos (TE), determinação do valor absoluto da potência de saída e medida da velocidade axial do feixe de elétrons. Nesses experimentos, o girotron operou com tensões de aceleração compreendidas entre 30 e 40 kV, corrente de feixe entre 1 e 3,5 A, largura de pulso de 15 μ s e taxa de repetição de 10Hz. As medidas de frequência foram obtidas usando-se um frequencímetro com precisão de 0,15%. Na sintonia dos modos TEs, o campo magnético nas regiões do canhão de elétrons e cavidade ressonante foram ajustados afim de otimizar o sinal de microondas detectado pelo diodo de RF.

As frequências medidas estão na tabela 5.1, onde temos também as frequências calculadas. Os valores medidos são consistentes com os teóricos (as frequências teóricas foram determinadas considerando o raio da cavidade igual a 10,57mm) e como podemos observar, os valores das frequências medidas estão acima das calculadas, sendo o desvio inferior a 0,2%. Se considerarmos o raio da cavidade tendo o valor de 10,47mm, as frequências teóricas e experimentais concordam em $\pm 0,05$ GHz, que é o erro instrumental das medidas.

O valor absoluto da potência de saída foi determinada com o calorímetro descrito no capítulo 4. Os resultados obtidos estão na tabela 5.1, onde podemos observar que o maior valor medido (modo TE_{2,2}) foi de 0,63W, que corresponde a uma potência de pico de 6kW ($P_{PICO} = P_0 / \tau F_R$, sendo τ a largura do pulso e F_R a frequência de repetição). Para ilustrarmos a consistência da medida de potência efetuada com o calorímetro, considere-se o pulso de microondas da figura 5.1 (canal1) referente ao modo TE_{2,2}. A amplitude do pulso de microondas detectado pelo diodo de RF é de 670 mV, que equivale a 28dBm (segundo a curva característica do diodo detector usado), o que corresponde a 630mW, coincidindo, portanto, com o valor medido com o calorímetro.

Na tabela 5.1 temos os principais parâmetros de operação do girotron e os respectivos resultados experimentais obtidos. Analisando a tabela, nota-se que a eficiência do girotron é inferior ao valor esperado,



isto é, menor que 30%. Há vários motivos que podem ter promovido as baixas eficiências medidas. Problemas como alinhamento do feixe de elétrons, dispersão de velocidades e efeitos de espelho magnético na entrada da cavidade são as principais causas atribuídas às baixas eficiências. Ainda na tabela 5.1, notamos que a menor eficiência obtida foi para o modo $TE_{0,2}$, que é um modo que possui simetria azimutal e portanto, sensível ao desalinhamento do feixe. Apesar disso, uma eficiência de 18% foi obtida com o modo $TE_{2,2}$, que no caso, é menos sensível a um desalinhamento do feixe.

As baixas eficiências também são atribuídas a dispersão de velocidades do feixe que decorre da assimetria dos campos, de efeitos de carga espacial, não-uniformidade dos campos próximos ao catodo e rugosidade da faixa emissora. É provável que a dispersão de velocidades do feixe seja maior que o valor de 5% obtido por simulações numéricas. Além disso, as baixas eficiências do girotron são grandemente atribuídas aos efeitos de espelho magnético na entrada da cavidade. Isto se torna evidente quando observamos as medidas de velocidades efetuadas com a sonda capacitiva. Ainda na tabela 5.1, podemos observar que o parâmetro $\alpha = v_{\perp}/v_{\parallel}$ apresenta valores elevados, indicando que a velocidade transversal também está alta, o que certamente acarretou processos de reflexão dos elétrons.

Tabela 5.1 - Resultados Experimentais

Modo	Frequência (GHz)		V_k (kV)	I_{feixe} (A)	$\langle P_{\text{feixe}} \rangle$ (W)	$\langle P_0 \rangle$ (W)	η (%)	Sonda Capacitiva		
	medido	Calculado						$\beta_{\perp}$	$\beta_{\parallel}$	α
1,2		24,1594	30,0	1,2	3,6	0,58	16,0	0,31	0,10	3,0
5,1	29,09	29,0437	37,0	2,6	9,6	0,46	4,8	0,31	0,18	1,7
2,2	30,38	30,3528	34,0	1,0	3,4	0,63	18,5	0,32	0,11	2,9
0,2	31,78	31,7475	40,0	2,8	11,2	0,32	2,8	0,34	0,15	2,3

No oscilograma da figura 5.1 o modo detectado foi o $TE_{2,2}$, tendo a frequência medida o valor de 30,38 GHz e a calculada 30,35 GHz. No canal 1 da figura 5.1 temos o sinal de microondas detectado pelo diodo de RF e no canal 2 o sinal da corrente de feixe, que no referido caso foi de 1,0 A. No oscilograma da figura 5.2 temos no canal 1 o pulso negativo de tensão aplicado ao catodo (-34kV) e no canal 2 o pulso de corrente citado anteriormente. O oscilograma da figura 5.3 mostra no canal 1 o sinal elétrico da sonda capacitiva e no canal 2 novamente o pulso de corrente do feixe de elétrons.

Para excitação do modo $TE_{2,2}$, a magnitude da corrente na bobina do canhão de elétrons foi de 140 A e na bobina da cavidade ressonante 750 A. Na figura 5.4 temos a curva de evolução de temperatura obtida no calorímetro (modo $TE_{2,2}$) para determinação da potência média de saída do girotron, que no presente caso, foi de 0,63 W, resultando em uma eficiência de geração de radiação eletromagnética em torno de 18%.

Nos oscilogramas das figuras 5.5 e 5.6 temos que o modo detectado foi o $TE_{5,1}$, com a frequência medida de 29,09 GHz e sendo o valor calculado de 29,04 GHz, mostrando, portanto, que os valores medidos e calculados são consistentes. No canal 1 da figura 5.5 temos o pulso de microondas detectado pelo diodo de RF e no canal 2 o pulso de corrente do feixe, que no caso foi de 2,4 A. Na figura 5.6 temos no canal 1 o sinal elétrico da sonda capacitiva e no canal 2 novamente o pulso de corrente. O pulso aplicado no catodo foi de 37,0 kV, sendo as correntes nas bobinas do canhão e cavidade igual a 120 e 695 A. A eficiência de geração de radiação eletromagnética para esse modo ficou em torno de 4,8% pois a potência média de saída do girotron monitorada no calorímetro foi de 0,46 W.

No oscilograma da figura 5.7 temos que o modo excitado foi o $TE_{0,2}$, sendo a frequência medida igual a 31,78 GHz e a calculada 31,74 GHz. Na figura 5.8 temos no canal 1 o pulso de tensão de aceleração do feixe de elétrons (40kV) e no canal 2 o pulso de corrente (2,8 A). Na Figura 5.9 temos no canal 1 o sinal da sonda capacitiva e no canal 2 novamente o pulso de corrente. A eficiência correspondente a esse modo foi de 2,8% sendo a potência média medida no calorímetro igual a 0,32 W.

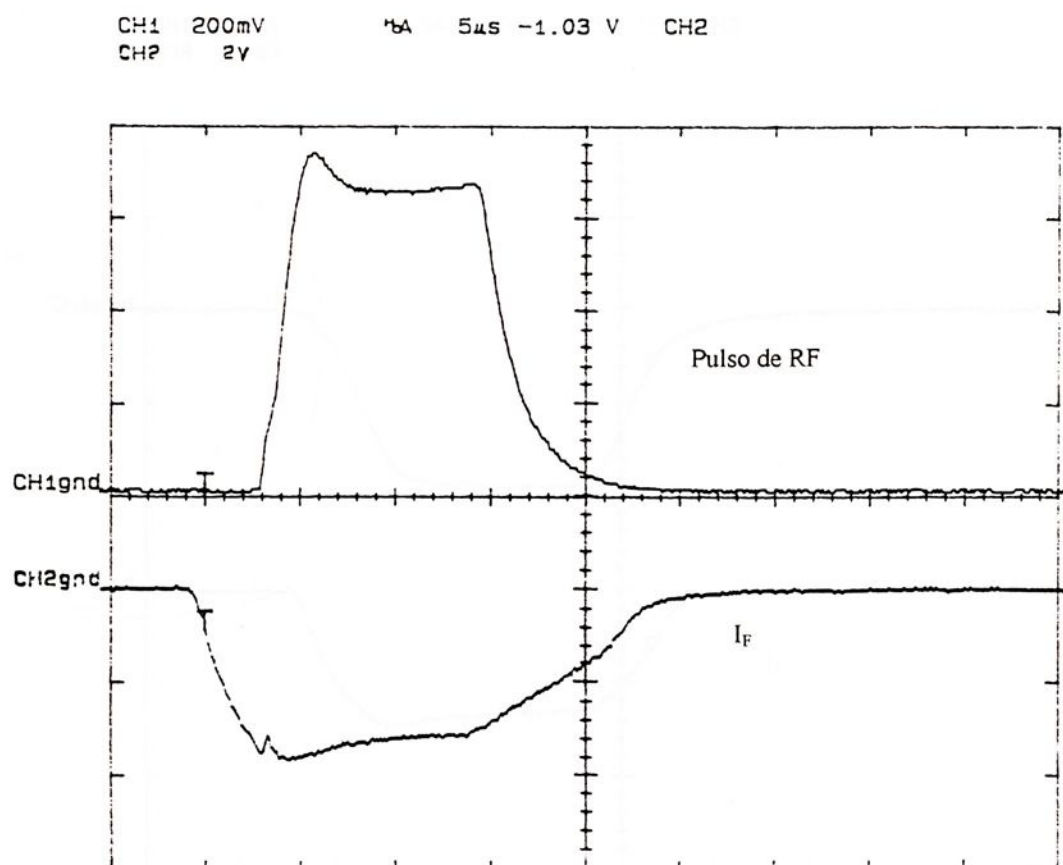


FIGURA 5.1 - Pulso de microondas detectado referente ao modo $TE_{2,2}$ (canal 1) e corrente do feixe de elétrons (canal 2).

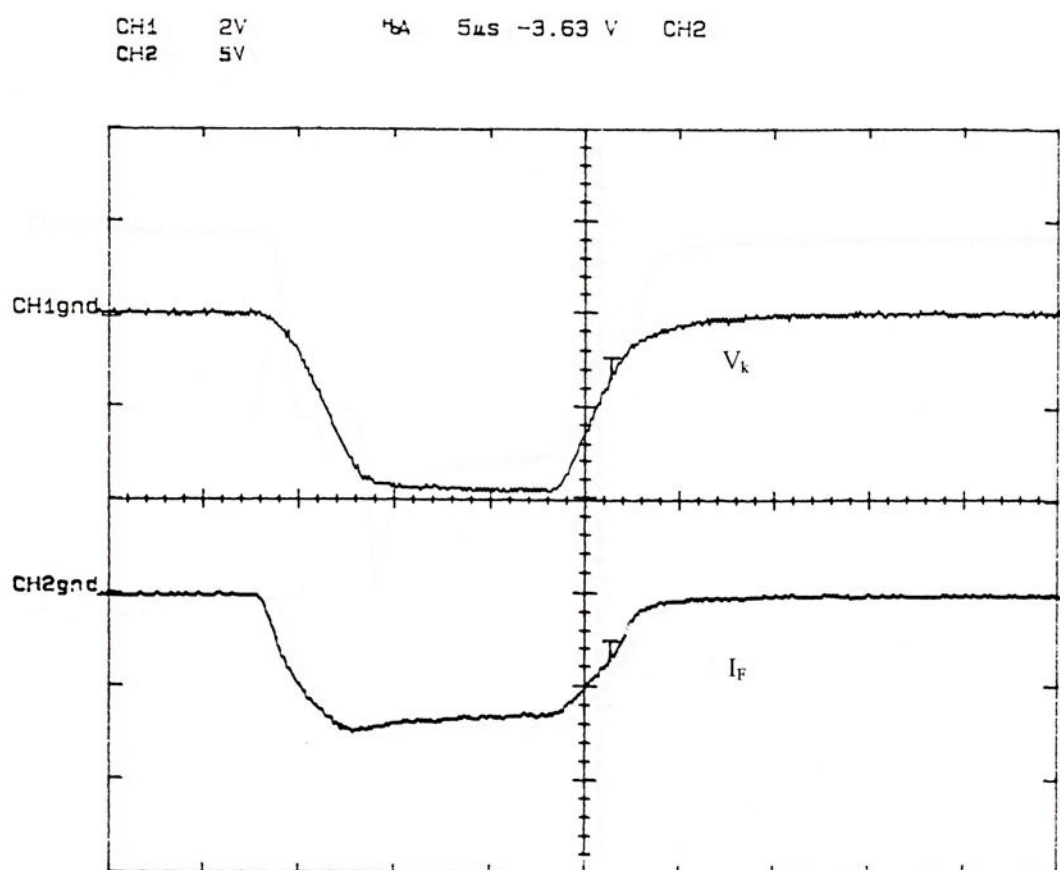


FIGURA 5.2 - Tensão de catodo (V_k) no canal 1 e corrente de feixe (I_F) no canal 2, referente ao modo $TE_{2,2}$.

