



**DESENVOLVIMENTO DE TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS
DE ALTA SENSIBILIDADE PARA O DETECTOR DE ONDAS
GRAVITACIONAIS MARIO SCHENBERG**

Sérgio Ricardo Furtado

Tese de Doutorado em Ciência Espacial / Astrofísica, orientada pelo Dr. Odylio Denys de Aguiar

INPE
São José dos Campos
2009

**MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**DESENVOLVIMENTO DE TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS DE ALTA
SENSIBILIDADE PARA O DETECTOR DE ONDAS GRAVITACIONAIS
MARIO SCHENBERG**

Sérgio Ricardo Furtado

Tese de Doutorado em Ciência Espacial / Astrofísica, orientada pelo Dr. Odylio Denys de Aguiar.

INPE
São José dos Campos

2009

Aprovada pela Banca Examinadora em cumprimento a requisito exigido para a obtenção do Título de Doutor em Ciência Espacial / Astrofísica.

Dr. José Williams dos Santos Vilas Boas _____

Presidente - INPE/SJC-SP

Dr. Odylio Denys de Aguiar _____

Orientador – INPE/SJC-SP

Dr. Francisco José Jablonski _____

Membro da Banca – INPE/SJC-SP

Dr. Joaquim José Barroso de Castro _____

Membro da Banca – INPE/SJC-SP

Dr. Antônio Carlos da Cunha Migliano _____

Membro da Banca – IEAv/CTA/SJC-SP

Dr. Nei Fernandes de Oliveira Júnior _____

Membro da Banca – IFUSP/USP/SP-SP

Dr. Michael Edmund Tobar _____

Membro da Banca – UWA/Perth-Austrália

Candidato: Sérgio Ricardo Furtado

São José dos Campos, 19 de fevereiro de 2009.

*“O progresso, como andar, é conseguido com
a perda e a volta do equilíbrio.*

É uma série de erros.

De erro em erro, descobre-se toda a verdade.”

Sigmund Freud, em “Freud aka Freud: The secret passion”.

Aos meus pais, Irene e Benedito (em memória).

A minha esposa, Valéria, e meus filhos, Mário Sérgio e Maria Luísa
pelo amor, paciência, tolerância e dedicação.

Aos meus irmãos, Sandro, Hamilton e
Sandra (em memória).

Aos meus amigos,
pela presença constante

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador, Dr. Odylio Denys de Aguiar, por ter feito muito mais do que orientar e acreditar em meu trabalho, sendo exemplo como profissional e pessoa. Ao final desta longa e exaustiva jornada, e depois de muitas divergências e discussões acaloradas, tenho por ele profunda admiração.

A FAPESP (Processos N^ºs 1998/13468-9, 2005/00214-4 e 2006/56041-3) e ao INPE que proporcionaram condições para o desenvolvimento deste trabalho.

Ao “Dr.” Célio César Fernandes, o melhor técnico em mecânica com quem tive a oportunidade trabalhar, e que além de participar de todas as fases deste projeto, me manteve motivado a continuar trabalhando mesmo quando as coisas (quase sempre) não davam certo.

A Claudia Vilega Rodrigues, incansável durante sua permanência na Chefia da DAS, possibilitando a aquisição do cristal de safira utilizado no oscilador de baixo ruído de fase.

Ao Williams que, além de grande amigo, apoiou e incentivou a execução deste trabalho, viabilizando minha ida a University of Western Australia (UWA) para realização das medições com o oscilador de safira.

Aos Drs. Michael E. Tobar, John Hartnett e Eugene Ivanov, do “Frequency Standards and Metrology Research Group” no departamento de física da UWA, que ajudaram nas medições de baixo ruído de fase do oscilador de safira.

Ao Dr. Antônio Carlos Migliano, do Instituto de Estudo Avançados (IEAv-CTA), que possibilitou a realização das medições criogênicas de freqüência de ressonância e fator Q com as cavidades reentrantes, abrindo as portas do Laboratório de Sistemas Eletromagnéticos da Divisão de Física Aplicada (LSE-EFA) e permitindo a nossa presença por mais de dois meses em suas instalações.

Ao Luis Fernando F. Bernabe e Leonardo Violim Lemos, do LSE-EFA (IEAv-CTA), pelo apoio técnico fornecido durante as medições criogênicas com as cavidades reentrantes de microondas.

Aos Drs. Pedro José de Castro e Joaquim José Barroso de Castro, do Laboratório Associado de Plasma (LAP-INPE), que ajudaram nas sintonias das cavidades de microondas e em vários outros testes e experimentos de bancada realizados no laboratório deles. Ao Pedro, eu devo um pedido de desculpas, pois além de participar incansavelmente das medidas, ainda tolerou minhas alterações de humor quando as coisas (quase sempre) não davam certo.

Ao Dr. Daniel S. Almeida, da Divisão de Materiais do Instituto de Aeronáutica e Espaço (IAE-CTA), participando efetivamente nas deposições de Nióbio por EB-PVD.

Ao Dr. Ângelo Gobbi, do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LMF-LNLS), pelas deposições de Nióbio por *Sputtering*.

Ao Dr. Antônio Fernando Sartori, do Departamento de Materiais da Escola de Engenharia de Lorena da Universidade de São Paulo (DEMAR-EEL-USP), que realizou as eletrodeposições de Nióbio, tendo participado ativamente nas discussões sobre caracterizações dos filmes obtidos por diversas técnicas.

Ao Luiz Carlos Lavras, da Divisão de Fotônica do Instituto de Estudo Avançados (IEAv-CTA), que participou das deposições de Nióbio por EB-PVD e *Sputtering*.

Aos colegas do Projeto Gráviton, e em especial, ao Kilder (UEBA); Luiz Andrade (IAE-CTA); Jorge Weber, José Carlos e Oswaldo (DAS-INPE); Xavier, Sérgio Turano e Rui F. Oliveira (IFUSP), pelo apoio, sugestões, críticas e incentivos durante os testes experimentais.

Ao pessoal da Divisão de Astrofísica (DAS-INPE), principalmente ao José Angelo Neri, Ana Zodi, Edson Rodrigues da Silva, Alan Braga Cassiano, Marcos André Okada, Mauricio Marsi dos Santos Barboza, Flávio D'amico, Avelino Balboa, Mauro Prado, Luiz Antonio Reitano e Mario Celso Padovan de Almeida, pelo apoio, críticas e sugestões.

As queridas secretárias da DAS, Nilda e Valdirene, pelo suporte nas questões burocráticas, viabilizando as viagens, estadias, viaturas e transportes de materiais.

Ao pessoal da mecânica (SMD-INPE), José Vitor Vilas Boas, Geraldo Orlando Mendes, Mario Mitsumassa Yamashita, Flávio Alexandre, José Carlos Alves Moreira, Artur Faria de Oliveira, Antônio Carlos Dias, Luis Carlos dos Santos e Noburo Sato, pela

prontidão em atender as minhas solicitações nas diversas fases da usinagem dos transdutores.

Aos colegas da Divisão de Eletrônica Aeroespacial (DEA-INPE), Lúcio Baptista Trannin Cividanes, Vicente de Paulo Damasceno da Costa Junior, Sérgio Arantes Villela e Ivan Oldrich Geier Vila, que colaboraram nas medições experimentais com as cavidades klystron.

Aos colegas do Laboratório Associado de Materiais e Sensores (LAS-INPE), Maria Lúcia Brison, João Paulo de Barros Machado, Eduardo Abramof e Beatriz L. D. Moreno, que realizaram as análises de raios-X e medidas ópticas nas deposições de Nióbio nos transdutores.

A Miriam Nishimori e José Paulo da Silva, ambos do Circuito Impresso - INPE, Francisco Augusto Ferreira Souza (LAS-INPE) e Alice Hitomi Nakahara Ueda (LAP-INPE), que foram incansáveis nos vários tratamentos químicos realizados nos transdutores.

Ao Dr. José Roberto Sbragia Senna (LAS-INPE) e Enrique Klai de França (aluno de doutorado da Engenharia e Tecnologia Espaciais), responsáveis pela fabricação das membranas de silício.

Ao Antonio Fernando Beloto (LAS-INPE) e Luis Antonio Waack Bambace (SCE-INPE) que ajudaram nas técnicas de deposição de Nióbio.

Ao Dr. Clovis Solano Pereira, por permitir a realização de parte deste trabalho nas dependências do Laboratório de Integração e Testes (LIT) do INPE.

A equipe da Térmica do LIT, composta pelos Drs. Ézio Castejon Garcia e Márcio Bueno dos Santos, e pelos técnicos Rose Mary do Prado Demori, Osvaldo Donizeti da Silva, Anderson Rodolfo dos Santos e Julio Mariano (em memória), pelo suporte durante a realização de testes criogênicos com os transdutores.

A equipe do Laboratório de Aferição e Sensores do LIT, composta pelo Dr. Ricardo Sutério e pela técnica Ângela Akemi Tatekawa Silva, que ajudaram na realização dos testes vibracionais das membranas e estruturas mecânicas dos transdutores.

Ao Dilmar (LIT), pelos desenhos mecânicos feitos com o SolidWorks e pela sua prontidão em atender as minhas solicitações.

Ao Dr. Marcelo Bender Perotoni, pelo suporte técnico e sugestões durante as simulações computacionais da cavidade ressonante com o Microwave Studio CST.

Ao Professor Marbey Mossó Manhães, coordenador do Laboratório de Microeletrônica e Optoeletrônica do Centro de Estudos em Telecomunicações da Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro (CETUC-PUC-RJ), pelas sugestões, discussões e suporte técnico em medidas de microondas.

Ao Dr. José Kleber da Cunha Pinto e o técnico Jair Pereira de Souza, do Laboratório de Microeletrônica da Escola de Engenharia Politécnica da Universidade de São Paulo (LME-POLI-USP), pelas sugestões, discussões e suporte técnico em medidas de microondas.

A Cristiane Erthal de Souza, que aceitou fazer parte da revisão gramatical e ortográfica deste trabalho. Para uma assistente social, somente sendo uma grande amiga para passar por isso.

A todos que participaram deste trabalho e cujos nomes me fogem neste momento, peço humildemente desculpas.

A todos os meus amigos, que me acompanham há muito tempo, cujo apoio foi fundamental para superar os momentos difíceis. Não vou citar os nomes de cada um deles porque, felizmente, a lista é grande.

E, em especial, a minha esposa Valéria, por continuar ao meu lado mesmo quando eu me torno insuportável, e aos meus filhos Mário Sérgio e a Maria Luísa, por serem a minha maior fonte de inspiração.

RESUMO

Localizado na Universidade de São Paulo, o detector de ondas gravitacionais *Mario Schenberg* é composto por uma esfera de *CuAl(6%)*, com 65cm de diâmetro e 1150kg . Um conjunto de transdutores paramétricos do tipo cavidade reentrante fechada, feitos de *CuAl(6%)* e *bombeados* em 10GHz , foi utilizado para monitorar as vibrações da antena na faixa de freqüência de $3200 \pm 200\text{Hz}$, não tendo sido atingida a sensibilidade $h \approx 10^{-21}\text{Hz}^{-1/2}$ inicialmente planejada. O objetivo principal deste trabalho foi construir um conjunto de transdutores com alta sensibilidade para ser utilizado no detector brasileiro. Para isto, foram utilizados dois tipos de materiais, Nióbio (*Nb*) com alta concentração de Tântalo (1420ppm) e *CuAl(6%)*. As membranas que fecham as cavidades foram fabricadas a partir de lâminas de silício. Diversas cavidades similares às dos transdutores foram construídas e testadas criogenicamente para determinação das freqüências de ressonâncias e dos fatores *Q* não-carregados em função do acoplamento eletromagnético. Depois de usinadas, as cavidades de *CuAl(6%)* receberam um filme de *Nb*, a fim de obter superfícies supercondutoras. Entretanto, devido à baixa espessura dos filmes depositados (200nm) e/ou não anodização da superfície, para protegê-la de oxidação progressiva, o efeito de supercondutividade não foi verificado. Para as cavidades maciças de *Nb*, obteve-se $Q_0 \approx 1,6 \times 10^5$ quando fechadas por tampa de *Nb* com alta concentração de Tântalo e $Q_0 \approx 2,65 \times 10^5$ para tampas de *Nb* com concentração de Tântalo inferior a 1000ppm , comprovando a influência deste elemento na obtenção do efeito de supercondutividade. Espera-se obter Q_0 's $\approx 3,0 \times 10^5$ em $4,2\text{K}$, através da utilização de *Nb* com alta pureza e baixa concentração de Ta e de um tratamento superficial adequado. Também foi construído e testado um novo oscilador de 10GHz com ultra-baixo ruído de fase ($-135\text{dBc}/\text{Hz}$ @ $3,2\text{kHz}$), utilizando cristal de safira mantido a 77K . Os resultados indicam que a sensibilidade dos novos transdutores será da ordem de $h \approx 8 \times 10^{-21}\text{Hz}^{-1/2}$ em $3200 \pm 200\text{Hz}$. Os testes experimentais foram realizados nas instalações do INPE, da USP, do CETUC-PUC-RJ, do CTA, do LNLS e da “University of Western Australia (UWA).