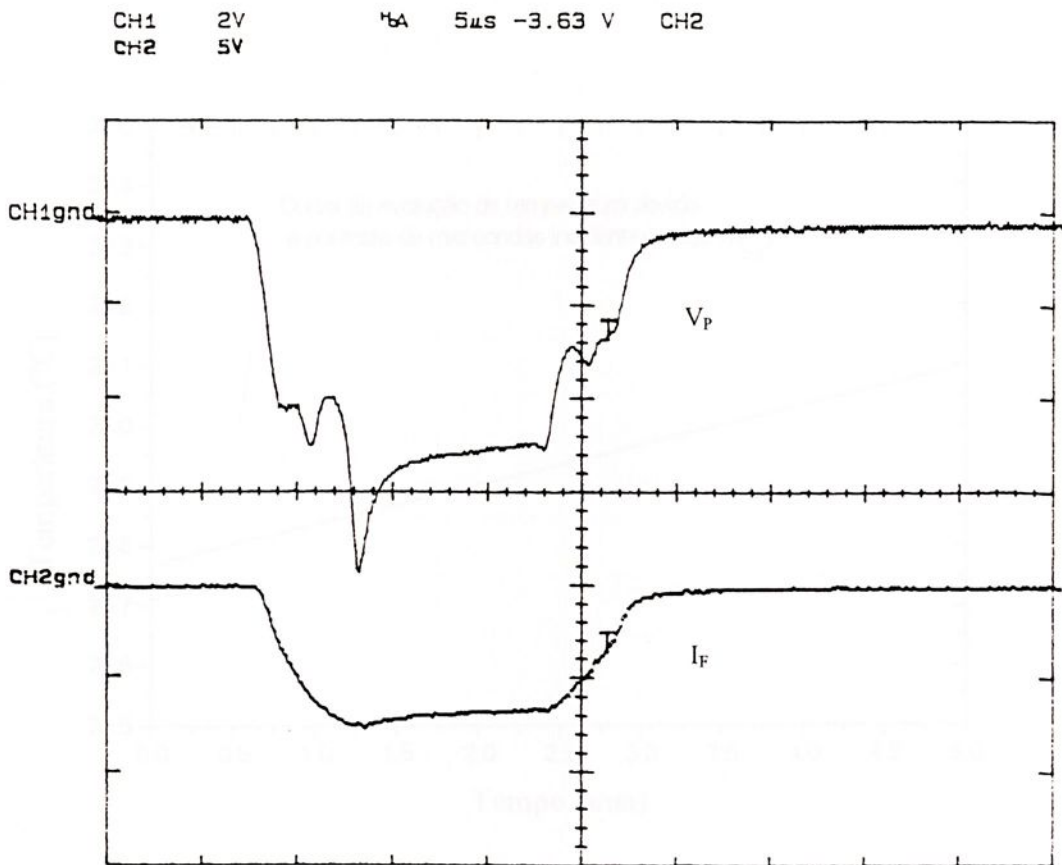


FIGURA 5.3 - Sinal elétrico da sonda capacitiva (V_p) no canal 1 e corrente de feixe (I_F) no canal 2 referente ao modo $TE_{2,2}$

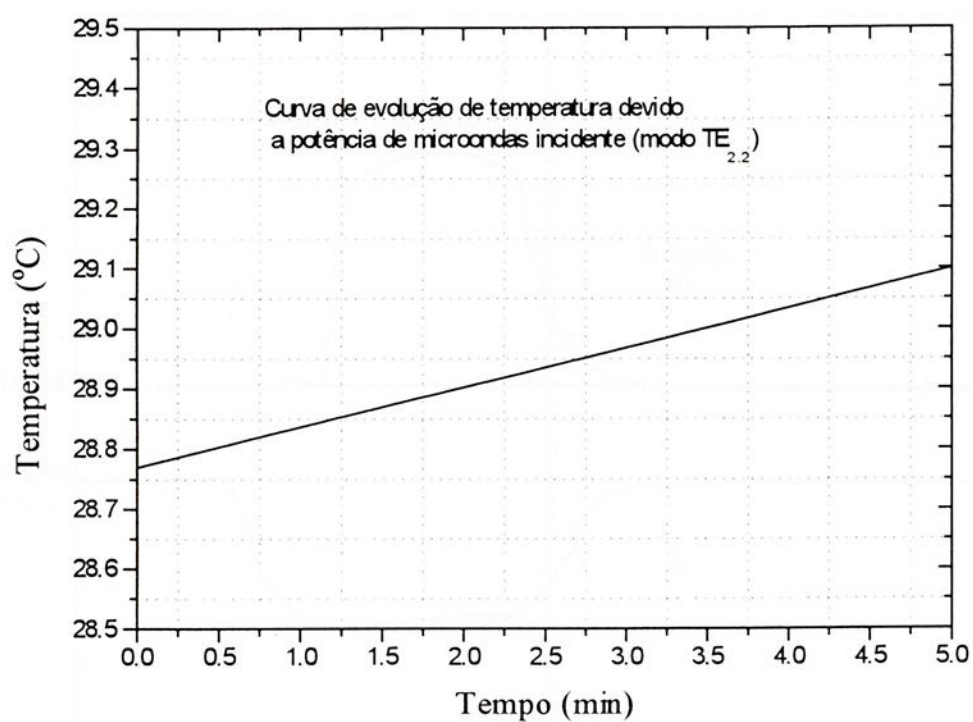


FIGURA 5.4 - Curva de evolução de temperatura referente ao modo $TE_{2,2}$.

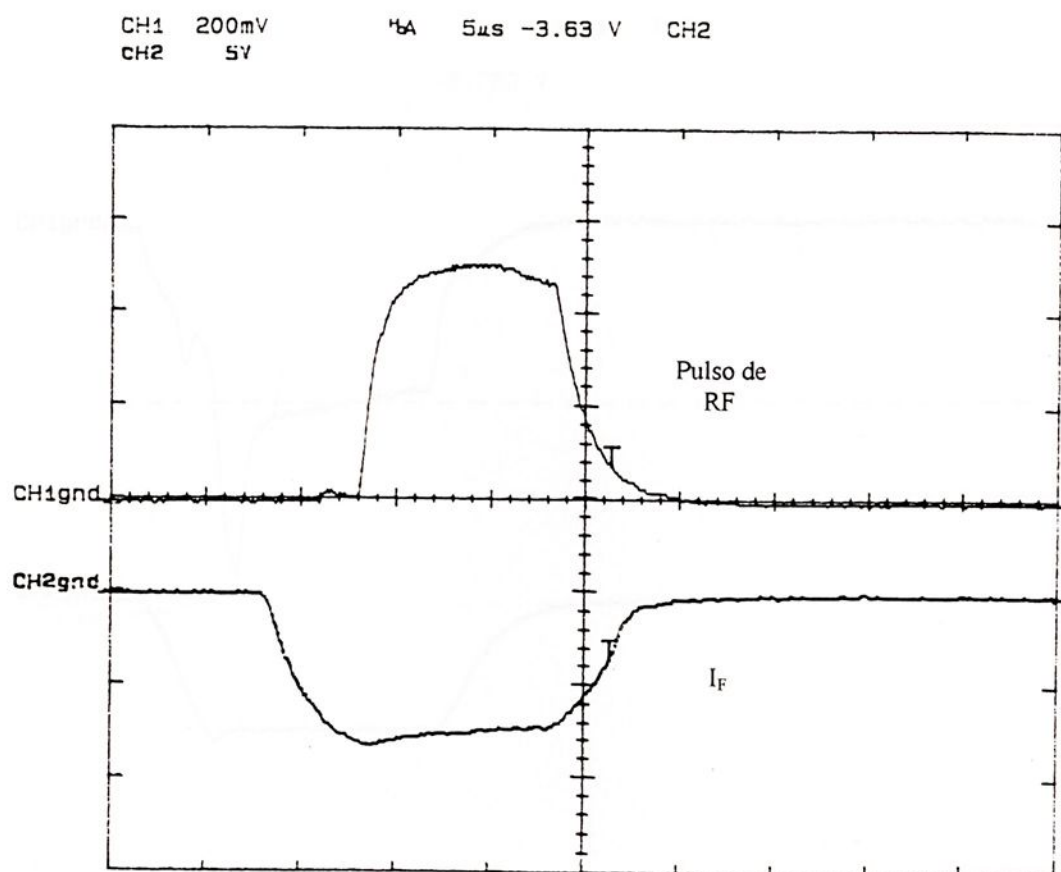


FIGURA 5.5 - Pulso de microondas detectado (modo $TE_{5,1}$) e corrente do feixe de elétrons (I_F).

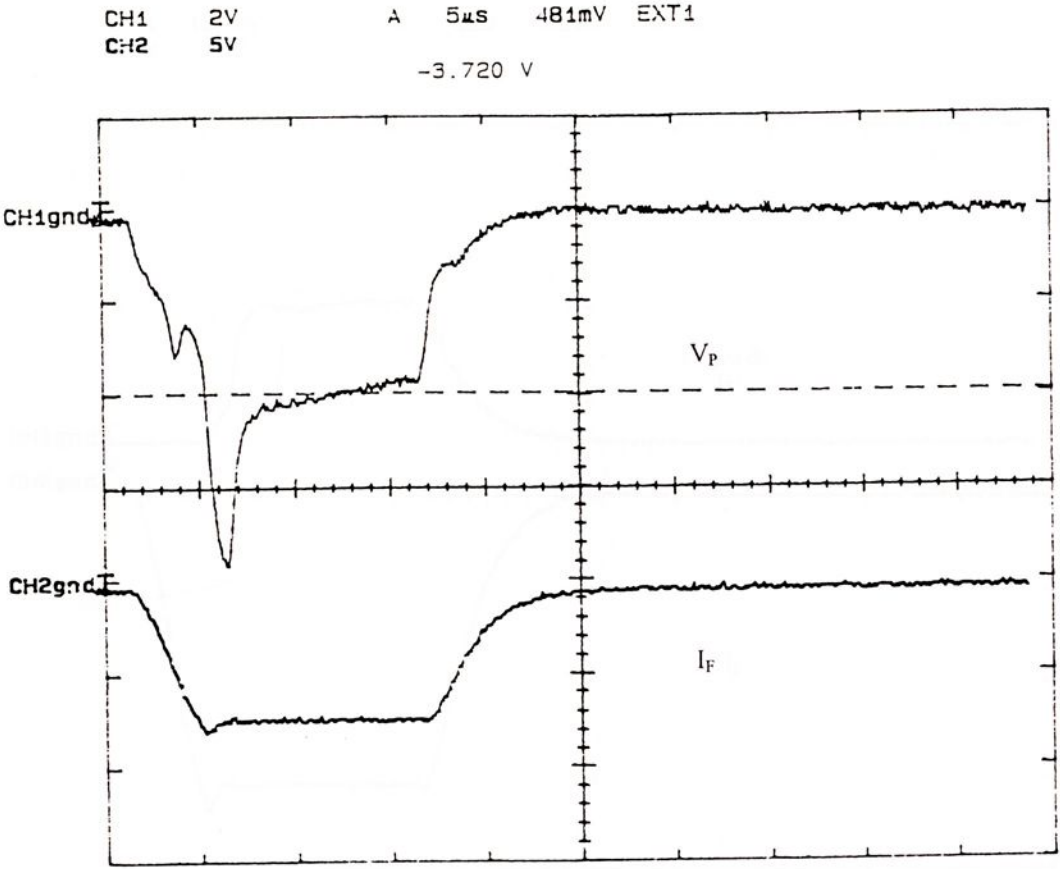


FIGURA 5.6 - Sinal elétrico da sonda capacitiva (V_p) no canal 1 e corrente de feixe (I_F) no canal 2 referente ao modo $TE_{5,1}$