DEVELOPMENT OF HIGH SENSITIVITY PARAMETRICS TRANSDUCERS FOR THE MARIO SCHENBERG GRAVITATIONAL WAVES DETECTOR

ABSTRACT

Located at the University of São Paulo, the gravitational wave detector *Mario Schenberg* is composed by a 65cm-diameter *CuAl(6%)* sphere of 1150kg . A set of parametric transducers of the close reentrant cavity type, made of *CuAl(6%)* and pumped at 10GHz , was used to monitor the mechanical vibrations of the spherical antenna in the frequency range of $3200 \pm 200\text{Hz}$. However, the initialed planed projected sensitivity of $h \approx 10^{-21}\text{Hz}^{-1/2}$ has not being reached. The main purpose of this work was to build a set o transducers with high sensitivity in order to be used at the Brazilian detector. To accomplish this, two materials were tested, Niobium (*Nb*) with high Tantalum impurities (1420ppm) and *CuAl(6%)*. The membranes, which close the cavities, were made from silicon blades. Many similar cavities to the transducer ones were constructed and tested cryogenically for determination of their resonant frequencies and non-loaded Q (Quality) factors as function of the electromagnetic coupling. After machined, the *CuAl(6%)* cavities received a *Nb* film in order to present superconductor performance. However, due to the small thickness of the deposited films (200nm) and/or the non-anodization of their surfaces, for protection from progressive oxidation, the effect of superconductivity was not observed. For bulk *Nb* cavities, one obtained electrical $Q_0 \approx 1,6 \times 10^5$ when they were closed with a high Tantalum impurity bulked *Nb* cover, and electrical $Q_0 \approx 2,65 \times 10^5$ when they were closed with a bulked *Nb* cover with Tantalum impurities below 1000ppm , proving the effect of this impurity in the achievement of superconductivity. One expects to obtain Q_0 's $\approx 3,0 \times 10^5$ at 4,2 K by using *Nb* of high purity and a suitable surface treatment. It was also built and tested a new 10GHz oscillator with an ultra-low phase noise (-135dBc @ 3,2kHz), using a sapphire crystal at 77K. The results indicate that the sensitivity of the new transducers will be of the order of $h \approx 8 \times 10^{-21}\text{Hz}^{-1/2}$ at $3200 \pm 200\text{Hz}$. The experimental tests were performed in the installations of INPE, USP, CETUC-PUC-RJ, CTA, LNLS and “University of Western Australia (UWA).

SUMÁRIO

	Pág.
LISTA DE FIGURAS	
LISTA DE TABELAS	
CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO 2 – ONDAS GRAVITACIONAIS: O QUE SÃO E COMO DETECTÁ-LAS.....	9
2.1 EQUAÇÃO DA ONDA.....	9
2.2 FONTES ASTROFÍSICAS E COSMOLÓGICAS DE ONDAS GRAVITACIONAIS.....	13
2.2.1 FONTES IMPULSIVAS OU ABRUPTAS.....	15
2.2.2 FONTES PERIÓDICAS.....	15
2.2.3 FONTES ESTOCÁSTICAS.....	19
2.2.4 FONTES ESPIRALANTES (“CHIRP”.....	20
2.2.5 FONTES CANDIDATAS A OBSERVAÇÃO PELO DETECTOR MARIO SCHENBERG.....	20
CAPÍTULO 3 – TÉCNICAS DE DETECÇÃO E O DETECTOR MARIO SCHENBERG.....	23
3.1 TÉCNICAS DE DETECÇÃO DE ONDAS GRAVITACIONAIS.....	23
3.2 DETECTORES INTERFEROMÉTRICOS.....	24
3.3 DETECTORES DO TIPO MASSA RESSONANTE.....	26
3.3.1 PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO.....	26
3.3.2 RUÍDOS E SENSIBILIDADE EM DETECTORES RESSONANTES.....	28
3.3.3 O “STATUS” ATUAL DOS DETECTORES BARRA-RESSONANTES	30
3.4 DETECTORES ESFÉRICOS.....	33
3.5 O DETECTOR MARIO SCHENBERG.....	34
3.5.1 DESCRIÇÃO GERAL.....	34
3.5.2 O SISTEMA ELETRÔNICO DO DETECTOR SCHENBERG.....	36
3.5.3 FONTES DE RUÍDOS E A SENSIBILIDADE DO DETECTOR SCHENBERG.....	38
3.5.4 REQUISITOS BÁSICOS DE UM OSCILADOR APLICADO AO DETECTOR MARIO SCHENBERG.....	44

CAPÍTULO 4 – O TRANSDUTOR PARAMÉTRICO UTILIZADO NO DETECTOR MARIO SCHENBERG.....	51
4.1 PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO DOS TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS.....	51
4.2 CAVIDADES RESSONANTES E FATOR DE QUALIDADE.....	53
4.3 A PRIMEIRA GERAÇÃO DE TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS DO DETECTOR MARIO SCHENBERG.....	59
4.3.1 O SISTEMA DE TRANSDUÇÃO COM TRÊS MODOS E SUAS MASSAS INTERMEDIÁRIAS.....	60
4.3.2 O PROJETO MECÂNICO DA MASSA INTERMEDIÁRIA DO TRANSDUTOR.....	63
4.3.3 A CONSTRUÇÃO DOS PRIMEIROS TRANSDUTORES.....	67
4.3.4 MODIFICAÇÕES NA ESTRUTURA MECÂNICA DO TRANSDUTOR.....	70
4.3.5 RESULTADOS OBTIDOS.....	75
4.3.6 OS TRANSDUTORES INERCIAIS OU “NÃO-RESSONANTES”.....	78
4.4 A SEGUNDA GERAÇÃO DE TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS DO DETECTOR MARIO SCHENBERG.....	79
4.4.1 METODOLOGIA ADOTADA PARA PROJETAR A 2ª GERAÇÃO DE TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS DO DETECTOR SCHENBERG	79
4.4.2 DIMENSIONAMENTO DA CAVIDADE REENTRANTE (KLYSTRON).....	80
4.4.3 O PROJETO MECÂNICO DOS TRANSDUTORES DE 2ª GERAÇÃO..	86
4.4.4 RESULTADOS OBTIDOS.....	94
4.5 AS MEMBRANAS DE SILÍCIO.....	99
4.5.1 CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA O PROJETO DA MEMBRANA	99
4.5.2 O PROJETO MECÂNICO DA MEMBRANA DE SILÍCIO.....	102
4.5.3 O PROCESSO DE FABRICAÇÃO DAS MEMBRANAS.....	106
4.5.4 RESULTADOS OBTIDOS.....	108
4.5.5 A MONTAGEM MECÂNICA NOS TRANSDUTORES.....	112
4.6 DEPOSIÇÃO DE FILMES FINOS DE NIÓBIO SOBRE SILÍCIO E COBRE-ALUMÍNIO.....	114

4.6.1	PROFUNDIDADE DE PENETRAÇÃO NUMA SUPERFÍCIE SUPERCONDUTORA.....	115
4.6.2	PREPARAÇÃO DAS AMOSTRAS DE COBRE-ALUMÍNIO PARA DEPOSIÇÃO DE FILMES.....	117
4.6.3	DEPOSIÇÃO POR FEIXE DE ELÉTRONS (EB-PVD).....	118
4.6.4	ELETRODEPOSIÇÃO DE NIÓBIO.....	121
4.6.5	DEPOSIÇÃO POR SPUTTERING.....	124
4.6.6	CONCLUSÕES SOBRE AS TÉCNICAS DE DEPOSIÇÃO DE FILMES DE NIÓBIO.....	127
CAPÍTULO 5 – MEDIÇÕES COM AS CAVIDADES KLYSTRON.....	129	
5.1	DESCRIÇÃO DAS CAVIDADES REENTRANTES UTILIZADAS NOS TESTES CRIOGÊNICOS.....	130
5.2	DESCRIÇÃO DAS MEDIÇÕES REALIZADAS.....	136
5.3	ARRANJO EXPERIMENTAL.....	143
5.4	TRATAMENTO TÉRMICO NOS CABOS COAXIAIS UTILIZADOS...	151
5.5	ARMAZEMAMENTO DAS CAVIDADES.....	153
5.6	MONTAGEM DO SISTEMA DE MEDIÇÕES.....	154
5.7	DETERMINAÇÃO DO TEMPO DE RESFRIAMENTO DAS CAVIDADES REENTRANTES DE NIÓBIO.....	157
5.8	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL PARA MEDIÇÕES CRIOGÊNICAS DE RESSONÂNCIA E FATOR Q-CARREGADO.....	160
5.8.1	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL PARA MEDIÇÕES EM MODO DE REFLEXÃO.....	161
5.8.2	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL PARA MEDIÇÕES EM MODO DE TRANSMISSÃO.....	165
5.9	RESULTADOS OBTIDOS PARA MEDIÇÕES DE RESSONÂNCIA E FATOR-Q CARREGADO DAS CAVIDADES.....	168
5.9.1	RESULTADOS OBTIDOS PARA MEDIÇÕES EM MODO DE REFLEXÃO.....	170
5.9.2	RESULTADOS OBTIDOS PARA MEDIÇÕES EM MODO DE TRANSMISSÃO.....	199
5.10	DISCUSSÃO E CONCLUSÕES.....	208

CAPÍTULO 6 – OSCILADORES COM ULTRA-BAIXO RUÍDO DE FASE	215
6.1 INTRODUÇÃO.....	215
6.2 RESSONADORES DIELÉTRICOS EM MICROONDAS.....	216
6.3 OSCILADORES EM MICROONDAS.....	220
6.3.1 CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO.....	220
6.3.2 O MODELO DE RUÍDO DE LEESON PARA OSCILADORES LIVRES.....	222
6.4 DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL PARA CARACTERIZAÇÃO DO RESSONADOR DE SAFIRA.....	224
6.4.1 RESSONADOR DE SAFIRA.....	224
6.4.2 A CAVIDADE RESSONANTE.....	225
6.4.3 CRIOSTATO.....	226
6.4.4 ACOPLAMENTO DO RESSONADOR E FATORES-Q.....	228
6.5 CARACTERIZAÇÃO DO AMPLIFICADOR UTILIZADO.....	237
6.6 O OSCILADOR E AS MEDIDAS DE RUÍDO DE FASE.....	241
6.7 RESULTADOS OBTIDOS.....	245
6.8 DISCUSSÕES E CONCLUSÕES.....	246
CAPÍTULO 7 – CONCLUSÕES.....	247
CAPÍTULO 8 – SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....	253
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	255
ANEXO I PROPRIEDADES FÍSICAS E COMPOSIÇÃO QUÍMICA DO CUAL (6%).....	277
ANEXO II COMPOSIÇÃO QUÍMICA DO NIÓBIO COM ALTA CONCENTRAÇÃO DE TÂNTALO.....	281
ANEXO III COMPOSIÇÃO QUÍMICA DO NIÓBIO COM BAIXA CONCENTRAÇÃO DE TÂNTALO.....	285
ANEXO IV PROPRIEDADES FÍSICAS E ELÉTRICAS DA SAFIRA.....	287