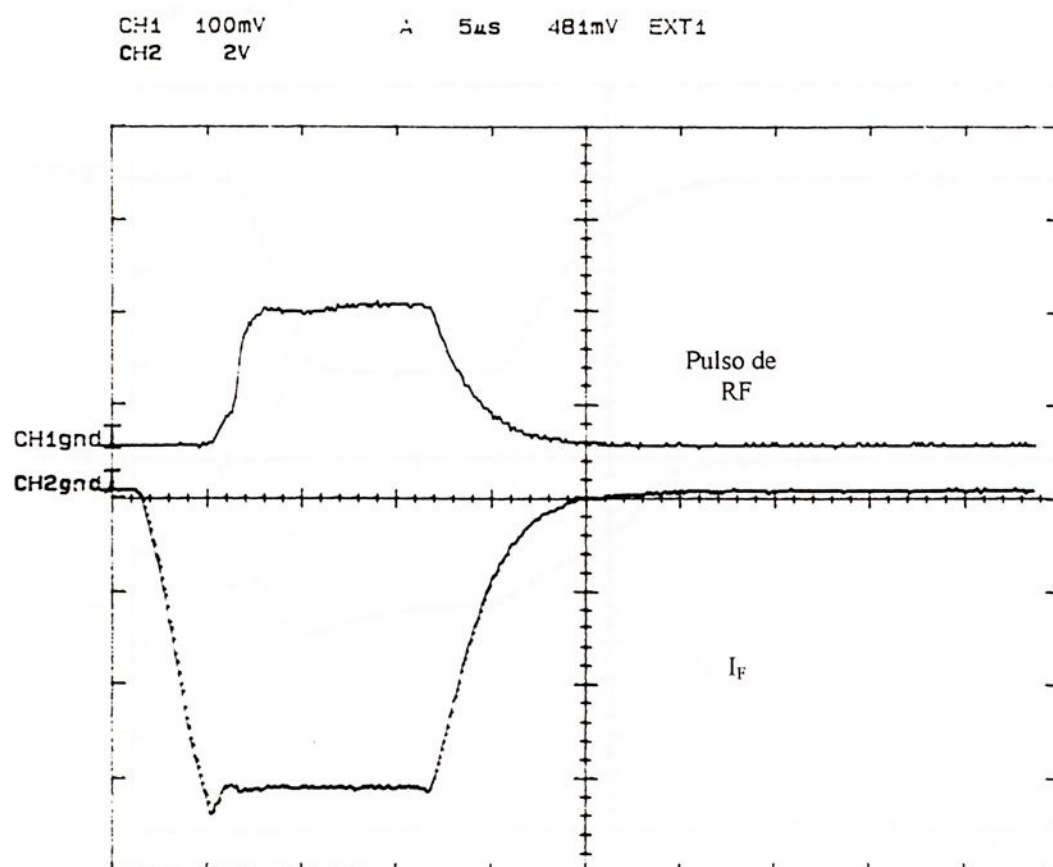


FIGURA 5.7 - Pulso de microondas detectado (modo $TE_{0,2}$) e corrente de feixe (I_F).

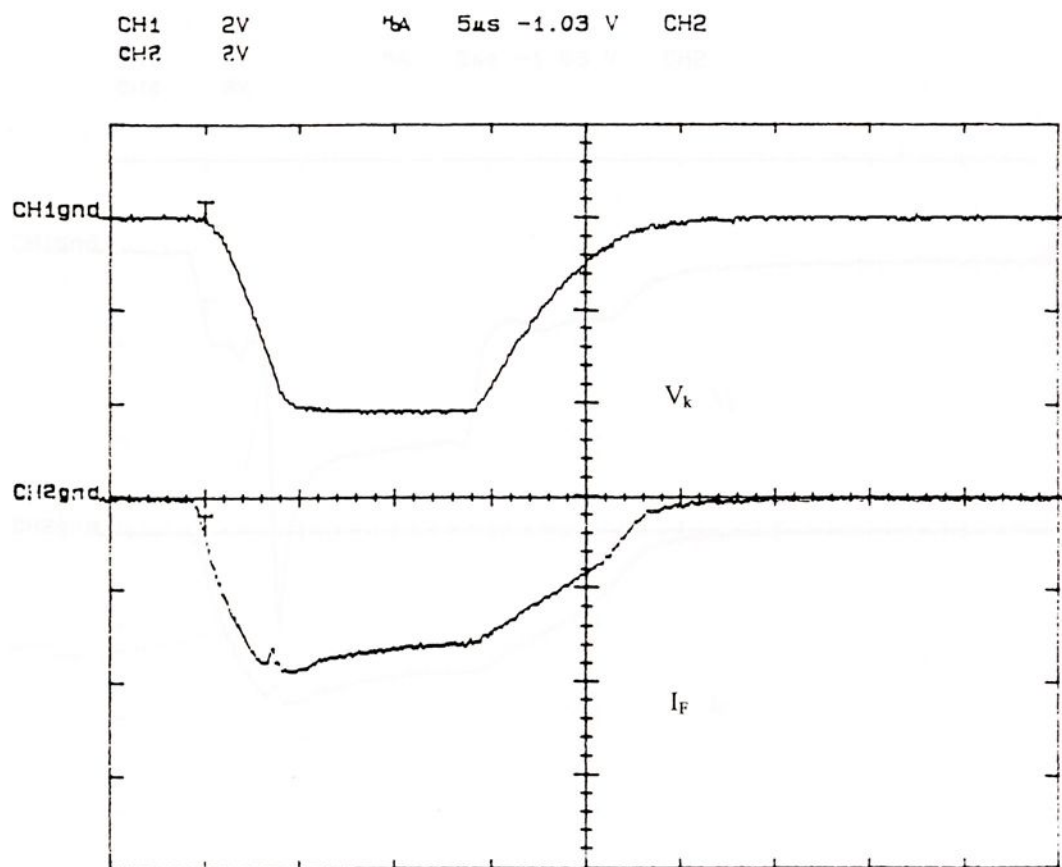


FIGURA 5.8 - Pulso de catodo (V_k) e corrente de feixe (I_F) referente ao modo $TE_{0,2}$.

5.1 Discussão

Para avaliar as características elétricas e ópticas da sonda em modo TE_{0,2}, foram realizados experimentos de varredura de frequência. Os resultados são apresentados na Figura 5.9, onde se pode observar a resposta da sonda em função da frequência. A sonda foi alimentada com uma tensão de 1,03 V e a corrente de feixe foi de 5 μA. A tensão de pico (V_p) e a corrente de feixe (I_F) são indicadas no gráfico.

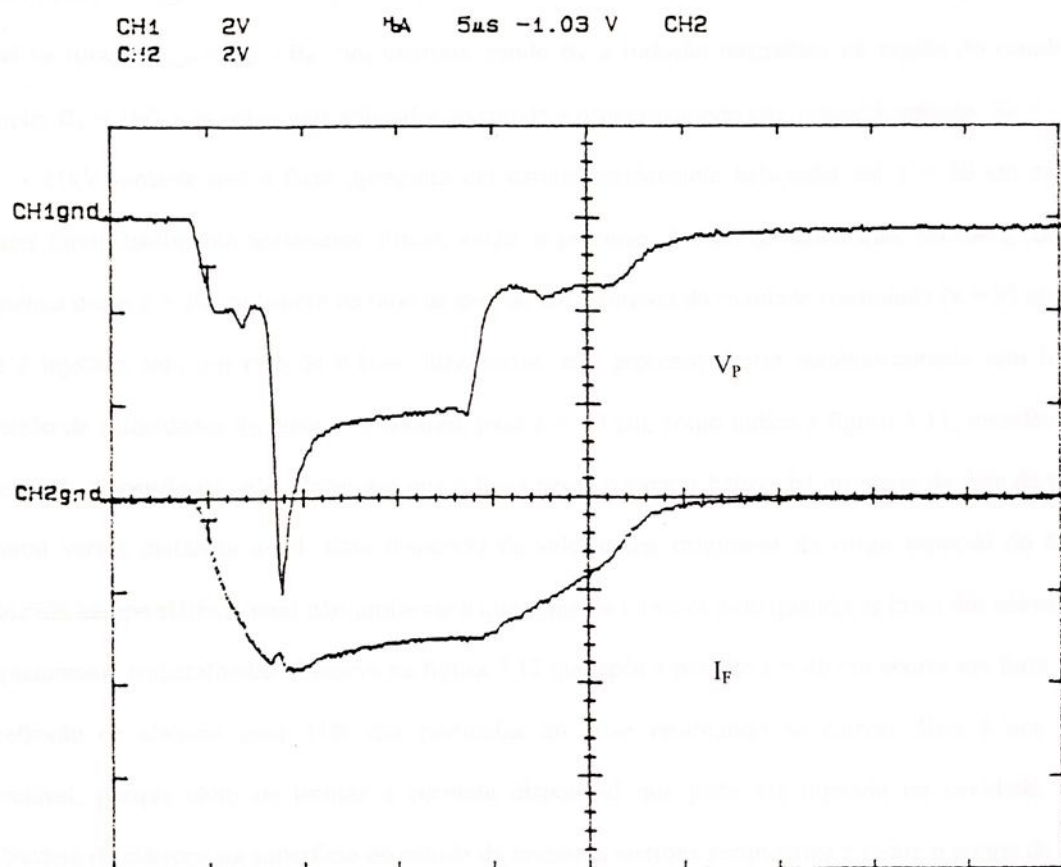


FIGURA 5.9 - Sinal elétrico da sonda capacitiva (V_p) e corrente de feixe (I_F) referente ao modo TE_{0,2}.

5.2 Discussão

Para atentar os fenômenos associados à geração e propagação de feixes de elétrons ciclotrônicos, considere a figura 5.10 que mostra o canhão injetor do tipo magnetrônico do girotron do LAP/INPE. O canhão opera no regime limitado por temperatura em que o campo elétrico do catodo E_K provê velocidade inicial de rotação $v_{\perp 0} = E_K / B_K$ dos elétrons, sendo B_K a indução magnética na região do catodo. Nesse exemplo, $B_K = 1\text{kG}$ e os potenciais aplicados ao catodo e primeiro anodo são, respectivamente, $V_K = -42\text{kV}$ e $V_A = -21\text{kV}$; nota-se que o feixe apresenta um caráter nitidamente helicoidal até $z = 20\text{ cm}$ em que os elétrons foram totalmente acelerados. Findo, então, o processo elétrico de aceleração, sucede a compressão magnética desde $z = 20\text{ cm}$ (início do tubo de deriva) até a entrada da cavidade ressonante ($z = 55\text{ cm}$) onde o feixe é injetado com um raio de $0,8\text{ cm}$. Idealmente, este processo ocorre adiabaticamente sem introduzir dispersão de velocidades no feixe. No entanto, para $z > 20\text{ cm}$, como indica a figura 5.11, manifesta-se um processo de dispersão de velocidades em que o feixe perde o caráter helicoidal no plano de fase do momento azimutal versus distância axial. Esta dispersão de velocidades origina-se da carga espacial do feixe que produz um campo elétrico axial não-uniforme e que somente torna-se nulo quando as fases dos elétrons ficam completamente embaralhadas. Observe na figura 5.12 que após a posição $z = 40\text{ cm}$ ocorre um forte processo de reflexão de elétrons com 35% das partículas do feixe retornando ao catodo. Este é um processo indesejável, porque além de limitar a corrente disponível que pode ser injetada na cavidade, o retro-bombardeio de elétrons na superfície do catodo dá origem a elétrons secundários e reduz o tempo de vida útil da faixa emissora (filme de óxido de bário/estrôncio). Certamente, tal mecanismo de reflexão deve-se a uma tensão excessivamente elevada do anodo de extração; entretanto, os campos não-simétricos, a não uniformidade de aquecimento e a irregularidade da faixa emissora aumentam a dispersão da velocidade transversal dos elétrons que são emitidos por ela. Nesta circunstância, os elétrons rápidos da cauda da função de distribuição de velocidades na região próxima ao catodo tornam-se altamente susceptíveis de serem refletidos. O correspondente sinal da sonda capacitiva, instalada na posição $z = 50\text{ cm}$, é mostrada na figura 5.9, onde, em particular, nota-se na descida do pulso um pico de tensão que decai até atingir um nível aproximadamente constante, sugerindo que um processo estacionário foi alcançado pelo feixe. Uma possível explicação para tal fato pode advir de que o acúmulo no catodo de cargas refletidas decresça a intensidade do campo elétrico de extração; com isso, tendo as velocidades dos elétrons diminuídas, o feixe pode se propagar

sem reflexão ao longo do tubo de deriva. Atingindo o estado estacionário, o fluxo dos elétrons emitidos torna-se igual ao fluxo dos elétrons que chegam na cavidade. Esta é uma explicação preliminar, mas o entendimento mais completo de tais fenômenos demandará intensivas simulações por partículas sendo suplementadas de observações experimentais.



FIGURA 3.10 - Variação da amplitude da oscilação do plasma em função da distância da cavidade para corrente de deriva de 10 mA . Os dados foram obtidos a partir de simulações por partículas. A tensão de polarização é 100 V .

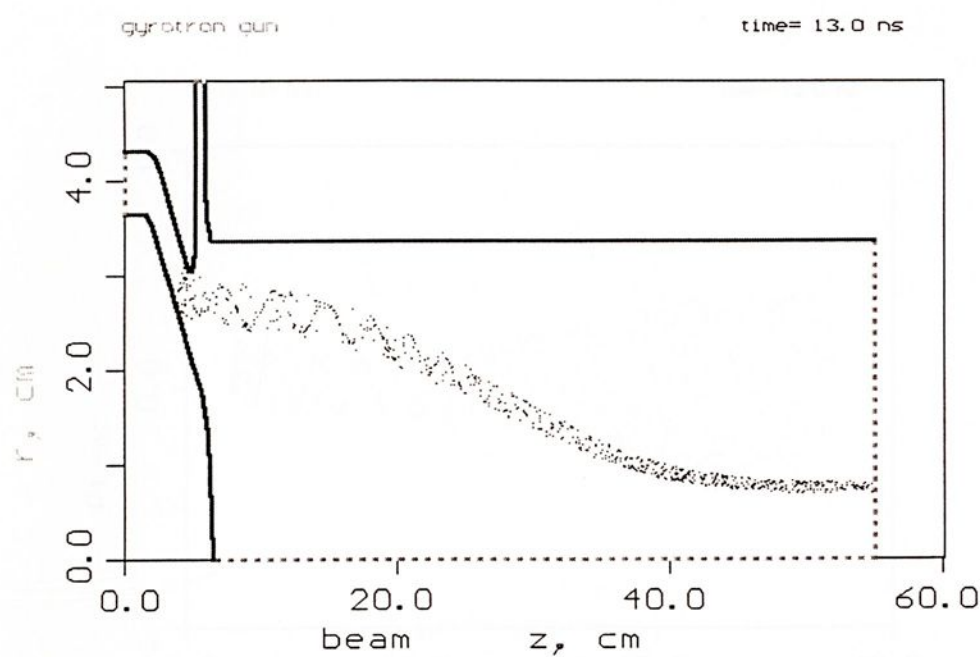


FIGURA 5.10 - Vista longitudinal do canhão do girotron mostrando o fluxo laminar de elétrons

emitidos pelo catodo. Parâmetros de simulação: tensão do primeiro anodo:

- 42kV; tensão do segundo anodo: - 21kV; corrente de feixe: 10A

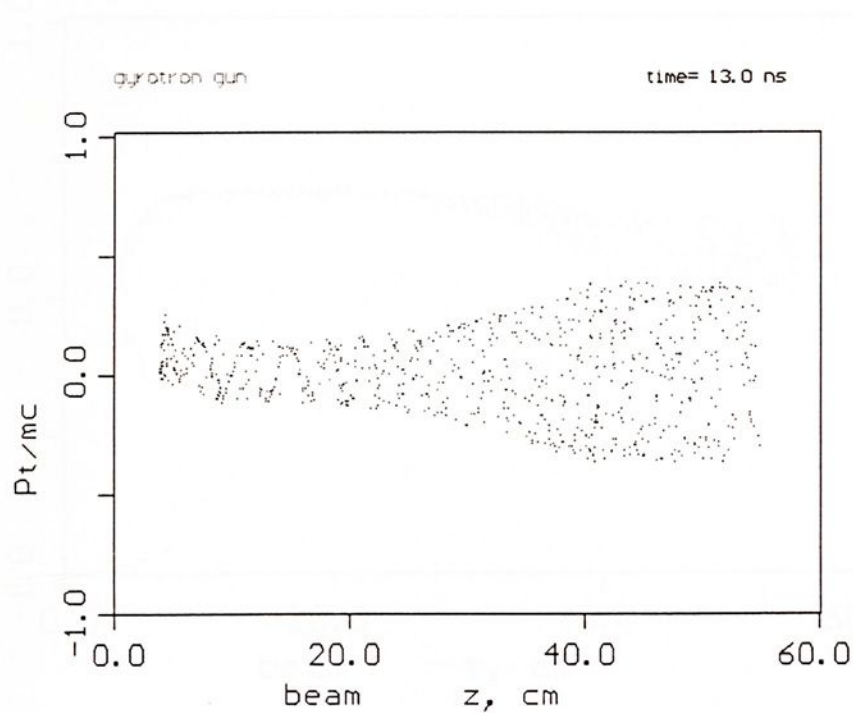


FIGURA 5.11 - Dispersão de velocidades do feixe de elétrons após $z = 20$ cm.

CONCLUSÃO

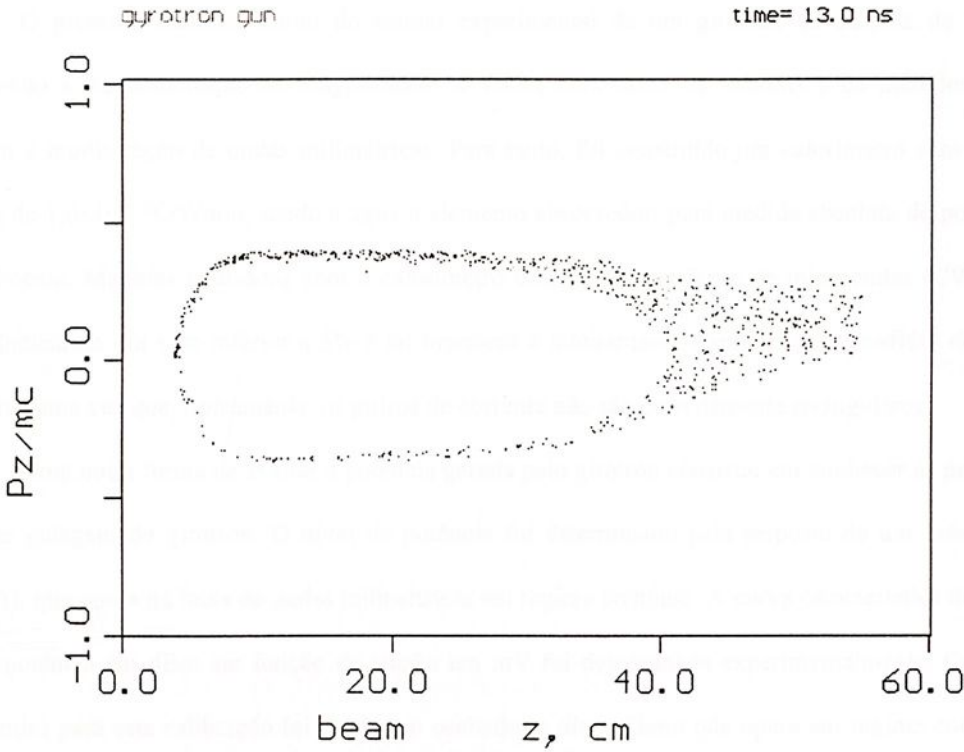


FIGURA 5.12 - Processo de reflexão dos elétrons (após $z = 40$ cm) com 35% das partículas retornando ao catodo

Capítulo 6

CONCLUSÃO

O presente trabalho tratou do estudo experimental de um girotron de 32GHz de alta potência envolvendo a implementação de diagnósticos de feixes helicoidais de elétrons e de métodos de geração, guiagem e monitoração de ondas milimétricas. Para tanto, foi construído um calorímetro com sensibilidade térmica de $1,0 \times 10^{-1} \text{ }^{\circ}\text{C/Wmin}$, sendo a água o elemento absorvedor, para medida absoluta de potência gerada pelo girotron. Medidas realizadas com o calorímetro usando-se uma fonte de microondas (CW) de 6W em 6GHz indicaram um erro inferior a 5% e tal incerteza é inteiramente aceitável para medidas de potência de girotrons, uma vez que, tipicamente, os pulsos de corrente não são perfeitamente retangulares.

Uma outra forma de avaliar a potência gerada pelo girotron consistiu em conhecer as perdas totais na linha de guiagem do girotron. O nível de potência foi determinado pela resposta de um detector a cristal (1N53B), que opera na faixa de ondas milimétricas em regime contínuo. A curva característica do detector, ou seja, a potência em dBm em função da tensão em mV foi determinada experimentalmente. Como fonte de microondas para esta calibração foi usado um oscilador a diodo Gunn que opera em regime contínuo de 250 mW (24 dBm). Com esta fonte de microondas conectada a um guia de onda padrão WR-28, a cavidade foi excitada. De acordo com a faixa de operação do oscilador (30,3 a 37,0 GHz), foi possível calibrar o sistema do girotron em duas frequências, sintonizando este oscilador em torno da frequência de ressonância de um determinado modo: 30,38 GHz (modo $\text{TE}_{2,2}$) e 31,78 GHz (modo $\text{TE}_{0,2}$). Para o primeiro modo ($\text{TE}_{2,2}$) obteve-se uma perda na linha de $18 \pm 0,6 \text{ dB}$. Para a frequência de 31,78 GHz, a perda foi de $15 \pm 0,6 \text{ dB}$. A atenuação relativamente menor para o modo $\text{TE}_{0,2}$ era esperada, pois este modo se caracteriza por baixas perdas ôhmicas. Para melhor ilustrar, a medida de potência obtida pelo calorímetro no valor de 630mW, correspondeu à indicação do detector em 28dBm ou seja, $631 \pm 85 \text{ mW}$, estando, portanto, em excelente concordância com o valor fornecido pelo calorímetro. Uma série de experimentos foi realizada com o girotron em que foram medidos níveis de potência pulsada de pico de 6 kW em 30,38 GHz com uma eficiência de geração de radiação eletromagnética de 18%.



Para medição da frequência e identificação dos modos ressonantes foi usada a linha de microondas citada no parágrafo anterior, operando na banda ka (26,5 a 40 GHz), onde essa linha inclui acopladores direcionais, atenuadores, diodo detector e frequencímetro. As medidas de frequência foram obtidas usando-se um frequencímetro (modelo 1098-DR) com precisão de 0,15% em que os valores medidos são consistentes com os calculados, sendo o desvio inferior a 0,2%.

Foram feitas medidas da velocidade do feixe helicoidal de elétrons usando-se uma sonda capacitiva, que consiste em um capacitor cilíndrico instalado na entrada da cavidade ressonante. A sonda mede indiretamente a velocidade axial dos elétrons em termos do campo elétrico radial estabelecido pelo feixe não-neutralizado. Resultados obtidos com a sonda indicaram que tensões de aceleração superiores a 38 kV acarretam processos de reflexão dos elétrons. Isto decorre de um valor elevado da velocidade transversal ($v_{\perp}$) dos elétrons, que pode ser convenientemente reduzido aumentando-se a distância de separação entre os dois anodos do canhão de elétrons.

Em conclusão, foram cumpridos os objetivos a que se propunha esta dissertação de mestrado e sugere-se que em futuros trabalhos ênfase seja dada à otimização do girotron, em que os mecanismos de reflexão dos elétrons sejam particularmente investigados, uma vez que é desejável um alto valor de $v_{\perp}$, que implica em uma maior eficiência do girotron, mas não tão elevado que possa promover processos de reflexão.