LISTA DE FIGURAS

	Pág.
2.1 Linhas de força de um campo de onda gravitacional. O campo de força tem duas componentes de polarização: (a) Polarização '+'; (b) Polarização 'x'. FONTE: Thorne (1987).	11
2.2 A deformação de um anel de massas-teste durante um ciclo de uma OG, propagando-se na direção z. FONTE: Ju <i>et al.</i> (2000).	12
2.3 Mudança de fase orbital do pulsar binário PSR1913+16. FONTE: Taylor e Weisberg (1989).	17
2.4 Fontes astrofísicas no espectro de ondas gravitacionais.	19
3.1 Representação esquemática de um detector interferométrico. Os espelhos são fixados em duas massas-testes. Uma OG pode mover estas massas em relação a uma terceira, mudando a relação entre os caminhos óticos dos feixes de laser. FONTE: Ju <i>et al.</i> (2000).	24
3.2 Joseph Weber e o Detector de Massa Ressonante de Primeira Geração. FONTE: Weber, 1960.	27
3.3 Detectores de OG's distribuídos ao redor da Terra.	32
3.4 Os cinco modos quadripolares degenerados de uma esfera. O movimento radial de cada modo está representado de acordo com a escala de cores. FONTE: Melo (2002).	33
3.5 Detector <i>Mario Schenberg</i> . A massa ressonante (esfera) é mantida em vácuo, isolada vibracionalmente dos ruídos mecânicos, podendo ser utilizados até nove transdutores paramétricos (do tipo cavidade reentrante) para monitorar seus modos fundamentais de vibração.	35
3.6 Vista esquemática do sistema antena-transdutor utilizado no detector <i>Mario Schenberg</i> . FONTE: Aguiar <i>et al.</i> (2008).	37
3.7 Representação das flutuações de amplitude e fase de um oscilador, no domínio do tempo. FONTE: Andrade (2004).	39
3.8 Densidade espectral de potência das bandas laterais do ruído numa portadora de freqüência f_0 em função da freqüência de Fourier f . FONTE: Andrade (2004).	40

3.9	Espectro de potência numa portadora de freqüência f_0 e das bandas laterais de ruído em função da freqüência de Fourier f . FONTE: Andrade (2004).	41
3.10	Modulação do sinal eletromagnético $f_0 \approx 10 \text{ GHz}$, por um sinal mecânico numa banda de freqüência de 400 Hz centrada na freqüência de offset de $\pm 3,2 \text{ kHz}$, onde $\xi(f)$ é a banda lateral de ruído de fase em relação à portadora por Hz, P_{BL} é a densidade de potência numa banda lateral de modulação de fase e P_s é a potência total do sinal. FONTE: Andrade (2004).	45
3.11	Curva de sensibilidade para o detector <i>Mario Schenberg</i> . FONTE: Andrade (2004).	46
3.12	Sistema de isolamento vibracional para os osciladores utilizados no detector <i>Mario Schenberg</i> . FONTE: Andrade (2004).	49
4.1	Modelo simplificado de uma antena do tipo massa ressonante com um transdutor paramétrico. FONTE: Ribeiro (2003).	52
4.2	Representação esquemática da cavidade klystron utilizada no sistema de transdução paramétrica.	54
4.3	Configuração para o modo TEM01 de uma cavidade klystron (imagens feitas utilizando-se o software CST Microwave Studio). FONTE: Ribeiro (2003).	55
4.4	Vista detalhada do sistema transdutor-antena ressonante do detector <i>Mario Schenberg</i> .	61
4.5	Ensaio de dureza em uma amostra do material utilizado (<i>CuAl(6%)</i>) na fabricação da antena esférica e dos transdutores.	64
4.6	A malha utilizada nas simulações numéricas (utilizando-se o software COSMOSWORKS) dos modos quadripolares da antena esférica.	66
4.7	Os cinco modos quadripolares da antena esférica de <i>CuAl(6%)</i> obtidos através de simulação numérica ($E = 13,5 \text{ GPa}$ e $\nu = 0,326$) utilizando-se o software COSMOSWORKS.	67
4.8	Os primeiros transdutores utilizados no detector <i>Mario Schenberg</i> .	68

4.9	O primeiro modo longitudinal da estrutura mecânica do transdutor (<i>CuAl(6%)</i>), projetado para oscilar em $3,2kHz$ ($4K$) (simulação utilizando-se o software COSMOSWORKS para uma malha com 86 mil nós e 54 mil elementos).	68
4.10	Falhas estruturais (“bolhas” internas) no <i>CuAl(6%)</i> observadas durante o processo de usinagem mecânica.	69
4.11	Sistema de transdução acoplado à massa inercial utilizado na fase de comissionamento do detector <i>Mario Schenberg</i> .	71
4.12	Sistema de transdução acoplado à massa inercial utilizando membranas planas.	72
4.13	Projeto da estrutura mecânica dos transdutores paramétricos retrabalhados.	73
4.14	O primeiro modo longitudinal da estrutura mecânica retrabalhada do transdutor de <i>CuAl(6%)</i> , projetado para oscilar (sem a presença da massa inercial) em $3522,4Hz$ a $4K$ (simulação utilizando-se o software COSMOSWORKS).	74
4.15	O primeiro modo longitudinal do sistema massa inercial, projetado para oscilar em $f \approx 0,1f_0 = 419Hz$ a $4K$ (simulação utilizando-se o software COSMOSWORKS).	74
4.16	Transdutores retrabalhados e as membranas utilizadas para fechar a cavidade reentrante.	75
4.17	Montagem experimental utilizada nos testes vibracionais dos transdutores de <i>CuAl(6%)</i> retrabalhados.	76
4.18	Resultados obtidos através dos ensaios vibracionais realizados em três transdutores de <i>CuAl(6%)</i> retrabalhados.	76
4.19	O “transdutor não-resonante” ou transdutor inercial de <i>CuAl(6%)</i> utilizado na fase de comissionamento do detector <i>Mario Schenberg</i> .	78
4.20	Variação da freqüência do modo dominante em função do <i>gap</i> para diversas alturas da cavidade klystron a ser utilizada no sistema de transdução do detector <i>Mario Schenberg</i> (resultados obtidos utilizando-se o software Microwave Studio).	82

4.21	Acoplamento elétrico da sonda com o modo TEM01 da Cavidade klystron do sistema de transdução do Detector <i>Mario Schenberg</i> (imagens feitas utilizando-se o software CST Microwave Studio).	83
4.22	Variação do fator-Q em função da posição da sonda (feita de Nióbio ou Cobre) no interior da cavidade klystron, para a freqüência do modo dominante $f_0 = 10,24\text{GHz}$ (resultados obtidos utilizando-se o software CST Microwave Studio).	84
4.23	Convenção adotada para cálculo da distância da Probe à Tampa da Cavidade (mm) durante as simulações numéricas. A posição zero foi considerada quando a sonda estivesse tangenciando a superfície interna da cavidade.	85
4.24	A malha utilizada nas simulações numéricas das cavidades reentrantes de Nióbio, utilizando o software CST Microwave Studio.	86
4.25	Configuração final de montagem dos transdutores paramétricos de segunda geração do detector <i>Mario Schenberg</i> .	88
4.26	Estrutura mecânica da segunda geração de transdutores paramétricos do detector <i>Mario Schenberg</i> . No alto: vista geral da estrutura. Na parte inferior: detalhes da posição nas molas.	89
4.27	Projeto da estrutura mecânica dos transdutores paramétricos de segunda geração utilizando-se <i>CuAl(6%)</i> .	91
4.28	O primeiro modo longitudinal da estrutura mecânica do transdutor de Segunda Geração. Sem a presença do dispositivo para fixação da membrana, a estrutura foi projetada para oscilar em $3678,5\text{ Hz}$ a $4K$ (simulação utilizando-se o software COSMOSWORKS).	92
4.29	Determinação da espessura das molas que fixarão os transdutores nas paredes dos furos cilindros da esfera ressonante do detector <i>Mario Schenberg</i> (simulação utilizando-se o software COSMOSWORKS).	93
4.30	Os transdutores de segunda geração que serão utilizados no detector <i>Mario Schenberg</i> .	94
4.31	Montagem experimental utilizada nos testes vibracionais dos transdutores de segunda geração do detector <i>Mario Schenberg</i> .	95

4.32	Sistema de fixação utilizado nos ensaios de vibração dos transdutores de segunda geração do detector <i>Mario Schenberg</i> .	96
4.33	Resultados obtidos através dos ensaios vibracionais realizados em dois transdutores de segunda geração do detector <i>Mario Schenberg</i> .	96
4.34	Definição de massa efetiva para membrana quadrada.	101
4.35	Definição de massa efetiva para membrana quadrada com massa central. No alto, as amplitudes médias obtidas por simulação numérica. Embaixo, os valores percentuais das áreas correspondentes as amplitudes médias.	103
4.36	O projeto detalhado da estrutura mecânica da membrana de Silício utilizada no transdutor de segunda geração do detector <i>Mario Schenberg</i> .	104
4.37	O primeiro modo longitudinal da estrutura mecânica da membrana de Silício do transdutor de Segunda Geração projetado para oscilar próximo de 3150Hz a 300K (simulação utilizando-se o software COSMOSWORKS).	105
4.38	Etapas do processo de fabricação das membranas ressonantes. FONTE: França e Senna (2006).	106
4.39	Lâmina de Silício processada (com sete membranas ressonantes) ao lado de uma lâmina não corroída. A corrosão terminou no momento em que foram abertas as duas janelas quadradas (furos passantes) na amostra. FONTE: França e Senna (2006).	107
4.40	Resultado final obtido através do corte com disco diamantado para as membranas ressonantes de Silício. FONTE: França e Senna (2006).	108
4.41	Sistema de fixação utilizado nos ensaios de vibração das membranas ressonantes feitas de Silício.	109
4.42	Resultados obtidos através dos ensaios vibracionais realizados em quatro membranas de Silício com espessuras de $23\mu\text{m}$ e $29\mu\text{m}$.	110
4.43	Dependência da espessura da membrana com sua freqüência fundamental em 300K e com o módulo de elasticidade.	111
4.44	O projeto detalhado da estrutura mecânica da membrana de Silício, feita a partir de lâminas $300\mu\text{m}$.	112
4.45	Configuração final do transdutor de segunda geração acoplado a membrana ressonante de Silício.	113

4.46	Testes criogênicos e de choque térmico realizados para verificar os efeitos das contrações diferencias sobre o Silício e a cola <i>superbonder</i> .	114
4.47	Propagação num meio condutor, sendo $z = 0$ o plano de interface ar-condutor. FONTE: Castro Lima (1999).	116
4.48	Amostras de <i>CuAl(6%)</i> utilizadas para testes preliminares de deposição de filmes de Nióbio.	117
4.49	Representação esquemática do processo de deposição EB-PVD.	119
4.50	Montagem utilizada para deposição de filmes de Nióbio por EB-PVD.	120
4.51	Amostras de <i>CuAl(6%)</i> com as paredes cobertas com filmes de Nióbio através do processo EB-PVD.	120
4.52	Imagens (ampliadas 2000x) obtidas por microscopia eletrônica de varredura (MEV) dos filmes de Nióbio depositados através do processo EB-PVD.	121
4.53	Representação esquemática do processo de eletrodeposição através da técnica de Eletrodeposição de Nióbio em Meio de Fluoretos Fundidos.	123
4.54	Amostra de <i>CuAl(6%)</i> revestida com um filme de Nióbio através do processo de eletrodeposição.	124
4.55	Representação esquemática do processo de deposição por <i>Sputtering</i> .	125
4.56	<i>Sputtering</i> Balzers BA510 utilizado nas deposições de Nióbio em <i>CuAl(6%)</i> e Silício, realizadas pelo Laboratório de Microfabricação do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LMF - LNLS).	126
4.57	Amostras de <i>CuAl(6%)</i> e membranas de Silício com as superfícies recobertas por filmes de Nióbio através do processo de deposição por <i>Sputtering</i> .	127
5.1	Desenho esquemático da cavidade reentrante utilizada nas medições criogênicas.	131
5.2	Comparação da rugosidade superficial nas bordas das cavidades utilizadas nos testes criogênicos. Resultados obtidos através de um perfilômetro óptico VECCO WYKO NT1100.	133