Referências Bibliográficas

- [1] TWISS, R. Q. Radiation transfer and the possibility of negative absorption in radio astronomy. *Aust. J. Phys.*, 11(4), 567-79, 1958
- [2] SCHNEIDER, J. Stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a magnetic field. *Phys. Rev. Lett.*, 2(12), 504-5, 1959
- [3] GAPONOV, A.V. Interaction between electron fluxes and electromagnetic waves in waveguides. *Izv. Vuz. Radiof.*, 2(3), 450-62, 1959
- [4] SWIFT-HOOK, D. T., REDDISH. A. Cyclotron resonance and the generation of millimeter waves. In: Polytechnic Institute of Brooklyn, *Proceed. Symp. Mill. Waves* 261-87, Apr. 1959
- [5] PANTELL R. H. Electron beam interaction with fast waves. In: Polytechnic Institute of Brooklyn, *Proceed. Mill. Waves* 301-11, Apr. 1959
- [6] CHOW, K. K., PANTELL R. H. The cyclotron resonance backward - wave oscillator. *Proceed. of the IRE*, 48, 1865-70, Nov. 1964
- [7] BOTT, B. I. Tunable source of millimeter and sub-millimeter electromagnetic radiation. *Proceed. of IEEE*, 52, 330-31, Mar. 1964
- [8] HIRSHFIELD J. L., WATCHEL, J. M. Electron cyclotron maser. *Phys. Rev. Lett.*, 12(19), 533-36, Mar. 1964
- [9] BOTT, B. I. A powerful source of millimeter wavelength electromagnetic radiation. *Phys. Lett.*, 14, 293-94, Feb. 1965



- [10] HSU, T. W., ROBSON, P. N. Negative absorption from weakly relativistic electrons traversing a Cuccia coupler. *Elect. Lett.*, 1(4), 84-85, June 1965
- [11] HSU, T. W. Coherent millimeter - wave cyclotron radiation from relativistic electrons. In : Dep. Electron. Eng., Univ. Sheffield, England, *Ph. D. Dissertation* Aug. 1966
- [12] SCHRIEVER, R. L. A rotation beam waveguide oscillator. *Proc. of the IEEE*, 54, 2029-30, Dec. 1966
- [13] GAPONOV, A. V., YULPATOV, V.K. Interaction of helical electron beams with the electromagnetic field in a waveguide. *Radio Eng. Electr. Phys.*, 12(4), 582-87, 1967
- [14] ANTOKOV, I. I., GAPONOV, A. V., MALYGIN, O.V., FLYAGIN, V.A. Application of induced cyclotron radiation of electrons for generation and amplification of high power electromagnetic waves. *Radio Eng. Electron. Phys.*, 11(12), 1195-97, 1966
- [15] ANDRONOV, A. A., FLYAGIN, V. A., GAPONOV, A. V., GOL'DENBERG, A. L., PETELIN, M. I., USOV, V. G., YULPATOV, V. K. The gyrotron high-power source of millimeter and submillimeter waves. *Infr. Phys.*, 18, 385-93, 1978
- [16] GAPONOV, A. V., GOL'DENBERG, A. L., GRIGOR'EV, D. P., PANKRATOVA, T.B., PETELIN, M.I., FLYAGIN, V. A. Experimental investigation of centimeter band gyrotrons. *Radioph. Quant. Electr.*, 18(2), 204-10, 1975
- [17] STICKEL, H. Design of a low average power calorimeter for millimetre wave gyrotrons. *Int. J. Electron.*, 64(1), 63-76, 1988
- [18] Handbook of Microwave Measurements, vol. I, edited by M. Sucher and J. Fox, Polytechnic Press, New York, 1963



Relação dos Artigos Resultantes desta Dissertação de Mestrado

PIMENTA, A. A.; CASTRO, P. J.; IDEHARA, T.; OGAWA, I.; Um Calorímetro para Microondas de Alta Potência. In: TELEMÓ'96 - VII SIMPÓSIO BRASILEIRO DE MICROONDAS & XIV SIMPÓSIO BRASILEIRO DE TELECOMUNICAÇÕES, *Anais*, vol.2, 1996. p. 923-928.

BARROSO, J. J.; CASTRO, P. J.; PIMENTA, A. A.; SPASSOV, V. A.; CORRÊA, R. A.; IDEHARA, T.; OGAWA, I.; A high-power 32GHz pulsed gyrotron. In: 1997 SBMO/IEEE MTT- INTERNATIONAL MICROWAVE AND OPTOELECTRONIC CONFERENCE - Natal, Brasil, August 11-14, 1997.

BARROSO, J. J.; CASTRO, P. J.; PIMENTA, A. A.; SPASSOV, V. A.; and CORRÊA, R. A.; Operation of a 32 GHz gyrotron. In: 22nd INTERNATIONAL CONFERENCE ON INFRARED AND MILLIMETER WAVES, Wintergreen, VA, 20-25 July, 1997.



UM CALORÍMETRO PARA MICROONDAS DE ALTA POTÊNCIA

Alexandre A. Pimenta, Pedro J. Castro, Joaquim J. Barroso
Laboratório Associado de Plasma
Instituto Nacional de Pesquisa Espaciais
C.P. 515 - 12201-970 São José dos Campos, SP

T. Idehara e I. Ogawa
Faculdade de Engenharia
Universidade de Fukui
910 Fukui, Japão

Abstract

A fast response calorimeter with a thermal sensitivity of $1.0 \times 10^{-1} \text{ }^{\circ}\text{C/W min}$ for absolute power measurement at microwave frequencies has been built and tested. A small volume of water (50 ml) filling a hollow quartz cone is used as absorbing load. The quartz cone is made sufficiently long so as to provide an effective broad band impedance matching and to distribute the power dissipation uniformly along the length of the load. Both RF and DC power have been used for calibrating purposes, and return loss measurements over the frequency range 5.85 - 6.35 GHz yielded a power reflection coefficient as low as 0.1%.

1. Introdução

A determinação do valor absoluto de potência reveste-se de particular importância para estabelecer diretamente as características de operação de vários dispositivos e geradores de microondas. Medidas de alta potência dizem respeito a níveis de potência média acima de 1 W com valores pulsados de pico na faixa de kW.

Nessa circunstância, medidas exatas de alta potência de microondas têm se fundamentado e continuam a estar assentadas em técnicas calorimétricas [1-3]. De fato, a utilização de diodos torna-se limitada porque as amplitudes de campo somente são detectadas localmente, o que introduz complexidade na determinação da potência total irradiada por uma dada fonte de microondas. Métodos calorimétricos de medida de potência se baseiam na completa conversão da energia eletromagnética em calor, sendo a potência incidente determinada através de medidas de temperatura, massa e tempo. A metodologia pode ser entendida considerando-se a equação de balanço de calor para um corpo calorimétrico não idealmente isolado:

$$P = C \frac{d\Delta T}{dt} + \frac{\Delta T}{R} \quad (1)$$

em que P é a potência incidente, C é a capacidade térmica do corpo, ΔT denota a temperatura diferencial ($T_{\text{corpo}} - T_{\text{ambiente}}$) e R representa a resistência térmica para o ambiente externo. A eq. (1) estabelece que a taxa em que a energia é dissipada no corpo absorvedor é igual à taxa em que a energia é armazenada no corpo em forma de calor mais a taxa em que a energia é perdida para o ambiente externo. A solução geral da eq. (1) se escreve como

$$\Delta T(t) = RP(1 - e^{-t/RC}) \quad (2)$$

onde RC é a constante de tempo do processo térmico. Se o corpo é perfeitamente isolado do meio externo, então R tende a infinito e, com a aproximação $t/RC \ll 1$, a eq. (2) se reduz a

superfície do fluido exposto cujo volume é consistente com uma constante de tempo térmica suficientemente pequena para dotar o calorímetro com resposta rápida. Os elementos do calorímetro estão descritos na Tab. 1, onde se incluem as correspondentes massas e calores específicos. A soma das capacidades térmicas individuais fornece a capacidade térmica total, que é calculada como $C_T = 571,86 J/^{\circ}C$, o que implica, conforme a eq. (3), em uma sensibilidade térmica de $1,05 \times 10^{-1} ^{\circ}C/W min$.

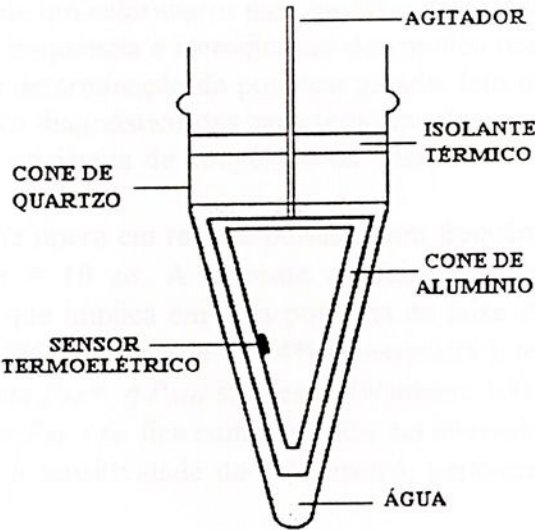


Fig. 1. Estrutura do calorímetro

Tabela 1. Elementos do calorímetro com as respectivas massas (*m*), calores específicos (*c*) e capacidade térmica (*C*)

Elemento	<i>m</i> [g]	<i>c</i> [J/g °C]	<i>C</i> [J/°C]
<i>Cone de Quartzo</i>	303,00	0,73	221,19
<i>Cone de Alumínio</i>	159,18	0,89	141,67
<i>Água</i>	50,00	4,18	209,00

2.2. Testes de Reflexão

A perda de retorno da potência incidente no calorímetro (carga de RF) foi determinada experimentalmente conforme o esquema da Fig. 2.

O sinal de RF gerado é transmitido até o calorímetro por uma transição guia retangular-circular que suporta o cone de quartzo. Para medir a perda de retorno, inicialmente calibra-se o analisador de circuito com um curto na faixa de frequências considerada; após isso, insere-se o calorímetro no guia de onda e mede-se a perda de retorno relativa ao curto diretamente na tela do analisador de circuito.

Para fins comparativos, a perda de retorno na faixa de 5,85 a 6,35 GHz, para a transição circular é mostrada na Fig. 3, e na frequência central de 6,10 GHz, a perda correspondente é de -27 dB. Com a introdução do calorímetro na transição, tem-se agora o gráfico da Fig. 4, que apresenta a perda de retorno dos elementos do calorímetro em duas circunstâncias.

$$\Delta T(t) = T_{\text{corpo}} - T_{\text{ambiente}} = \frac{P}{C} t \quad (3)$$

Se a capacidade térmica é conhecida e o aumento de temperatura é medido durante o tempo t , a eq. (3) fornece de maneira direta a potência incidente. Convém observar que $\Delta T(t)$ deve ser medido durante um intervalo de tempo curto relativamente à constante RC do calorímetro, mas não tão longo que resulte em uma relação não-linear entre $\Delta T(t)$ e P .

Partindo das definições e considerações acima expostas, neste trabalho são descritas a construção e calibração de um calorímetro para medidas de potência do girotron de 32 GHz do LAP/INPE. Medidas de frequência e identificação dos modos ressonantes foram realizadas [4] mas sem a concomitante determinação da potência gerada. Isto motivou o projeto do presente calorímetro para o efetivo diagnóstico das características de operação do girotron de 32 GHz com a determinação da eficiência de conversão da energia do feixe de elétrons em radiação eletromagnética.

O girotron de 32 GHz opera em regime pulsado com frequência de repetição $f_R = 10 \text{ Hz}$ e com largura de pulso $\tau = 10 \mu\text{s}$. A corrente do feixe de elétrons é 5 A com tensão de aceleração de 50 kV, o que implica em uma potência de feixe $P_{\text{feixe}} = 250 \text{ kW}$. Admitindo-se dois casos em que $\eta = 40\%$ (otimista) e $\eta = 4\%$ (pessimista), tem-se que os correspondentes níveis da potência de saída $P_{RF} = \eta P_{\text{feixe}}$ são respectivamente 100 kW e 10 kW. Nestes termos, a potência média $\langle P \rangle = P_{RF} \tau f_R$ fica compreendida no intervalo de 1 a 10 W.

Da eq. (3) define-se a sensibilidade do calorímetro, geralmente expressa em $^{\circ}\text{C} / \text{W min}$, como

$$\frac{\Delta T}{\Delta E} = \frac{1}{C} \quad (4)$$

onde $\Delta E = Pt$ é a energia absorvida durante o intervalo de observação t .

Considerando então que níveis de potência de 1 W devem ser detectados, e estipulando um aumento de temperatura de 1,0 $^{\circ}\text{C}$ a ser medido em um tempo de observação de 10 min, resulta uma sensibilidade de $1,0 \times 10^{-1} \text{ }^{\circ}\text{C/W min}$. Com o valor de sensibilidade térmica requerida assim estimado, os passos de projeto do calorímetro estão descritos na Seção 2 onde também se incluem testes de reflexão para potência de RF incidente na faixa de 5,85 a 6,35 GHz. Procedimentos para calibração do calorímetro são expostos na Seção 3, enquanto as Conclusões do nosso estudo encontram-se na última Seção.

2. Construção do Calorímetro

2.1. Considerações de Microondas e Escolha do Absorvedor

A primeira consideração de projeto envolve o arranjo do guia de onda em relação à carga de RF. Do ponto de vista de reflexão da onda incidente, o meio dissipativo deve ser introduzido gradualmente no guia para que haja um casamento contínuo de impedâncias entre a carga e o guia. A estrutura então adotada compreende um cone de quartzo de baixa perda suficientemente longo (25 cm de comprimento), onde estará contido o fluido absorvedor sem necessidade de casamento adicional de impedância. As vantagens desse arranjo (Fig. 1) residem na sua simplicidade, baixa capacidade térmica e inerente casamento gradual de impedância sobre uma extensa faixa de frequência, uma vez que a dissipação de potência distribui-se uniformemente ao longo da superfície exposta à onda incidente.

O fluido absorvedor escolhido é a água comum, que possui uma tangente de perdas suficientemente alta (0,01 - 0,1) na faixa de 100 MHz a 30 GHz, o que a torna um excelente meio dissipativo. Um cone oco de alumínio é introduzido no sistema para aumentar a

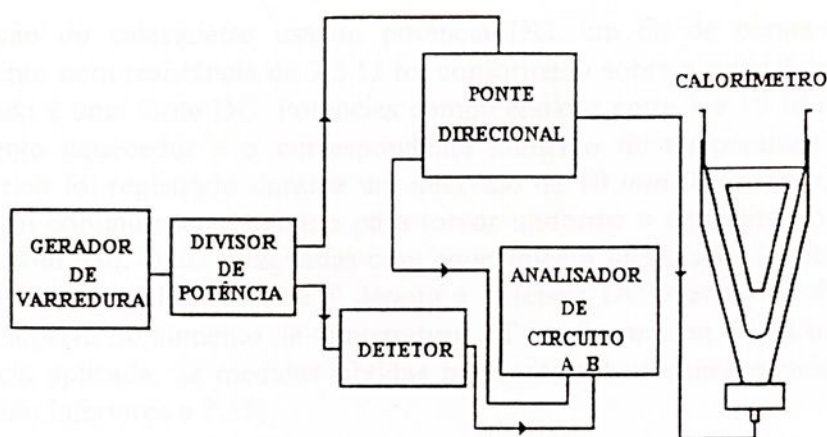


Fig. 2. Diagrama de blocos da montagem experimental utilizada na determinação da perda de retorno do calorímetro

Na primeira situação, em que se considera somente os cones de alumínio e de quartzo, isto é, o calorímetro sem água, observa-se que a perda de retorno resultante é de $-5,4 \text{ dB}$ na frequência central. Ao se colocar água no calorímetro, no entanto, nota-se que esta perda decresce drasticamente para $-29,8 \text{ dB}$. Esta perda corresponde a um coeficiente de reflexão de potência de $0,1\%$, indicando que praticamente toda a potência incidente é absorvida pela água e que tal fluido, nas condições de nosso experimento, pode ser considerado um meio dissipativo ideal.

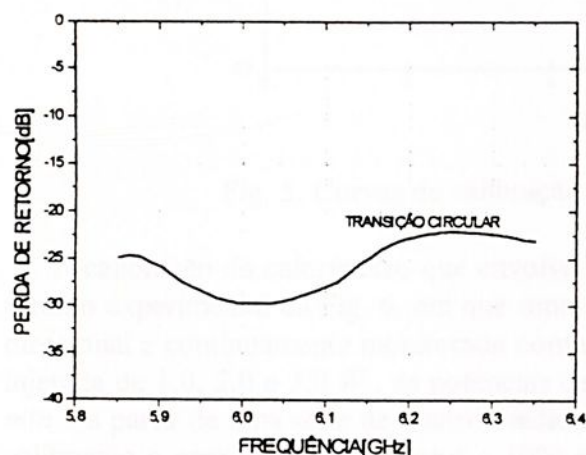


Fig. 3. Perda de retorno para o guia de onda isolado (sem calorímetro)

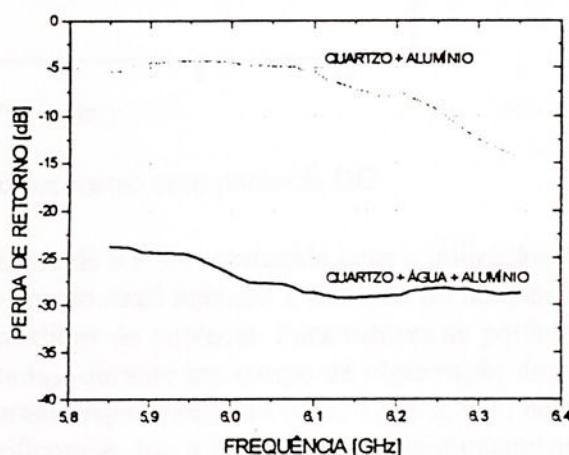


Fig. 4. Perda de retorno para os elementos do calorímetro

3. Calibração do Calorímetro

Sendo a constante de tempo térmica independente da natureza da potência injetada, o calorímetro pode ser calibrado fazendo uso de potência contínua (DC). De fato, considere que um aumento de temperatura T_{RF} resulta da aplicação de uma dada potência de RF durante um intervalo de tempo medido t_{RF} . Uma potência DC conhecida e de valor comparável P_{DC} é então aplicada durante um intervalo t_{DC} para produzir um aumento adicional de temperatura T_{DC} . Desde que o aumento de temperatura T em cada situação é proporcional à energia incidente $P \times t$ (considerando a capacidade térmica constante e a mesma nos dois casos), a potência de RF é determinada a partir de P_{DC} conforme a relação $T_{RF} / T_{DC} = P_{RF} t_{RF} / P_{DC} t_{DC}$. Para efetuar

a calibração do calorímetro usando potência DC, um fio de níquel-cromo de 0,5 m de comprimento com resistência de $7,5 \Omega$ foi conformado sobre a superfície do cone de alumínio e conectado a uma fonte DC. Potências compreendidas entre 1 e 10 W foram então aplicadas ao filamento aquecedor e o correspondente aumento de temperatura medido pelo sensor termoeletrônico foi registrado durante um intervalo de 10 min. Durante este tempo, o cone de alumínio foi continuamente agitado para tornar uniforme o aquecimento do volume de água, evitando, com isso, áreas estagnadas com aquecimento localizado. Os resultados das medidas são apresentados na Fig. 5 onde P denota a potência DC injetada e $\langle P \rangle$ indica a potência calculada a partir do aumento de temperatura ΔT conforme a eq. (3). Comparadas aos valores de potência aplicada, as medidas obtidas apresentam boa concordância em que os desvios relativos são inferiores a 2,5%.

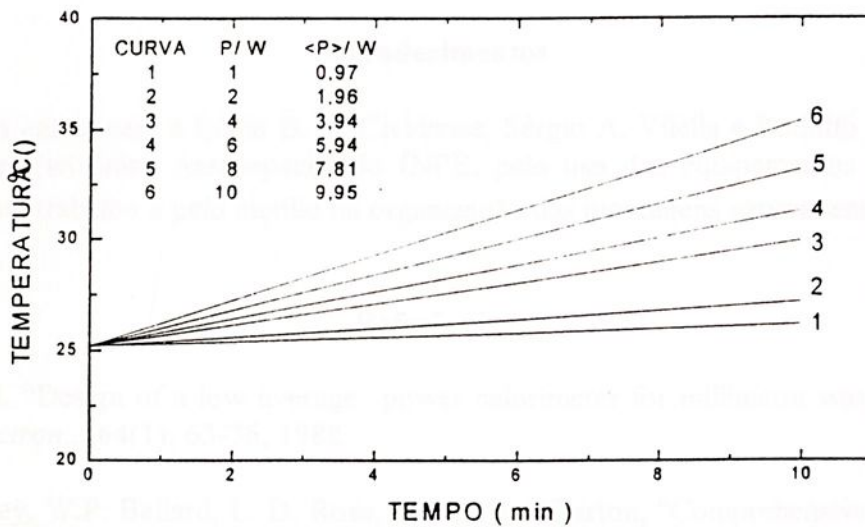


Fig. 5. Curvas de calibração do calorímetro com potência DC

A calibração do calorímetro que envolve potência de RF foi conduzida com a utilização do arranjo experimental da Fig. 6, em que uma amostra do sinal injetado é extraída do acoplador direcional e continuamente monitorada com um medidor de potência. Para valores de potência injetada de 1,0, 2,0 e 3,0 W, as potências detectadas, durante um tempo de observação de 10 min e a partir de uma série de quatro medidas, foram respectivamente 0,95, 1,9 e 2,7 W; nesta calibração o erro relativo é inferior a 10% e verificou-se que a água deve ser continuamente agitada para que medidas errôneas não sejam induzidas.

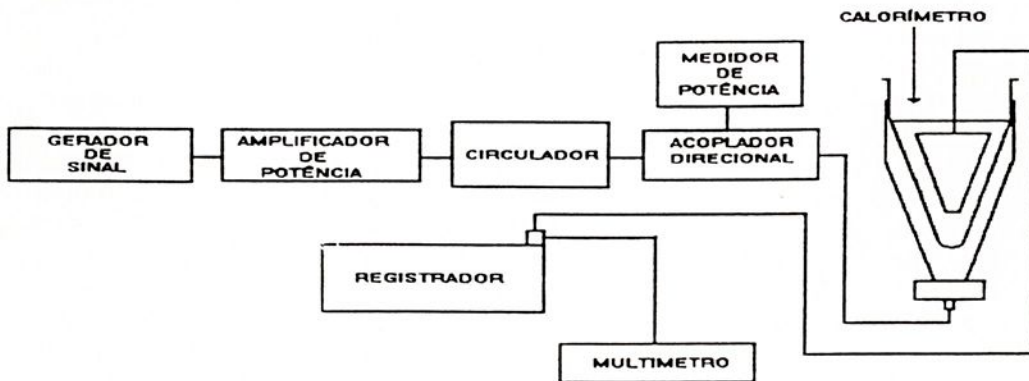


Fig. 6. Montagem experimental para calibração do calorímetro com potência RF

4. Conclusão

Um calorímetro com sensibilidade térmica de $1,0 \times 10^{-1} \text{ }^{\circ}\text{C/W min}$, sendo água o elemento absorvedor, foi construído e estudado experimentalmente. Medidas de potência DC apresentaram um erro relativo inferior a 2,5% e tal incerteza na determinação da potência é inteiramente aceitável para medidas de potência de girotrons, uma vez que, tipicamente, os pulsos de corrente não são perfeitamente retangulares.

A calibração do calorímetro também foi realizada utilizando a potência de RF na faixa de 5,85 a 6,35 GHz com um erro relativo inferior a 10% na determinação da potência. Verificou-se que neste caso, o valor da potência detectada depende em uma certa extensão do grau de agitação da água, mas valores confiáveis são seguramente inferidos a partir de um número significativo de medidas.

Agradecimentos

Os autores agradecem a Lúcio B. T. Cividanes, Sérgio A. Vilella e Rodolfo A. S. Araujo, da Divisão de Eletrônica Aeroespacial do INPE, pelo uso dos equipamentos necessários à realização deste trabalho e pelo auxílio na organização das montagens experimentais.

Referências

- [1] H. Stickel, "Design of a low average power calorimeter for millimetre wave gyrotrons". *Int. J. Electron.*, **64**(1), 63-76, 1988.
- [2] L.M. Earley, W.P. Ballard, L. D. Rose, and C. B. Wharton, "Comprehensive approach for diagnosing intense single-pulse microwave sources", *Rev. Sci. Instrum.*, **57** (9), p. 2283-2293, 1986.
- [3] *Handbook of Microwave Measurements*, vol. I, edited by M. Sucher and J. Fox, Polytechnic Press, New York, 1963.
- [4] J.J. Barroso, P.J. Castro, J.O. Rossi, T. Idehara and I.P. Spassovsky, "Operation of a 32 GHz pulsed gyrotron", 1995 SBMO/IEEE Int. Microwave and Optoelectronics Conference, Rio de Janeiro, July 24-27, 1995. *Conference Proceedings*, IEEE Cat. No. 95TH8080, p. 215-220.



A HIGH-POWER 32 GHz PULSED GYROTRON

J.J. Barroso, P.J. Castro, A.A. Pimenta, V.A. Spassov, R.A. Corrêa
Laboratório Associado de Plasma - INPE
12201-970 São José dos Campos, SP, Brasil

T. Idehara, and I. Ogawa
Faculty of Engineering, Fukui University
Fukui 910, Japan

Abstract

We report on the operating characteristics of a 32 GHz pulsed gyrotron that has been designed and built at the Associate Plasma Laboratory of INPE. Experimental results include frequency and power measurements on resonant modes $TE_{5,1}$, $TE_{2,2}$ and $TE_{0,2}$. Measured frequencies are in close agreement with the self-consistent calculated values and power measurements were made using a fast response calorimeter with a sensitivity of $0.1^\circ C/Wmin$. Results are presented for beam voltages from 30 to 40 kV and electron beam current up to 5.0 A. In single $TE_{2,2}$ -mode operation at 30.38 GHz an output peak power of 6 kW was obtained with an overall efficiency of 18%.

1 Introduction

In recent years, the gyrotron has emerged as the most powerful source of millimeter and submillimeter radiation. It is based on the cyclotron resonant interaction between an electromagnetic field and a helical electron beam in the presence of an external magnetic field. Current gyrotron applications include radars, advanced communication systems, technological processes, atmospheric sensing, ozone conservation, artificial ionospheric mirror, and electron-cyclotron resonance plasma heating in toroidal devices [1].