5.3	Comparação da rugosidade superficial no interior das cavidades utilizadas nos testes criogênicos. Resultados obtidos através de um perfilômetro óptico VECCO WYKO NT1100.	134
5.4	Comparação da rugosidade superficial nos topos dos cones das cavidades utilizadas nos testes criogênicos. Resultados obtidos através de um perfilômetro óptico VECCO WYKO NT1100.	135
5.5	Cavidades e Tampas de Nióbio e de <i>CuAl(6%)</i> com as superfícies recobertas por filmes de Nióbio através do processo de deposição por <i>Sputtering</i> .	136
5.6	Curva de transmissão na ressonância.	138
5.7	Curva de reflexão na ressonância.	139
5.8	Valor corrigido a ser utilizado para determinação da largura de banda passante para perdas (de inserção ou reflexão) com magnitudes inferiores a $25dB$.	142
5.9	Câmara experimental utilizada no criostato para a realização das medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo de reflexão.	144
5.10	Montagem experimental utilizada para medições em modo de reflexão. (i) vista frontal do criostato composto por dois longos tubos de aço inox, montados de forma que o tubo interno pudesse girar em relação ao externo; (ii) câmara experimental (feita de latão) soldada numa das extremidades do tubo externo, onde a cavidade reentrante de Nióbio pudesse ser alojada; (iii) conexões para o sistema de vácuo, os sensores de pressão e de temperatura e para que o cabo coaxial <i>UT85</i> fosse ligado ao sistema de medição externo.	145
5.11	Detalhes da montagem experimental utilizada para medições em modo de reflexão: (i) conexão do cabo coaxial ao VNA 8722ES; (ii) sistema de fixação da cavidade com tampa na câmara experimental.	146
5.12	Representação esquemática da montagem experimental para medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo reflexão: (a) diagrama em bloco; (b) arranjo da cavidade com sonda elétrica.	147

5.13	Detalhes da fixação das sondas, com resina epóxi STYCAST 2850 FT, nas cavidades klystron para medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo de transmissão.	148
5.14	Detalhes da montagem experimental utilizada para medições em modo de transmissão: as posições das sondas foram definidas de forma a obter acoplamentos eletromagnéticos próximos de um em $4,2K$.	149
5.15	Montagem experimental utilizada para medições em modo de transmissão: (i) Vista frontal do criostato; (ii) Câmara experimental para a cavidade klystron; (iii) Conexões para o sistema de vácuo, os sensores de pressão e de temperatura e para os cabos coaxiais.	147
5.16	Detalhes das conexões das sondas, feitas com cabos coaxiais <i>UT47</i> , aos cabos coaxiais <i>UT85</i> do criostato.	150
5.17	Representação esquemática da montagem experimental para medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo transmissão: (a) diagrama em bloco; (b) arranjo da cavidade com sondas elétricas.	151
5.18	Resultado do tratamento térmico realizado para minimizar as alterações das características mecânicas e elétricas ocasionados por resfriamentos e aquecimentos sucessivos dos cabos coaxiais semi-rígidos utilizados nos experimentos.	152
5.19	Armazenamento (em dessecador com vácuo) das cavidades e tampas utilizadas nas medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado.	154
5.20	Características técnicas do reservatório criogênico <i>dewar</i> utilizado e fabricado pela CRYOFAB Inc. Modelo CMSH 250, com capacidade para 250 litros de <i>LHe</i> .	155
5.21	Vista geral da estrutura metálica construída para que o analisador de rede vetorial Agilent Modelo 8722/ES permanecesse na mesma altura do criostato inserido no <i>dewar</i> CRYOFAB CMSH 250, minimizando o comprimento da linha de transmissão utilizada durante as medições.	156

5.22	Vista geral da montagem do sistema de medição: (i) analisador de rede vetorial Agilent Modelo 8722/ES apoiado sobre uma plataforma fixada a uma estrutura metálica; (ii) detalhe da fixação do criostato a estrutura metálica; (iii) detalhe da fixação da linha de transmissão (composta pelos cabos de testes flexíveis do analisador de rede conectados aos cabos coaxiais) fixada à estrutura metálica.	157
5.23	Variação da resistividade do filme de RuO_2 com a temperatura.	158
5.24	Determinação do tempo de resfriamento das cavidades reentrantes de Nióbio: (i) montagem experimental; (ii) medida da resistividade do filme de RuO_2 ; (iii) detalhe dos sensores de temperatura feitos com filmes de RuO_2 ; (iv) detalhe da fixação do sensor de temperatura no interior da cavidade klystron; (v) Detalhe da fixação do sensor de temperatura na tampa da cavidade klystron.	159
5.25	Arranjo experimental utilizado para a realização das medições criogênicas da freqüência de ressonância e fator-Q carregado das cavidades reentrantes.	160
5.26	Representação esquemática das cavidades klystron testadas.	169
5.27	Desenho esquemático da <i>Cavidade UWA</i> com dimensões semelhantes à utilizada pelo grupo australiano (Ribeiro <i>et al.</i> 2006)	170
5.28	Montagem experimental utilizada nas medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo de reflexão: (i) vista do criostato mantido no interior do tanque de LHe ; (ii) analisador de rede vetorial Agilent Modelo 8722/ES com a linha de transmissão (composta pelo cabo de teste flexível do analisador de rede conectado ao cabo coaxial do criostato) fixada à estrutura metálica; (iii) detalhe da fixação do criostato e da linha de transmissão a estrutura metálica.	171
5.29	Espectro típico apresentado pelo analisador de rede durante as medições em modo de reflexão. O eixo x representa a freqüência, enquanto o eixo y representa um valor relativo da potência em dB.	172
5.30	Medida típica da freqüência de ressonância e do fator-Q carregado em função da posição da sonda no interior da cavidade.	173

5.31	Comportamento da freqüência de ressonância das <i>Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM</i> (medido em 4K e 300K) com a posição da sonda (referência tomada em relação ao topo da cavidade).	175
5.32	Comportamento do acoplamento eletromagnético (medido em 4K e 300K) em função da posição da sonda nas <i>Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM</i> (referência tomada em relação ao topo da cavidade).	176
5.33	Variação do Q carregado (medido em 4K e 300K) em função da posição sonda no interior das <i>Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM</i> (referência tomada em relação ao topo da cavidade).	177
5.34	Variação do Q não-carregado (medido em 4K e 300K) em função da posição sonda no interior das <i>Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM</i> (referência tomada em relação ao topo da cavidade).	179
5.35	Comportamento da freqüência de ressonância (medido em 300K e 4K) das cavidades de Nióbio com a posição da sonda (referência tomada em relação ao topo da cavidade).	181
5.36	Comportamento do acoplamento eletromagnético (medido em 300K e 4K) em função da posição da sonda nas cavidades de Nióbio (referência tomada em relação ao topo da cavidade).	182
5.37	Variação do Q carregado (medido em 300K e 4K) em função da posição sonda no interior das cavidades de Nióbio (referência tomada em relação ao topo da cavidade).	184
5.38	Variação do Q não-carregado (medido em 4K) em função da posição sonda no interior das cavidades de Nióbio (referência tomada em relação ao topo da cavidade).	186
5.39	Comportamento da freqüência de ressonância das cavidades de Nióbio com a posição da sonda após limpeza química (referência tomada em relação ao topo da cavidade).	190
5.40	Comportamento do acoplamento eletromagnético (medido em 300K e 4K) em função da posição da sonda nas cavidades de Nióbio após limpeza química (referência tomada em relação ao topo da cavidade).	191

5.41	Variação do Q carregado (medido em 300K e 4K) em função da posição sonda no interior das cavidades de Nióbio após limpeza química (referência tomada em relação ao topo da cavidade).	193
5.42	Variação do Q não-carregado (medido em 300K e 4K) em função da posição sonda no interior das cavidades de Nióbio após a limpeza química (referência tomada em relação ao topo da cavidade).	195
5.43	Comparação entre os valores obtidos (em 4K) para os fatores Q elétricos das cavidades de Nióbio antes e após a limpeza química (referência tomada em relação ao topo da cavidade).	197
5.44	Resultado obtido (em 4K) durante as medições para a <i>Cavidade n^o 16 Nb-CBMM</i> fechada com a <i>Tampa Nb-PLANSEE</i> , no acoplamento crítico ($\beta = 1$) e com a sonda posicionada a 1,55mm do topo (referência tomada em relação ao topo da cavidade).	198
5.45	Resultado obtido (em 4K) durante as medições para a <i>Cavidade n^o 16 Nb-CBMM</i> fechada com a <i>Tampa Nb-PLANSEE</i> , no acoplamento subcrítico ($\beta = 0,02$) e com a sonda posicionada a 2,20mm do topo (referência tomada em relação ao topo da cavidade).	199
5.46	Montagem experimental utilizada nas medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo de transmissão: (i) analisador de rede vetorial Agilent Modelo 8722/ES com a linha de transmissão (composta pelos cabos de teste flexíveis conectados aos cabos coaxiais do criostato) fixada à estrutura metálica; (ii) detalhe da montagem da cavidade; (iii) detalhe da câmara experimental durante o processo de desgaseificação para introdução no <i>dewar</i> .	200
5.47	Espectro típico apresentado pelo analisador de rede durante as medições simultâneas, em modo de transmissão, dos parâmetros S_{21} , S_{12} , S_{11} e S_{22} . O eixo x representa a freqüência, enquanto o eixo y representa um valor relativo da potência em dB.	201
5.48	Medida típica da freqüência dos parâmetros S_{11} e S_{22} no interior da cavidade.	203

5.49	Medida típica da freqüência dos parâmetros S_{21} e S_{12} no interior da cavidade.	206
6.1	Distribuição de energia eletromagnética no modo fundamental <i>quasi TM</i> $E_{8,1,\delta}$ num ressonador de Safira na freqüência de ressonância de 10,0836GHz. As regiões em vermelho possuem alta concentração de energia eletromagnética (imagens feitas utilizando-se o software CST Microwave Studio).	219
6.2	Diagrama esquemático de um oscilador eletromagnético na freqüência de microondas. FONTE: Andrade (2004).	221
6.3	Variação da freqüência de um oscilador em função da diferença de fase ϕ em relação ao valor nominal ϕ_0 , onde a freqüência do oscilador é igual à freqüência do ressonador. Os limites ϕ_{\max} e ϕ_{\min} são ajustados pela condição de ganho para que ocorra a oscilação.	222
6.4	Variação do ruído de fase $S_\phi(f)$ em função da freqüência de “offset”. FONTE: Andrade (2004).	223
6.5	Desenho esquemático do ressonador de safira utilizado no oscilador de baixo ruído de fase.	225
6.6	Dimensões características da cavidade construída em função do diâmetro do cristal de safira utilizado.	226
6.7	Montagem do ressonador de safira no interior do criostato construído para medições em 77K.	227
6.8	Montagem do ressonador de safira no interior da cavidade metálica com as sondas utilizadas para injetar e retirar o sinal eletromagnético.	228
6.9	Esquema da montagem experimental para medições em reflexão dos acoplamentos e fatores-Q do ressonador de Safira.	229
6.10	Esquema da montagem experimental para medições do acoplamento eletromagnético: (a) medidas com a sonda elétrica; (b) medidas com a sonda magnética.	231
6.11	Resultados obtidos através das medições realizadas em 77K para o WGM $E_{10,1,\delta}$.	233

6.12	Resultados obtidos através das medições realizadas em 77K para o WGM $E_{10,1,\delta}$, com $f_0 = 9,446301145GHz$.	235
6.13	Resultados obtidos através das medições realizadas em 77K para o WGM $E_{10,1,\delta}$, com $f_0 = 9,446309631GHz$.	236
6.14	Amplificador <i>Endwave Defense Systems Modelo JCA812-5021 - Serial N° 102</i> , utilizado no oscilador desenvolvido.	237
6.15	Relação entre a potência de saída e a de entrada do amplificador <i>Endwave Defense Systems Modelo JCA812-5021 - Serial N° 102</i> , utilizado no oscilador desenvolvido.	238
6.16	Curva da caracterização eletromagnética do amplificador do amplificador <i>Endwave Defense Systems Modelo JCA812-5021 - Serial N° 102</i> , utilizado no oscilador desenvolvido.	239
6.17	Esquema da montagem utilizada para medição do ruído <i>flicker</i> (ou <i>background</i>) do amplificador <i>Endwave Defense Systems Modelo JCA812-5021 - Serial N° 102</i> , utilizado no oscilador desenvolvido.	240
6.18	Ruído de fase do amplificador de alto ganho <i>Endwave Defense Systems Modelo JCA812-5021 - Serial N° 102</i> , utilizado no oscilador desenvolvido.	241
6.19	Esquema da montagem experimental utilizada medição do ruído de fase o oscilador desenvolvido. A combinação do mixer com o ressonador de alto fator-Q (em 77K) é um detector de fase extremamente sensível denominado Discriminador de Freqüência.	243
6.20	Montagem experimental utilizada nas medições de ruído de fase do oscilador.	244
6.21	Montagem experimental utilizada nas medições de ruído de fase do oscilador.	245
7.1	Sensibilidade espectral de deformações do detector <i>Mario Schenberg</i> , com o ruído de fase do oscilador desenvolvido.	249
7.2	Sensibilidade espectral de deformações projetada para o detector <i>Mario Schenberg</i> , melhorias no ruído de fase do oscilador e aumento do fator df / dx da cavidade reentrante.	251