In this paper, the design and operating characteristics of a 32 GHz gyrotron developed at INPE are reported. The experiments have been carried out at short pulse length ($\sim 15 \mu s$) and low duty cycle (0.025%) which greatly alleviate problems associated with heating of the tube. However, the design of both the resonant cavity and collector is consistent with technological constraints posed by long pulse and high average power devices. The results presented here represented the first phase of an ongoing experimental program which includes the development of high-power coaxial gyrotrons using non-adiabatic electron guns.

2 Gyrotron Design

A schematic of the device along with the experimental setup is shown in Fig. 1. The gyrotron is composed of three main parts: the injection electron gun, the resonant cavity and the collector. For the present design (Table 1), a purely azimuthal operating $TE_{0,2}$ mode has been selected due to its low ohmic wall losses and to the simpler field configuration allowing efficient conversion to linear polarization. This chosen mode is relatively free from mode competition owing to the excellent separation in frequency (4.5%) with respect to the nearest competing mode $TE_{2,2}$. The electron gun [2] is of the magnetron injection type with a triode configuration (Fig. 2) which is able to produce a 5 A laminar electron beam with a calculated transverse velocity dispersion of 5% at a 1.5 electron pitch ratio. The resonant cavity, machined from brass with tolerances of $\pm 0.02 \text{ mm}$, consists of a tapered waveguide that provides for the nominal mode an overall efficiency of 30% and a diffractive Q factor of the order of 1000. To reduce current density and space-charge problems in the cathode, the hollow electron beam is placed on the second radial maximum of the operating $TE_{0,2,1}$ mode. The collector is a copper tube of 6.3 cm internal diameter. The active length of 13 cm was determined from the study of the deposited energy pattern by the spent beam on the inner collector surface [2]. By means of the collector coil, the electron trajectories can be controlled to some extent to restrain the energy flux density to a maximum tolerable value of 2 kW/cm^2 . The cavity magnetic field is provided by 20 conventional water-cooled solenoids fed by a current of 900 A. This system produces a magnetic field strength up to 1.3 T with a spatial homogeneity of $\pm 0.1\%$ over the cavity interaction region.

Table 1: Design parameters for the 32 GHz gyrotron

Maximum output peak power [kW]	100
Operating frequency [GHz]	31.74
Nominal mode	TE _{0,2,1}
Maximum beam voltage [kV]	50.0
Cathode-anode voltage [kV]	23.0
Laminar beam current [A]	5.0
Electron velocity ratio	1.5
Cathode magnetic induction [kG]	1.0
Cavity magnetic induction [kG]	12.9
Collector magnetic induction [kG]	0.6
Injection beam radius [mm]	7.9
Cavity radius [mm]	10.57
Pulse width [μs]	15
Repetition rate [Hz]	10

3 Frequency, Power, and Beam Velocity Measurements

Frequency measurements were made using a direct reading frequency meter to within a 0.15% accuracy. For each mode, both the gun and cavity magnetic fields were varied to maximize the signal strength detected by the video diode. Measured data are presented in Table 2 which also includes frequencies calculated from self-consistent theory using the design cavity radius $R_W=10.57\text{ mm}$. We can note that the measured frequencies are above the calculated ones by less than 0.2% . If one considers a cavity radius of 10.47 mm, the measured frequencies match up with those predicted by theory to better than $\pm 0.05\text{ GHz}$, which is the instrumental measurement error for all the modes.

For the absolute output power measurement, a fast response calorimeter with a thermal sensitivity of $0.1^\circ\text{C/W}\cdot\text{min}$ was built and tested [3]. The calorimeter (Fig. 3) comprises a quartz cone which is made sufficiently long so as to provide an effective broad band impedance matching and to distribute the power dissipation uniformly along the length of the load. The chosen absorbing fluid is water, as ordinary water is almost ideal both as dissipating medium and calorimetric fluid, since it has high loss tangent (0.001-0.1) in the range of 100 MHz to 30 GHz making it a good lossy element. The hollow aluminum cone, that is introduced in the system to enlarge the exposed surface of the water volume (50 ml), has a low thermal capacity to ensure fast response to the calorimeter.

Power measurement results are given in Table 2, where the highest average power of 0.63 W, that corresponds to a 6 kW output peak power $P_{peak} = \overline{P}_0/\tau f_R$ - with τ and f_R denoting the pulse length and repetition frequency, was achieved by the TE_{2,2} mode.

Another method for evaluating the gyrotron output power relies on the knowledge of energy transmission loss of the guiding system. As shown in Fig. 1, a small fraction of the emitted radiation is picked by the monitoring guide, goes through a E-bend, a directional coupler, a variable attenuator, a frequency meter and is finally rectified by the calibrated crystal detector, so that the pulse envelope can be observed on an oscilloscope. The attenuation of the guiding system - from the resonant cavity to the input of the detector - is measured by a substitution method using as a power source a CW low power (250 mW) Gunn diode oscillator. The source is connected to a standard WR-28 waveguide that is introduced in the cutoff section of the resonant cavity, which, in its turn, gets excited upon tuning the Gunn oscillator to the cavity eigenfrequencies. As the source operates in the range 30.3-37.0 GHz, we were able to excite two gyrotron modes, namely, the circularly symmetric TE_{0,2} mode at 31.78 GHz and its closest neighbor, the TE_{2,2} mode at 30.38 GHz. For the latter, the decrease in power level measured at the detector was $(18.0\pm0.5)\text{ dB}$ whereas for the lower-loss TE_{0,2} mode the attenuation was $(15.0\pm0.5)\text{ dB}$. To illustrate the consistency of these measurements, we note for the TE_{2,2} mode that the power level indicated by the detector was $(28.0\pm0.5)\text{ dBm}$ thus corresponding to $(631\pm70)\text{ mW}$ which is in close agreement with the value of 630 mW obtained using the calorimeter. Typical experimental oscillograms for this mode are shown in Fig. 4, where it is seen that the microwave power is present only during the flat top of the current pulse.

Beam velocity measurements on the beam were made using a coaxial capacitive probe, which consists of

an electrically isolated cylinder 20 mm long placed just before the cavity. The probe indirectly measures the parallel velocity of the electrons, i. e., the electron velocity parallel to the guiding magnetic field, by giving the beam's axial density in terms of the static radial electric field of the nonneutral beam. The parallel electron velocity is determined as $v_{||} = AI_{beam}/V_p$ where A is a calibration factor related with the probe capacitance, I_{beam} is the beam current measured in the collector tube by means of a viewing resistor, and V_p is the probe voltage.

Table 2: Summary of the results (V_k : cathode voltage; $\overline{P}_{beam}$: average beam input power; $\overline{P}_o$: measured output power; η : overall efficiency $\overline{P}_o/\overline{P}_{beam}$; $\beta_{\perp}$, $\beta_{||}$: transverse and axial electron velocities normalized to the speed of light; α : velocity pitch ratio $\beta_{\perp}/\beta_{||}$)

TE mode	Frequency [GHz]		V_k [kV]	I_{beam} [A]	$\overline{P}_{beam}$ [W]	$\overline{P}_o$ [W]	η [%]	Capacitive Probe		
	measured	calculated						$\beta_{\perp}$	$\beta_{ }$	α
1,2		24.1594	30.0	1.2	3.6	0.58	16.0	0.31	0.10	3.0
5,1	29.09	29.0437	37.0	2.6	9.6	0.46	4.8	0.31	0.18	1.7
2,2	30.38	30.3528	34.0	1.0	3.4	0.63	18.5	0.32	0.11	2.9
0,2	31.78	31.7475	40.0	2.8	11.2	0.32	2.8	0.34	0.15	2.3

4 Discussion and Conclusions

First we note from Table 2 that the measured efficiencies are lower than the expected values which are on the order of 30%. There are a variety of reasons that account for the low efficiencies measured. These include beam alignment, electron velocity dispersion, and mirroring effects. Alignment of the beam guiding centre is a critical requirement to minimize beam interception at the cavity entrance and ensure high-efficiency operation. An off axis beam displaced by more than $\lambda/8$ can substantially reduce the gyrotron efficiency. This is supported by the fact that the lowest efficiency so far obtained corresponds to the TE_{0,2} mode, which - due to its azimuthally symmetric field structure - requires a well centered beam to be strongly coupled to electron beam. Nevertheless, a 18% efficiency was obtained with the TE_{2,2} mode, which is less sensitive to beam misalignment. The low efficiencies are also ascribable to electron velocity dispersion that arises from field asymmetries, space-charge effects, non-uniform fields near the cathode, and roughness of the emitting ring. It is likely that the actual velocity dispersion on the beam should be much larger than the 5% value predicted by numerical simulation [2]. The third major reason explaining the low efficiencies is attributed to the beam mirroring that occurred as the beam propagated down the drift tube. This was strongly made evident by our beam velocity measurements using the capacitive probe, which gave electron velocity ratios $\alpha = v_{||}/v_{\perp}$ as high as 3.0 (Table 2). If α is too large, some of the electrons are pulled out of the phase where they give up energy to the cavity field; thus, energy is transferred back to beam and the synchronism between the RF field and electron beam is lost thereafter.

In conclusion, the design and operating characteristics of a high-power gyrotron were described. The major purpose of the experiment was to verify if single-mode emission could be achieved at frequencies around 30 GHz in a pulsed gyrotron designed to satisfy the technological constraints that would exist in long pulse devices.

In the next experiments, a systematic study of the dependence of efficiency on the operating parameters will be conducted to further extend the power capability of the present gyrotron. Considerations will involve beam alignment and reduction of the pitch ratio parameter to the optimum value of $\alpha \simeq 1.5$ as indicated by numerical simulation. A way of reducing α is to enlarge the gap spacing between the first and second anodes (Fig. 2), which leads to an increase in the electron axial velocity as the beam propagates past the first anode.

References

- [1] A.V. Gaponov-Grekhov and V.L. Granatstein (editors), "Applications of high-power microwaves", Artech House, Norwood, MA, USA, 1994
- [2] J.J. Barroso, A. Montes, and R.A. Corrêa, "Design of a 35 GHz gyrotron", *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, vol. 11. No. 2, 251-274, 1990
- [3] A.A. Pimenta, P.J. Castro, J.J. Barroso, T. Idehara, and I. Ogawa, "A calorimeter for high-power microwaves" (in Portuguese), TELEM0-96. *Anais*, vol. 2, 923-928, 1996

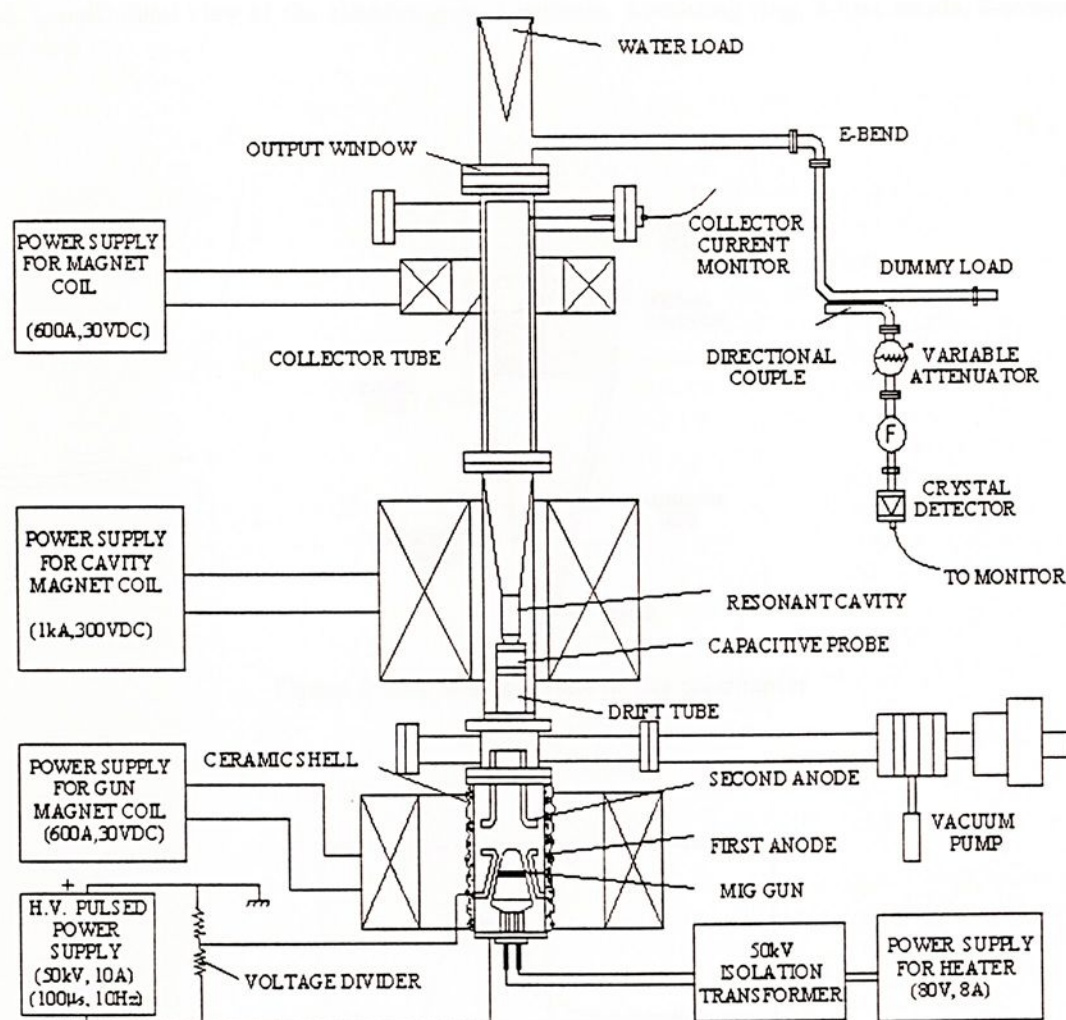


Figure 1: Schematic of the gyrotron along with the experimental setup

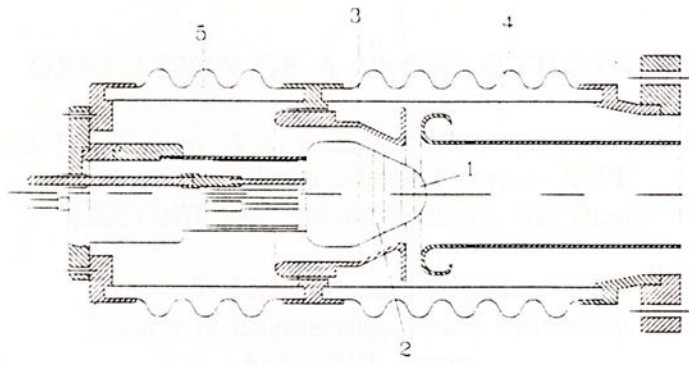


Figure 2: Longitudinal view of the electron gun: 1-cathode, 2-emitting ring, 3-first anode, 4-second anode, 5-ceramic shell

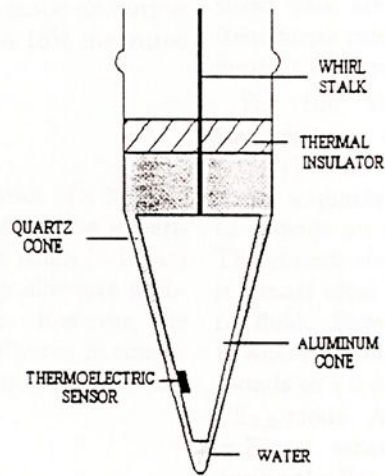


Figure 3: A schematic view of the calorimeter

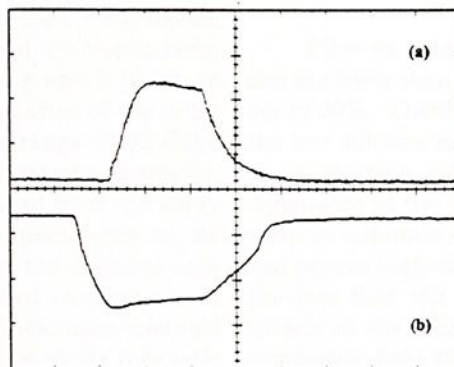


Figure 4: (a) TE_{2,2}-mode microwave emission at $V_k = 35$ kV detected by the diode and (b) the corresponding beam current pulse of $I_{beam} = 3.5$ A (each horizontal time division is $5 \mu s$)

OPERATION OF A 32 GHz GYROTRON

J.J. Barroso, P.J. Castro, A.A. Pimenta, V.A. Spassov, and R.A. Corrêa
Laboratório Associado de Plasma - INPE
12201-970 São José dos Campos, SP, Brasil

T. Idehara, and I. Ogawa
Faculty of Engineering, Fukui University
Fukui 910, Japan

Abstract - The design and operation of a 32 GHz pulsed gyrotron are reported. The device is step-tuned between the $TE_{1,2}$ (24.16 GHz) and $TE_{0,2}$ (31.78 GHz) modes with cathode voltages ranging from 30 to 40 kV and beam currents up to 3.0 A. In the $TE_{2,2}$ resonator mode an output peak power of 6 kW was obtained with an 18% measured efficiency.

1. Introduction

The design and operating characteristics of a 32 GHz gyrotron developed at INPE are presented. The experiments have been carried out at short pulse length ($\sim 15 \mu s$) and low duty cycle (0.025%) which greatly alleviate problems associated with heating of the tube. However, the design of both the resonant cavity and collector is consistent with technological constraints posed by long pulse and high average power devices.

2. Design of Experiment

A 15 μs pulselength annular electron beam is generated by a temperature-limited MIG-gun with a triode configuration and cathode radius of 2.5 cm. The beam couples to the second radial maximum of $TE_{m,2}$ modes in the resonator which consists of a standard, tapered cavity machined from brass with tolerances of ± 0.1 mm, having input and output linear tapers of 1° and 5° , respectively. The straight mid-section is 4.95 cm long and 2.10 cm in diameter which provides a diffractive Q factor of the order of 1000 for TE modes operating in the range 29-32 GHz. The collector is a copper tube of 6.3 cm internal diameter. The active length of 13 cm was determined from the study of the deposited energy pattern by the spent beam on the inner collector surface [1]. By means of the collector coil, the electron trajectories can be controlled to some extent to restrain the energy flux density to a maximum tolerable value of 2 kW/cm² in CW operation. The cavity magnetic field is provided by 20 conventional water-cooled solenoids fed by a current of 900 A. This system produces a magnetic field strength up to 1.3 T with a spatial homogeneity of $\pm 0.1\%$ over the cavity interaction region.

3. Experimental Results

Frequency measurements were made using a direct reading frequency meter to within a 0.15% accuracy. Measured data are presented in Table 1 which also includes frequencies calculated from self-consistent theory using the design cavity radius of 10.57 mm.

For the absolute output power measurement, a fast response calorimeter with a thermal sensitivity of $0.1^\circ C/W \cdot min$ was built and tested. The calorimeter comprises a quartz cone which is made sufficiently long so as to provide an effective broad band impedance matching. The chosen absorbing fluid is water, since ordinary water is almost ideal both as dissipating medium and calorimetric fluid. Power measurement results are given in Table 1, where the highest average power of 0.63 W, that corresponds to a 6 kW output peak power, was achieved by the $TE_{2,2}$ mode. A typical oscillogram for this mode is shown in Fig. 1, where it is seen that microwave is present only during the flat top of the current pulse.

Beam velocity measurements on the beam were made using a coaxial capacitive probe [2], which consists of an electrically isolated cylinder 20 mm long placed just before the cavity.

4. Discussion and Conclusions

First we note from Table 1 that the measured efficiencies are lower than the expected values, which are on the order of 30%. There are a variety of reasons that account for the low efficiencies measured. These include: beam alignment, electron velocity dispersion, and mirroring effects. Alignment of the beam guiding centre is a critical requirement to minimize beam interception at the cavity entrance and ensure high-efficiency operation. This is supported by the fact that the lowest efficiency so far obtained corresponds to the $TE_{0,2}$ mode, which - due to its azimuthally symmetric field structure - requires a well centered beam to be strongly coupled to electron beam. Nevertheless, an 18% efficiency was obtained with the $TE_{2,2}$ mode, which is less sensitive to beam misalignment. The low efficiencies are also ascribable to electron velocity dispersion, and it

Table 1: Summary of the results (V_k : cathode voltage; $\overline{P}_{beam}$: average beam input power; $\overline{P}_o$: measured output power; η : efficiency; $\beta_{\perp}$, $\beta_{\parallel}$: transverse and axial electron velocities normalized to the speed of light; α : velocity pitch ratio)

TE mode	Frequency [GHz]		V_k [kV]	I_{beam} [A]	$\overline{P}_{beam}$ [W]	$\overline{P}_o$ [W]	η [%]	Capacitive Probe		
	measured	calculated						$\beta_{\perp}$	$\beta_{\parallel}$	α
1.2		24.1594	30.0	1.2	3.6	0.58	16.0	0.31	0.10	3.0
5.1	29.09	29.0437	37.0	2.6	9.6	0.46	4.8	0.31	0.18	1.7
2.2	30.38	30.3528	34.0	1.0	3.4	0.63	18.5	0.32	0.11	2.9
0.2	31.78	31.7475	40.0	2.8	11.2	0.32	2.8	0.34	0.15	2.3

is likely that the actual velocity dispersion on the beam should be much larger than the 5% value predicted by numerical simulation [1]. The third major reason explaining the low efficiencies is attributed to the beam mirroring that occurred as the beam propagated down the drift tube. This was strongly made evident by our beam velocity measurements using the capacitive probe, which gave electron velocity ratios $\alpha = v_{\perp}/v_{\parallel}$ as high as 3.0 (Table 1). To illustrate this point, Fig. 2 shows the phase space for the electron beam with control parameters (magnetic field and cathode voltage) set at the TE_{2,2}-mode operating conditions. We can see that for $z \geq 40.0$ cm and after a time span of 13.0 ns, a strong mirroring process takes place with 35% of the beam electrons returning to the gun region. This is an undesirable effect as the back bombardment of the electrons on the cathode surface reduces the life of the emitter, which in our device consists of a coating mixture of (Ba Sr)CO₃ sprayed onto a nickel base.

The corresponding signal detected by the capacitive probe (installed at $z = 50.0$ cm) is displayed in Fig. 3, where it is apparent in the voltage pulse a sharp peak that rapidly decreases to approach a constant value. This suggests that a stationary state was reached by the beam. We conjecture that accumulation of reflected electrons in the near cathode region leads to a depression of the electric field on the emitter; this effect decreases the electron transverse velocity and enables the trapped particles to escape towards the cavity.

In the next experiments, considerations will involve beam alignment and reduction of the pitch ratio parameter to the optimum value of $\alpha \simeq 1.5$ as indicated by numerical simulation. A way to reduce α is to enlarge the gap spacing between the first and second anodes [3], which leads to an increase in the electron axial velocity as the beam propagates past the first anode.

References

[1] J.J. Barroso, A. Montes, and R.A. Corrêa, *Int. J. Infrared Millimeter Waves*, vol. 11(2): 251-274, 1990.
[2] W.C. Guss, T.L. Grimm, K.E. Kreischer, J.T. Polevoy, and R.J. Temkin, *J. Appl. Phys.*, 69(7): 3789-3795, 1990.
[3] H. Patire Jr., and J.J. Barroso, these Proceedings.

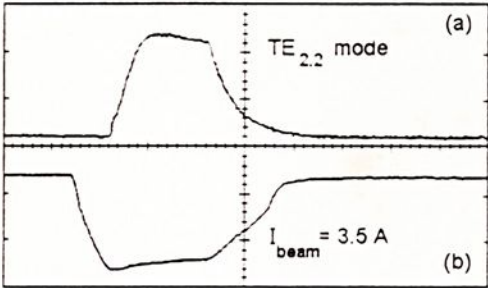


Fig. 1 - (a) RF pulse and (b) beam current waveform

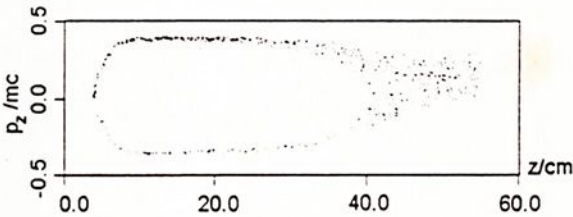


Fig. 2 - Phase space for beam electrons

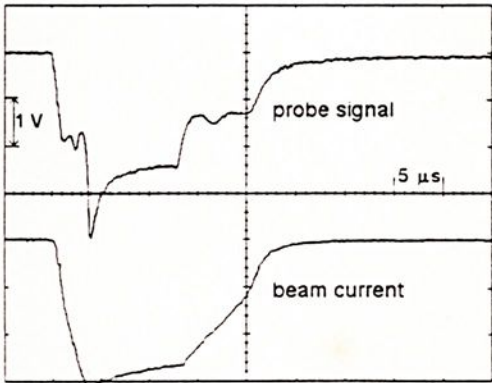


Fig. 3 - Probe and beam current signals