LISTA DE TABELAS

	Pág.
2.1 DENSIDADES E AMPLITUDES ESPERADAS DE SISTEMAS DE ESTRELAS BINÁRIAS	18
3.1 DETECTORES INTERFEROMÉTRICOS DE OG'S	26
3.2 CARACTERÍSTICAS DOS DETECTORES DO TIPO MASSA RESSONANTE CILÍNDRICA	31
4.1 VALORES EXPERIMENTAIS DOS MODOS QUADRIPOLARES DA ANTENA ESFÉRICA DO DETECTOR MARIO SCHENBERG	62
4.4 ENSAIO DE DUREZA BRINELL EM AMOSTRA DE CuAl(6%)	64
4.3 COMPARAÇÃO ENTRE OS MODOS QUADRIPOLARES DA ANTENA ESFÉRICA (<i>CuAl(6%)</i>) OBTIDOS POR SIMULAÇÃO NUMÉRICA E EXPERIMENTALMENTE (T = 4K)	65
4.4 PROPRIEDADES FÍSICAS E MECÂNICAS UTILIZADAS NO PROJETO MECÂNICO DOS TRANSDUTORES DE <i>CuAl(6%)</i>	66
4.5 RESULTADOS OBTIDOS ATRAVÉS DOS ENSAIOS DE VIBRAÇÃO COM OS TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS (300K)	77
4.6 PROPRIEDADES FÍSICAS DO NIÓBIO	90
4.7 COMPARAÇÃO ENTRE OS VALORES PROJETADOS E MEDIDOS PARA AS MASSAS ENVOLVIDAS NOS ENSAIOS DE VIBRAÇÃO	97
4.8 ENSAIOS DE VIBRAÇÃO COM OS TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS DE SEGUNDA GERAÇÃO (300K) – SEM DISPOSITIVO DE FIXAÇÃO DA MEMBRANA	97
4.9 ENSAIOS DE VIBRAÇÃO COM OS TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS DE SEGUNDA GERAÇÃO (300K) – COM DISPOSITIVO DE FIXAÇÃO DA MEMBRANA	97
4.10 PROPRIEDADES FÍSICAS DO SILÍCIO	102
4.11 ESPESSURA DA LÂMINA E PROFUNDIDADE DE CORROSÃO DO SILÍCIO	108
4.12 FREQUÊNCIA DE RESSONÂNCIA EM FUNÇÃO DA ESPESSURA DA MEMBRANA DE SILÍCIO (300K)	110

4.13	PROPRIEDADES FÍSICAS E MECÂNICAS UTILIZADAS NO PROJETO FINAL DAS MEMBRANAS DE SILICIO	111
5.1	DIMENSÕES CARACTERÍSTICAS E MATERIAIS DAS CAVIDADES KLYSNTRON TESTADAS	169
5.2	CONFIGURAÇÕES E MATERIAIS DAS CAVIDADES KLYSTRON TESTADAS EM MODO DE TRANSMISSÃO (MEDIDAS REALIZADAS EM 4K)	207
5.3	RESULTADOS OBTIDOS PARA MEDIÇÕES EM MODO DE TRANSMISSÃO (MEDIÇÕES REALIZADAS EM 4K)	207
6.1	CARACTERIZAÇÃO DO CIRCULADOR UTILIZADO NAS MEDIÇÕES EM MODO DE TRANSMISSÃO DO SINAL REFLETIDO PELA CAVIDADE.	232
6.2	RESULTADOS OBTIDOS PARAS AS DUAS FREQÜÊNCIAS DO “DUBLETO” OBSERVADO PARA O WGM $E_{10,1,\delta}$ DO RESSONADOR DE SAFIRA RESFRIADO A 77K.	234
7.1	PARÂMETROS DE ENTRADA UTILIZADOS NA SIMULAÇÃO DO DESEMPENHO DO DETECTOR MARIO SCHENBERG.	249
7.2	PARÂMETROS DE ENTRADA UTILIZADOS NA SIMULAÇÃO PROJETADA DO DESEMPENHO DO DETECTOR MARIO SCHENBERG.	250

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Devido às limitações tecnológicas, a busca por Ondas Gravitacionais (OG's) somente foi iniciada cerca de meio século após sua previsão teórica, quando Weber construiu o primeiro detector do tipo massa ressonante (Weber, 1960), consistindo em uma barra metálica massiva (feita de uma liga de Alumínio), cujo modo fundamental de vibração ($\approx 1\text{kHz}$) seria excitado na incidência de um pulso de radiação gravitacional com freqüência característica próxima da freqüência de oscilação da antena. Sensores piezelétricos foram utilizados para converter a vibração da barra em sinal elétrico.

Desde a construção do primeiro detector de OG's, vários grupos ao redor do mundo vêm trabalhando no desenvolvimento de novos detectores sensíveis a este tipo de radiação (Pizzella, 1997; Aguiar *et al.*, 2002; Astone, 2002; Coccia *et al.*, 1998; Frossatti *et al.*, 1997). Os sensores piezelétricos foram substituídos por dispositivos eletromecânicos (transdutores) conectados mecanicamente à antena, os quais convertem vibrações mecânicas em sinais elétricos que, posteriormente, são amplificados. Ressonadores mecânicos secundários passaram a ser utilizados aumentando a sensibilidade dos transdutores com relação às oscilações das antenas ressoantes que, por sua vez, passaram a ser resfriadas criogenicamente (Aguiar, 1990; Blair, 1991; Tobar e Blair, 1995).

Apesar de todo progresso obtido no desenvolvimento das antenas de OG's, ainda não foi possível uma detecção da radiação gravitacional. Entretanto, a existência de tais ondas não é mais questionada, pois foram descobertos sistemas binários de estrelas compactas que apresentam variação do período de rotação orbital devido à emissão de radiação gravitacional. O primeiro destes sistemas tem sido observado desde 1975 (Hulse e Taylor, 1975), e trata-se do pulsar binário *PSR1913+16*, cujo valor esperado para o decréscimo do seu período orbital coincide, com precisão superior a 0,1% , com o valor previsto pela teoria da Relatividade Geral de Einstein¹.

¹ Por esta descoberta, J. H. Taylor e R. A. Hulse receberam o prêmio Nobel de Física de 1993.

Em contraste com as ondas eletromagnéticas, que são facilmente absorvidas e espalhadas, o acoplamento da radiação gravitacional com a matéria é extremamente fraco², o que torna sua detecção extremamente difícil, mas, por outro lado, permite a observação de fenômenos no interior de corpos massivos compactos, em razão da sua altíssima penetrabilidade. Desta forma, a primeira detecção de radiação gravitacional será provavelmente um dos eventos mais importantes da pesquisa física nas próximas décadas, fornecendo informações sobre fenômenos do universo que hoje não podem ser estudados a partir das ondas eletromagnéticas (rádio, infravermelho, óptico, ultravioleta, raios-X e raios-gama).

Confirmada a detecção do OG's a partir de fontes astrofísicas, uma nova astronomia terá início, abrindo-se uma nova janela para a observação do Universo. A energia, a forma e a polarização das OG's poderão fornecer um grande número de informações sobre os processos astrofísicos pelos quais estas ondas foram geradas. Observando o universo no espectro das OG's poder-se-ia obter informações importantes sobre: o momento do *Big-Bang* (Zel'dovich, 1983); o estágio final de coalescência de sistemas binários (Shapiro, 1980); os detalhes dos movimentos dos núcleos colapsantes em explosões de supernovas (Thorne, 1987); a determinação das equações de estado de estrelas de nêutrons (Schutz, 1995); entre outros.

Os atuais detectores do tipo massa ressonante são *unidirecionais*³ e possuem sensibilidade⁴ suficiente para detectar sinais impulsivos intensos de OG's originados de eventos de supernovas na Via Láctea, cujas amplitudes esperadas são $h \approx 10^{-18}$ (Hamilton *et al.*, 1996), caso a energia convertida em OG's seja da ordem de 1% da massa solar (Phinney, 1991). Entretanto, tais eventos são raros e podem ocorrer, com otimismo, uma vez a cada duas ou três décadas, tornando quase improvável a detecção de radiação gravitacional com tais antenas (Braginsky e Grischuk, 1985; Thorne, 1987).

² A força de acoplamento gravitacional entre dois prótons é cerca de 36 ordens de magnitude menor que a interação elétrica entre eles ($Gm_p^2/e^2 \sim 10^{-36}$, onde m_p é a massa do próton de carga e).

³ Possuem sensibilidade somente para ondas provenientes de certas direções, não sendo capazes de detectar suas polarizações e direções.

⁴ A sensibilidade (menor amplitude detectável) dos detectores de OG's pode ser definida como $h = \Delta L/L$, onde ΔL é a variação dimensional provocada pela passagem da onda e, L é um padrão dimensional, definido a partir das características geométricas do detector.

Pode-se aumentar a taxa de prováveis eventos detectáveis (vários eventos por ano) considerando-se fontes impulsivas de OG's num raio da ordem de $10Mpc$, ou seja, até o aglomerado de Virgo, cujas amplitudes esperadas seriam da ordem de $h \approx 10^{-21}$ (Tammann, 1981; Phinney, 1991; Narayan *et al.*, 1991; Braginsky e Grischuk, 1985). Para isto, tornou-se necessária a construção de antenas com sensibilidade três ordens de magnitude superior (em amplitude) a dos detectores atuais. Portanto, a procura por OG's está, também, relacionada diretamente ao desenvolvimento de novas tecnologias, tais como:

- Técnicas de criogenia; permitindo que grandes massas tenham suas temperaturas reduzidas a temperaturas da ordem de alguns mK , em uma ou duas semanas (Frossati *et al.*, 1994; Furtado e Aguiar, 2002);
- Novos materiais e ligas com altos coeficientes de qualidade mecânica (Frossati *et al.*, 1997; De Waard *et al.*, 2000);
- Filtros mecânicos capazes de isolar, quase que totalmente, as vibrações do meio externo (Melo, 2002);
- Além da parte eletrônica, onde se tem trabalhado no desenvolvimento de fontes de microondas com baixos ruídos de fase e amplitude, permitindo a possibilidade de atingir o nível quântico em medidas elétricas, ou seja, a medida de um fóton de energia (Tobar e Blair, 1995; Linthorne *et al.*, 1994; Ivanov *et al.*, 1995).

Com o objetivo de produzir detectores mais sensíveis e *omnidirecionais*⁵, iniciaram-se, na década de 90, as construções de detectores esféricos resfriados a temperaturas da ordem de $20mK$.

No Brasil, o grupo Gráviton, formado por pesquisadores do INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais), USP (Universidade de São Paulo) e colaboradores de diversas instituições nacionais e internacionais, projetou e construiu o primeiro detector de OG's brasileiro, o detector *Mario Schenberg* (Aguiar, 1993; Aguiar *et al.*, 1999; Aguiar *et al.*, 2002).

Localizado na Universidade de São Paulo, o detector *Mario Schenberg* é composto por

⁵ Estes detectores apresentam como vantagem principal, a capacidade de detectar ondas emitidas por fontes em qualquer direção, não tendo a necessidade de estarem orientados especificamente para direção da fonte.

uma esfera de $CuAl(6\%)$, com $65cm$ de diâmetro, cerca de $1150kg$, e planejado para obter sensibilidade $h \approx 10^{-21} Hz^{-1/2}$ para pulsos de milissegundos, numa faixa de freqüência de $3200 \pm 200 Hz$. Espera-se observar, entre outros eventos, os sinais impulsivos provenientes de instabilidades dinâmicas não simétricas de estrelas de nêutrons em alta rotação dentro de nossa galáxia; excitação dos modos f de estrelas de nêutrons; e excitação dos modos quasi-normais de buracos negros de aproximadamente $3M_s$ (Araujo, Miranda e Aguiar, 2006; 2005, 2004, 2002; Araujo *et al.*, 2004; Miranda, Araujo e Aguiar, 2004).

O detector *Mario Schenberg* encontra-se em fase de testes, não sendo atingida (até o momento) a sensibilidade projetada (Aguiar *et al.*, 2008). Atualmente, os maiores esforços estão concentrados na pesquisa e desenvolvimento de transdutores paramétricos em microondas (Aguiar *et al.*, 2004; Furtado, Aguiar e Almeida, 2006; Barroso *et al.*, 2004, 2005; Andrade *et al.*, 2004; Ribeiro *et al.*, 2004) e no desenvolvimento de osciladores de microondas com ultra-baixo ruídos de fase (Andrade, 2004). Isto porque existem várias fontes de ruídos que limitam a sensibilidade dos detectores de OG's, podendo-se citar os ruídos de fase da *bomba*⁶ e dos amplificadores (Blair, 1991).

O tipo de transdutor paramétrico empregado no detector *Mario Schenberg* foi desenvolvido pelo grupo australiano da “University of Western Australia” (UWA) (Blair, 1981; Blair *et al.*, 1995). Cavidades ressonantes supercondutoras de Nióbio (acopladas ao detector e funcionando como ressonadores secundários) são utilizadas como parte do sistema de *transdução eletromecânica* (Ribeiro *et al.*, 2004). No interior da cavidade ressonante é mantido um sinal, em freqüências de microondas, que é modulado pela oscilação do detector. Esta modulação produz bandas laterais à portadora, que estão deslocadas em relação à freqüência de ressonância da cavidade em decorrência da freqüência de oscilação mecânica do detector.

Para aperfeiçoar o transdutor utilizado no detector *Mario Schenberg*, de modo a obter a sensibilidade desejada, é necessário que a cavidade reentrante apresente o maior fator de qualidade elétrico possível, já tendo sido medidos $Q_e's \approx 10^9$ em cavidades cilíndricas

⁶ Uma “bomba” é uma fonte externa de potência, oscilando numa freqüência mais alta (geralmente na faixa de microondas) que à de ressonância da antena, utilizada para injetar sinal no transdutor e polarizá-lo ativamente.

de Nióbio utilizando cristais de Safira na temperatura de $4,2K$ (Hays, 1994; Tobar *et al.*; 2000). As cavidades deverão ser fechadas por membranas com $\approx 15mm$ de diâmetro e massa de $10mg$. O projeto e construção destas membranas, assim como dos transdutores utilizando cavidades reentrantes, apresenta grandes desafios (Furtado, Aguiar e Almeida, 2006; Barroso *et al.*, 2004, 2005; Ribeiro *et al.*, 2004) e foi um dos objetivos desta tese de doutoramento.

A construção do transdutor envolveu o desenvolvimento de processos de usinagem para a confecção dos corpos dos transdutores (molas de fixação) e das cavidades reentrantes, sendo testadas diversas formas de polimento para as superfícies internas das mesmas. O projeto das membranas (com massas finais de $10mg$) que fecham a cavidade ressoante foi feito levando-se em conta as limitações tecnológicas para sua fabricação, optando-se por fazê-las a partir de lâminas de Silício, sendo sua usinagem realizada através de um processo químico desenvolvido pelo Laboratório Associado de Materiais (LAS/INPE) (França e Senna, 2006).

Devido ao uso de *bomba* externa, o sinal do oscilador deverá ter níveis muito baixos de ruídos de amplitude e fase. A solução deste problema requer o desenvolvimento de novos osciladores com ultra-baixo ruído de amplitude e fase, utilizando cristais de Safira como resonadores (Pound, 1946; Tobar e Blair, 1995; Ribeiro *et al.*, 2002; Andrade *et al.*, 2004) e, também foi objeto de estudo deste trabalho.

O domínio destes conhecimentos é de relevante importância para o desenvolvimento do tipo de transdutor paramétrico utilizado no detector *Mario Schenberg*, de forma que se possa atingir sensibilidade superior a $h \approx 10^{-21} Hz^{-1/2}$.

Além da aplicação imediata na astrofísica de OG's, o domínio da tecnologia para construção de transdutores com potencial para ultrapassar o limite quântico de medição terá grande aplicação nas pesquisas rádio-astronômicas. A eletrônica utilizada nesses transdutores, para amplificar o sinal de rádio, é similar àquela dos estágios de alta freqüência dos receptores criogênicos normalmente utilizados em radioastronomia (Vilas Boas *et al.*, 1995). Nos radiômetros para radioastronomia, o estágio de amplificação de alta freqüência opera em ambientes com temperaturas da ordem de $20K$ (Tello *et al.*, 1998; Childers *et al.*, 2005), enquanto nos transdutores para detecção

de OG's opera-se próximo de $4K$. Como o ruído dos receptores depende diretamente da figura de ruído e temperatura do primeiro estágio de amplificação do sinal de alta freqüência, o domínio desta técnica terá grande importância para melhorias no desempenho dos radiômetros utilizados atualmente. Como consequência, várias atividades de pesquisas em radioastronomia poderão beneficiar-se deste conhecimento.

O objetivo desta tese de doutoramento foi projetar uma segunda geração de transdutores paramétricos a serem utilizados no detector *Mario Schenberg*, possibilitando a obtenção de sensibilidades próximas ao limite quântico. Durante o projeto foram testadas e comparadas diferentes soluções e analisadas as vantagens e desvantagens de cada uma delas. Diversas técnicas de deposição de filmes de Nióbio em superfícies de *CuAl(6%)* e Silício foram testadas, a fim de obter superfícies supercondutoras para as cavidades reentrantes utilizadas nos transdutores. Foram realizadas simulações computacionais utilizando-se softwares como *COSMOSWORKS* (para o estudo das oscilações mecânicas dos ressonadores), *CST Microwave Studio* (para análise eletromagnética da cavidade ressonante), entre outros. Os testes experimentais foram realizados nas instalações do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), da Universidade de São Paulo (USP), do Centro de Estudos em Telecomunicações da Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro (CETUC-PUC-RJ), do Centro Tecnológico Aeroespacial (CTA), do Laboratório Nacional de Luz Síncroton (LNLS), do “Frequency Standards and Metrology Research Group” no departamento de física da “University of Western Australia (UWA).

O corpo principal desta tese foi dividido em 8 capítulos. No Capítulo 2, é feita uma breve revisão sobre a teoria das OG's, sendo descritos os principais tipos de fontes de OG's, bem como o porquê da inviabilidade da geração de OG's a partir de eventos na superfície da Terra.

O Capítulo 3 apresenta uma breve revisão sobre as técnicas de detecção de OG's e, também, sobre a evolução dos seus detectores, descrevendo o funcionamento dos detectores interferométricos e de massa ressonante, e o *status* atual da detecção de OG's e suas perspectivas futuras. São discutidos alguns aspectos limitantes da sensibilidade destes detectores, e então apresentado o princípio de funcionamento dos detectores ressonantes esféricos. O detector *Mario Schenberg* é descrito em detalhes, sendo

discutidas as principais fontes de ruídos eletrônicos (e possíveis soluções para minimizá-las ou eliminá-las) que limitam a sensibilidade do mesmo, com o intuito de fornecer subsídios teóricos para projetar e desenvolver osciladores em $10GHz$ com ultra-baixo ruído de fase proposto na presente tese.

No Capítulo 4, é descrita a metodologia adotada para a realização deste trabalho, sendo apresentado o projeto da segunda geração de transdutores paramétricos a serem utilizados no detector *Mario Schenberg*. São descritos os processos de usinagem para a confecção dos corpos dos transdutores (molas de fixação) e expostos os resultados obtidos na sua construção. Também é apresentado o projeto das membranas ressonantes (com massas finais de $10mg$) que fecham as cavidades ressoantes, sendo feita uma discussão sobre as limitações tecnológicas para a fabricação das mesmas, e o porquê de optar-se por fazê-las a partir de lâminas de Silício, através de um processo de corrosão química desenvolvido pelo Laboratório Associado de Materiais (LAS/INPE).

No Capítulo 5, são mostrados os resultados de testes feitos com diversas cavidades ressonantes supercondutoras de Nióbio e *CuAl(6%)* recobertas com filmes de Nióbio, sendo discutidos os processos de usinagem e preparação superficial das mesmas. É feita uma descrição do aparato experimental utilizado e discutidos os resultados obtidos por diversas técnicas de medidas adotadas.

No Capítulo 6 é feita uma breve exposição sobre o princípio de funcionamento dos osciladores, sendo apresentado o projeto de osciladores em $10GHz$ com ultra-baixo ruído de fase utilizando cristal de Safira mantido a $77K$. São apresentados os procedimentos experimentais empregados nas medições dos ruídos de fase deste oscilador e os resultados obtidos experimentalmente..

As conclusões e sugestões para trabalhos futuros são expostas, respectivamente, nos Capítulos 7 e 8.

CAPÍTULO 2

ONDAS GRAVITACIONAIS: O QUE SÃO E COMO DETECTÁ-LAS

Neste capítulo é feita uma breve descrição das equações da Relatividade Geral que demonstram a existência de OG's. Discute-se a sua interação com a matéria, sendo apresentadas as principais fontes de radiação gravitacional, bem como o porquê da inviabilidade da geração das mesmas a partir de eventos na superfície da Terra. São descritos os tipos de fontes cuja detecção é esperada com o detector *Mario Schenberg*.

2.1 EQUAÇÃO DA ONDA

Na física Newtoniana, o espaço era considerado um meio infinitamente rígido, sendo todos os processos físicos vistos e medidos neste sistema absoluto. A Teoria da Relatividade Geral de Einstein refuta esta visão, considerando o espaço como um meio dinâmico e deformável. O espaço tridimensional deixa de ser considerado separadamente do tempo, tornando-se um espaço-tempo quadridimensional unificado, onde o tempo é medido como a distância percorrida pela luz, sendo isto possível devido à universalidade da velocidade da luz, demonstrada pela primeira vez por Michelson-Morley.

Segundo a Relatividade Geral, a deformação (ou curvatura) do espaço-tempo é descrita pelo Tensor de Curvatura de Einstein **G**. As componentes de **G** expressam a magnitude da curvatura do espaço-tempo, sendo a fonte desta curvatura expressa pelo tensor de energia-momento **T**, que descreve a distribuição de massa, energia e momento num sistema. As equações de campo de Einstein podem ser descritas como:

$$T_{\mu\nu} = \frac{c^4}{8\pi G} G_{\mu\nu} \quad (2.1)$$

onde $c = 2,997924580(12) \times 10^8 \text{ m/s}$ é a velocidade da luz no vácuo, $G = 6,67259(85) \times 10^{-11} \text{ m}^3/\text{kgs}^2$ é a constante gravitacional e, $c^4/8\pi G = 4,82 \times 10^{42} \text{ N}$ é o coeficiente de acoplamento entre a curvatura do espaço-tempo e o tensor de energia-momento.

A Equação (2.1) foi escrita de modo a enfatizar uma analogia com a lei de Hooke, $F = k \cdot x$, cuja solução é uma equação de onda, onde F é a força aplicada, k é a constante de deformação e x é o deslocamento provocado pela força F .

A lei de Hooke também pode ser escrita na forma $P=E.h$, onde P é a pressão aplicada num meio com módulo de elasticidade E , provocando uma deformação h (Blair, 1991). Como \mathbf{T} é a fonte do campo gravitacional, ele atua como a pressão, e \mathbf{G} é a deformação, medida como curvatura, onde a constante de acoplamento $c^4/8\pi G$ atuaria da mesma maneira que o módulo de elasticidade, ou da constante da mola da lei de Hooke. Desta forma, pode-se concluir que o espaço-tempo, dinâmico e deformável, de Einstein é: (1) um meio elástico, podendo sustentar ondas, e (2) extremamente rígido, onde amplitudes extremamente pequenas de ondas terão densidades de energia muito altas.

A partir do momento em que se admite um espaço-tempo dinâmico e deformável, pode-se prever a existência de ondas propagando-se neste meio. Estas seriam as OG's, demonstradas matematicamente por Einstein (1916), como uma solução radiativa para as equações de campo no vácuo da TRG (Einstein, 1916 - 1918). Tais ondas se propagariam com amplitudes extremamente pequenas e densidades de energia extremamente altas.

Uma expressão matemática para as OG's pode ser obtida, resolvendo-se as equações de Einstein para o vácuo e utilizando-se a aproximação de campo fraco, sendo encontrados dois modos de polarização (+ e x) independentes e transversais à direção de propagação, se propagando no espaço com a velocidade da luz. Nestes termos, tem-se que (D'Inverno, 1992; Weinberg *et al.*, 1972; Thorne, 1987; Price, 1982; Misner *et al.*, 1973 e Blair, 1991):

$$h_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} \exp[ik(z-ct)] = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_+ & h_x & 0 \\ 0 & h_x & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Onde o campo $h_{\mu\nu}$ representa uma onda monocromática tridimensional, propagando-se ao longo da direção z (escolhida arbitrariamente), com velocidade c e freqüência angular $\omega = kc$, transportando energia, sendo definido por apenas duas componentes

independentes ($h_+ \equiv h_{xx} = -h_{yy}$ e $h_x \equiv h_{xy} = h_{yx}$) que determinam os dois modos de polarização do campo de OG's.

A OG cria forças de maré, variando com o tempo, estritamente transversas, realizando trabalho na direção perpendicular ao seu deslocamento. Estas forças podem deformar um corpo elástico ou movimentar massas pontuais no espaço livre, variando suas distâncias relativas. Considerando massas próximas umas das outras, a amplitude Δl deste deslocamento pode ser dada por (Thorne, 1987; Blair, 1991):

$$h \approx \frac{\Delta l}{l_0} \quad (2.3)$$

Onde l_0 é o espaçamento de equilíbrio entre as massas (distância inicial) e, em geral, h é a amplitude para duas polarizações dada por $h^2 = h_+^2 + h_x^2$.

As linhas de força, correspondentes ao campo de OG's, são mostradas na Figura 2.1. Nela podem ser vistas: (a) as linhas de força da polarização '+' e (b) da polarização 'x', que está rotacionada 45° em relação ao estado '+'. Estas forças, variando com o tempo, podem deformar um corpo elástico ou modificar a distância entre massas pontuais no espaço livre.

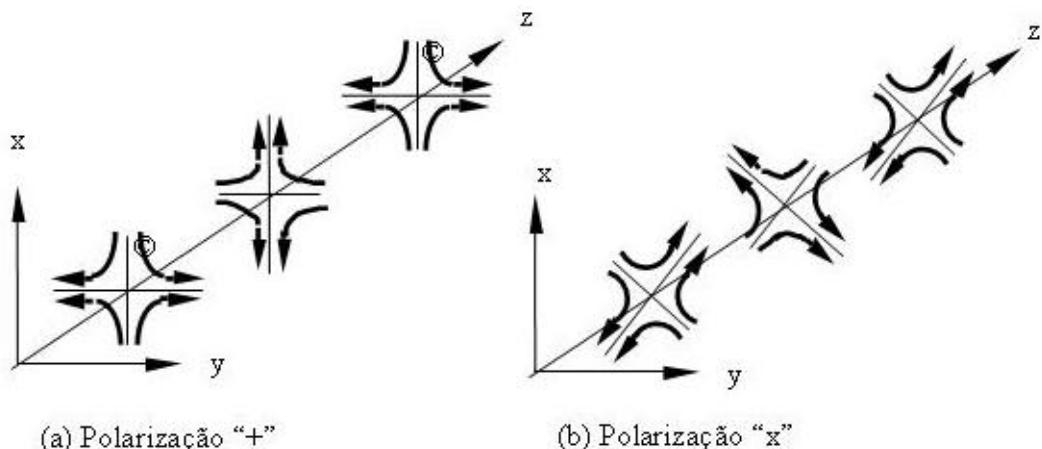


Figura 2.1 - Linhas de força de um campo de onda gravitacional. O campo de força tem duas componentes de polarização: (a) Polarização '+'; (b) Polarização 'x'. FONTE: Thorne (1987).

Na Figura 2.2 são mostrados os efeitos do plano de OG's polarizadas, propagando-se numa determinada direção z , sobre um conjunto de partículas-teste arranjadas num anel colocado perpendicularmente à direção de propagação da onda. A onda comprimirá o anel em uma direção, enquanto o expandirá numa direção perpendicular a anterior. As duas polarizações são equivalentes, exceto por uma rotação espacial de 45^0 em relação ao eixo de propagação da onda. A polarização h_x tem deslocamento ortogonal ao longo dos eixos x e y , mas o deslocamento máximo se dá para $x = y$. Uma combinação linear de h_+ e h_x conduz a ondas circularmente polarizadas (quando as polarizações possuem a mesma amplitude, mas estão defasadas de 90^0 em relação às fases) ou linearmente polarizadas (quando as polarizações possuem a mesma fase); em qualquer outro caso tem-se polarização elíptica.

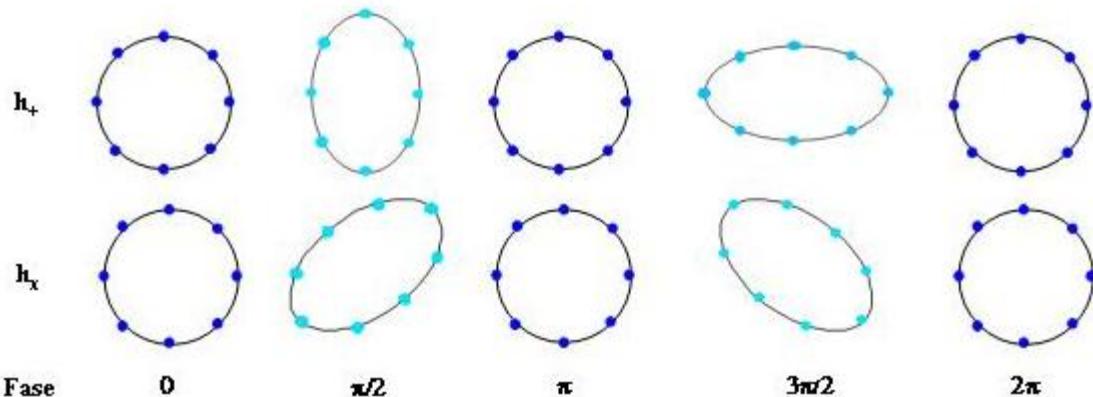


Figura 2.2 - A deformação de um anel de massas-teste durante um ciclo de uma OG, propagando-se na direção z . FONTE: Ju et al. (2000).

A energia carregada por uma OG pode ser obtida a partir da fórmula quadripolar para radiação gravitacional, que estabelece que a amplitude da onda, numa dada distância de uma fonte, é proporcional a segunda derivada temporal do momento de quadripolo da fonte (Einstein, 1916-1918). Fazendo-se uma expansão multipolar deste momento de quadripolo, para campos fracos e distâncias suficientemente grandes comparadas com a dimensão da fonte, obtém-se o termo de dipolo nulo (devido à lei da conservação do momento linear e à não existência de massas negativas) e o termo quadripolar como sendo o primeiro termo não nulo. Assim, na Relatividade Geral, a luminosidade (potência total) da radiação é dada por (Damour, 1987; Ju *et al.*, 2000):

$$L_G = \frac{1}{5} \frac{G}{c^5} \sum_{jk} |\ddot{D}_{jk}|^2 \quad (2.4)$$

Onde \ddot{D}_{jk} é a terceira derivada temporal do momento quadripolar. Portanto, ondas gravitacionais serão irradiadas sempre que a terceira derivada temporal do momento de quadripolo de uma fonte material for diferente de zero. Além disto, uma onda gravitacional só pode apresentar emissão quadripolar, octopolar, hexadecapolar e assim por diante.

Qualquer fonte pode ser caracterizada por uma amplitude h e fluxo de energia F detectado na Terra, ou por uma luminosidade L_G que caracteriza a taxa de energia total perdida pelo sistema. Pode-se relacionar F com L_G , por $L_G = 4\pi R^2 F$, supondo-se que a radiação seja isotrópica, onde R é à distância de detecção da fonte. O fluxo de energia de uma OG de amplitude h e freqüência f é dado por (Kenyon, 1990):

$$F \approx \frac{\pi}{4} \frac{c^3}{G} f^2 \langle h^2 \rangle \quad (2.5)$$

Onde o termo $\langle h^2 \rangle$ indica uma média sobre vários comprimentos de ondas. Numericamente, o fluxo de energia também pode ser escrito como (Blair, 1991):

$$F \approx 30 \left(\frac{W}{m^2} \right) \left[\frac{f}{1kHz} \right]^2 \frac{\langle h^2 \rangle}{(10^{-20})^2} \quad (2.6)$$

2.2 FONTES ASTROFÍSICAS E COSMOLÓGICAS DE ONDAS GRAVITACIONAIS

A presença do fator $G/c^5 = 2,75 \times 10^{-53} s/J$ na equação (2.4) indica que, a menos que \ddot{D}_{jk} envolva grandes quantidades de energia, a potência da OG será extremamente pequena.

Supondo um corpo de massa M e dimensão característica R , oscilando numa freqüência angular $\omega = v/R$, com momento quadripolar (ou de inércia) de aproximadamente MR^2 , a luminosidade gravitacional seria dada por (Kenyon, 1990):

$$L_G \approx \left(\frac{G}{c^5} \right) \left(\frac{M^2 v^6}{R^2} \right) \quad (2.7)$$

Considerando-se fontes terrestres, obtêm-se valores desprezíveis para a luminosidade gravitacional. Como exemplo, pode-se considerar uma barra de aço de 1000 toneladas, com 100m de comprimento, girando a 1000m/s (aproximadamente a velocidade do som no aço), assim a Equação (2.7) forneceria um valor da ordem de $L_G \approx 10^{-26} W$.

Por outro lado, para eventos astrofísicos envolvendo objetos com velocidades internas relativísticas, e cujos tamanhos possam ser comparados ao raio de Schwarzschild ($r_s = 2GM/c^2$), a equação acima pode ser reescrita como (Ju *et al.*, 2000):

$$L_G \approx \left(\frac{c^5}{G} \right) \left(\frac{v}{c} \right)^6 \left(\frac{r_s}{R} \right)^2 \quad (2.8)$$

Onde v é a velocidade da matéria dentro da fonte.

Para colapsos de estrelas originando buracos negros ou estrelas de nêutrons, (v/c) e (r_s/R) podem ser próximos de um, dependendo da assimetria do colapso. De acordo com a equação (2.8), a luminosidade gravitacional para tais eventos seria da ordem de $L_G \approx c^5/G = 3,63 \times 10^{52} W$, ou seja, a *Luminosidade do Universo* no espectro eletromagnético. Portanto, espera-se que eventos astrofísicos, envolvendo objetos com velocidades internas relativísticas, e cujos tamanhos sejam comparados ao raio de Schwarzschild, produzam ondas gravitacionais significativas.

Entre os prováveis candidatos a fontes de OG's, pretende-se detectar radiação gravitacional provenientes:

- Da formação de buracos negros e estrelas de nêutrons a partir de eventos de supernovas, com colapsos assimétricos;
- Da coalescência de estrelas de nêutrons binárias até seu colapso final para formação de buracos negros;
- De fontes quasi-monocromáticas de OG's, tais como sistemas binários de estrelas, incluindo estrelas de nêutrons binárias evoluindo para coalescência, e

vários sistemas de estrelas de nêutrons em rotação, como os pulsares de milissegundos e de raios-X.

Também é esperado detectar radiação gravitacional de fundos estocásticos produzidos a partir dos efeitos integrados de muitas fontes periódicas fracas na Via Láctea, ou de uma população grande de fontes impulsivas a grandes distâncias, como também de processos cosmológicos no universo primordial.

É comum dividir-se as fontes astrofísicas de OG's, de acordo com o comportamento temporal da radiação, em quatro classes distintas descritas a seguir (Hawking e Israel, 1987):

2.2.1 FONTES IMPULSIVAS OU ABRUPTAS

O sinal do pulso das fontes impulsivas (ou abruptas) consiste de um único e curto evento, cujas ondas mantêm a coerência durante um tempo correspondente a um ou poucos ciclos, sendo caracterizado por uma largura de banda determinada, aproximadamente, pelo recíproco da duração de evento. Como exemplos deste tipo de fontes, têm-se formação de buracos negros e estrelas de nêutrons a partir de eventos de supernovas com colapsos assimétricos e queda de estrelas ou de pequenos buracos negros em buracos negros supermassivos. Os pulsos mais intensos são esperados para ondas com freqüências abaixo de 10kHz , sendo a amplitude destas ondas na Terra estimadas em torno de $h \approx 10^{-18}$, para objetos próximos ao centro galáctico, e $h \approx 10^{-21}$, no aglomerado de Virgo (Weber, 1969; Weinberg, 1972; Thorne, 1987, Thorne, 1992 e Shapiro, 1980).

Em alguns casos, devido às altas temperaturas de formação nos eventos de supernovas, as estrelas de nêutrons poderão possuir altíssimas rotações e baixas viscosidades. Nestas condições, existirá um equilíbrio hidrodinâmico instável sendo material ejetado por emissão de ondas gravitacionais (Houser *et al.*, 1994).

2.2.2 FONTES PERIÓDICAS

Nas fontes periódicas, os sinais são emitidos continuamente, mantendo a coerência durante um longo tempo. Na prática, estes sinais são *quasi-periódicos* devido à evolução do seu período causada pela emissão de energia gravitacional.

Sistemas binários na Via Láctea, os quais estão longe da coalescência, poderiam produzir ondas quase-periódicas. Além da órbita binária, a própria rotação individual das estrelas (se elas fossem assimétricas) também originaria OG's quasi-periódicas (Thorne, 1987).

Pulsares e outras estrelas de nêutrons em rotação podem ser fontes de OG's graças às distorções assimétricas em suas superfícies. Por exemplo, a emissão de ondas gravitacionais por um pulsar de milissegundos pode ser devida a uma configuração assimétrica na sua superfície de $10^{-7} M_s$ (Narayan *et al.*, 1991; Dhurandhar *et al.*, 1995).

A amplitude da onda seria proporcional à assimetria ao redor do eixo de rotação, e a freqüência da onda seria o dobro da velocidade angular de rotação da estrela (Schutz, 1994-1995).

A evolução de alguns sistemas binários compostos por pulsares pode estar associada, ao mesmo tempo, com a emissão de energia potencial gravitacional e com a perda de energia cinética rotacional, devido à rotação das estrelas individuais. Com a emissão de radiação gravitacional, o sistema espiralará (diminuindo a distância entre os objetos binários) e, consequentemente, a freqüência do sinal da onda gravitacional aumentará. Ao mesmo tempo, a amplitude deste sinal aumentará (Thorne, 1987).

O pulsar binário *PSR1913+16* é um exemplo de sistema que apresenta uma variação do período de rotação devido à emissão de radiação gravitacional (Figura 2.3). Este pulsar é uma fonte de sinal periódico de baixa freqüência e intensidade, e vem sendo observado desde 1975 (Hulse e Taylor, 1975; Taylor *et al.*, 1976). Ele está espiralando a uma taxa de decaimento do período orbital consistente com as previsões da TRG, por emissão de ondas gravitacionais. Próximo da sua coalescência (daqui a $3,5 \times 10^8$ anos), este pulsar gerará um pulso de alta intensidade.

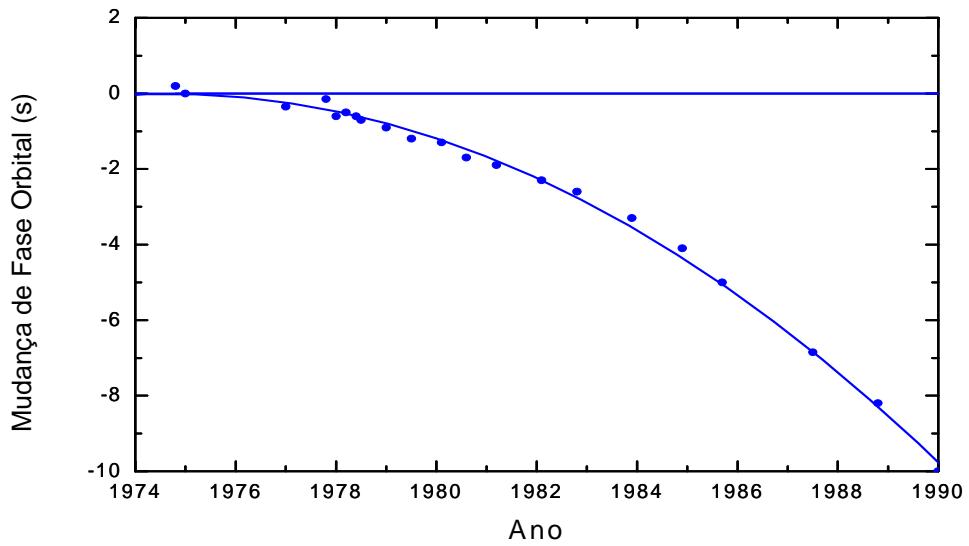


Figura 2.3 - Mudança de fase orbital do pulsar binário PSR1913+16. FONTE: Taylor e Weisberg (1989).

Binárias ordinárias são sistemas com grandes períodos que podem gerar ondas gravitacionais com freqüências de $10^{-4} - 10^{-5} \text{ Hz}$. Uma das classes de sistemas binários consiste nas binárias *W Ursa Maior* (*W UMas*), que são estrelas em contato. Outra classe importante é representada pelas variáveis cataclísmicas, consistindo de sistemas binários onde uma estrela da seqüência principal interage com uma anã branca (Ju *et al.*, 2000; Meliani, Araujo e Aguiar, 2000).

Na Tabela 2.1 são mostrados os parâmetros de densidade numérica, massa e as distâncias típicas das fontes binárias. A maioria produz ondas gravitacionais em torno de $10^{-3} - 10^{-4} \text{ Hz}$, com amplitudes da ordem de $10^{-20} \leq h \leq 10^{-22}$ (Ju *et al.*, 2000).

Na Via Láctea são conhecidas estrelas de nêutrons acretantes que podem estar emitindo radiação gravitacional devido às suas assimetrias axiais, onde a energia irradiada sob a forma de ondas gravitacionais e de raios-X induzidos pela acresção, deve ser proporcional à taxa de acresção (Wagoner, 1984).

TABELA 2.1 DENSIDADES E AMPLITUDES ESPERADAS DE SISTEMAS DE ESTRELAS BINÁRIAS

<i>_tipo</i>	<i>Densidade/ Número</i>	<i>R (pc)</i>	<i>M (M_S)</i>	<i>m (M_S)</i>	<i>f (10⁻³Hz)</i>	<i>h (x10⁻²¹)</i>
<i>W Uma (0.3-0.6M_S)</i>	2x10 ⁻⁴ pc ⁻³	15	0.6	0.3	0,1	4,0
<i>W Uma (0.1-0.3M_S)</i>	2x10 ⁻⁴ pc ⁻³	15	0.3	0.1	0,2	2,0
<i>Variáveis Cataclísmicas</i>	10 ⁻⁵ pc ⁻³	45	0.3	0.6	0,2	2,0
<i>Double degenerate (AM CVn)</i>		100	0.04	0.6	2,0	0,63
<i>Binárias R-X de baixas massas (Pb<2x10⁻⁴s)</i>	30	1000	0.4	1.4	0,16	0,2
<i>Pulsar binário de baixa massa (PSR2051-08)</i>		1300	0.03	1.4	0,16	0,2
<i>Binárias R-X de altas massas (CygX-3)</i>	1	1000	4.0	1.4	0,13	0,13
<i>Pulsar binário de alta massa</i>	<10 ⁻⁵	500	1.4	1.4	0,2	1,6
<i>Binárias em aglom. globulares (4U1820-30)</i>		8100	0.06	1.4	3,2	0,05

FONTE: Ju *et al.* (2000).

Na Figura 2.4 são mostradas fontes a partir da região de 10⁻³Hz (formação e a coalescência de buracos negros supermassivos, binárias compactas e anãs brancas binárias interagindo) até a região de 10³Hz (supernovas e fusão de estrelas binárias). As fontes mostradas estão em duas regiões bem separadas: eventos a partir de 10Hz até vários kHz, que somente serão detectados com antenas terrestres, e uma faixa de baixa freqüência, 10⁻⁴ – 10⁻¹Hz, detectadas apenas com detectores espaciais.

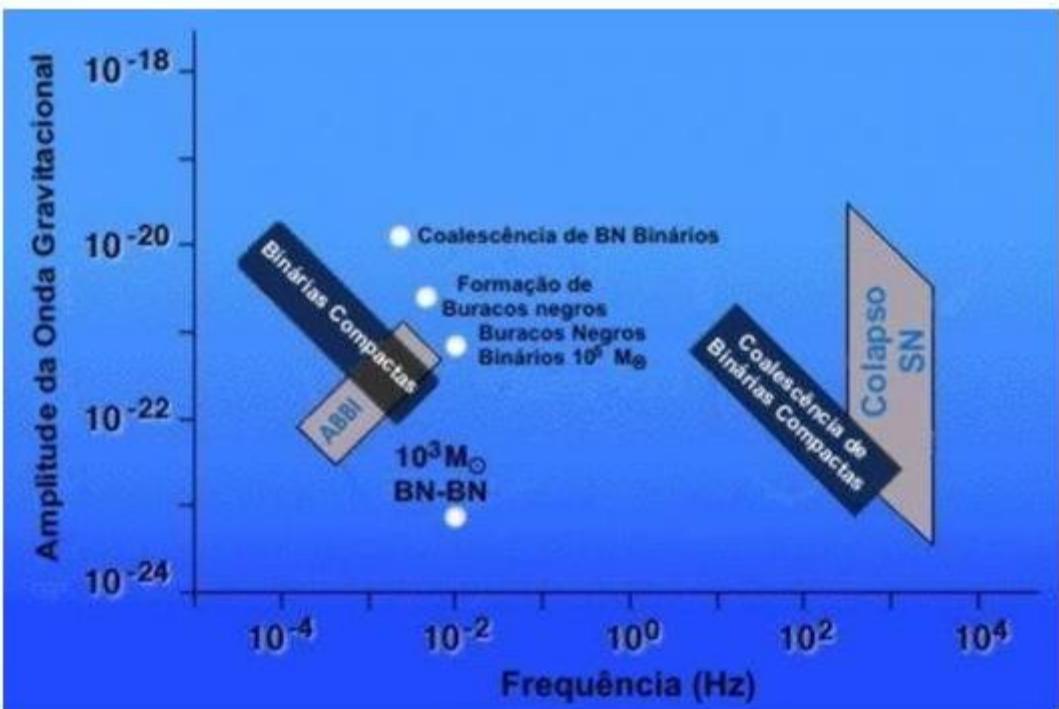


Figura 2.4 - Fontes astrofísicas no espectro de ondas gravitacionais.

2.2.3 FONTES ESTOCÁSTICAS

A radiação gravitacional de fundo estocástico é, por definição, a radiação produzida por fontes independentes, não correlacionadas e não resolvidas (Colacino, 2004).

Espera-se detectar radiação gravitacional de fundos estocásticos, na faixa de freqüência de $10^{-5} - 10^{-2} \text{ Hz}$, produzida a partir de efeitos integrados de muitas fontes periódicas fracas na Via Láctea, ou de uma população grande de fontes impulsivas a grandes distâncias; de estrelas de população III; e, de processos cosmológicos no Universo primordial (transição de fase e cordas cósmicas, etc.). Estima-se que a amplitude deste fundo seja de $h_{\text{fundo}} \approx 10^{-19}$, para $f \approx 10^{-5} \text{ Hz}$ e, dependendo do número de sistemas binários próximos, de $h_{\text{fundo}} \geq 10^{-20}$ para $f \geq 10^{-2} \text{ Hz}$ (Lipunov e Postnov, 1986).

Na Tabela 2.1 (mostrada na seção anterior), observa-se uma abundância de fontes próximas ($R < 100 \text{ pc}$), de tal forma que a população total criará um ruído de fundo estocástico de ondas gravitacionais. Estima-se que a amplitude deste fundo seja de $h_{\text{fundo}} \approx 10^{-19}$, para $f \approx 10^{-5} \text{ Hz}$ e, dependendo do número de sistemas binários próximos, de $h_{\text{fundo}} \geq 10^{-20}$ para $f \geq 10^{-2} \text{ Hz}$ (Ju *et al.*, 2000).

O estudo das ondas gravitacionais primordiais poderá fornecer informações da época mais remota do universo. Estas ondas podem ter sido geradas por flutuações quânticas na era de Planck, mas também em várias épocas posteriores, incluindo eventos que levaram a formação de galáxias (Grishchuk, 1974; Zel'dovich e Novikov, 1983; Sazhin, 1988).

Após o *Big-Bang*, pode ter havido uma transição de fase associada às interações da grande unificação, e esta transição pode ter criado as cordas cósmicas, que são defeitos unidimensionais no vácuo. Com a expansão do horizonte do universo, estes defeitos passaram a vibrar com velocidades próximas à da luz. As vibrações de cordas cósmicas próximas também produziriam um fundo de radiação gravitacional (Fang, 1988).

2.2.4 FONTES ESPIRALANTES (“CHIRP”)

Correspondem às fontes na fase final de espiralação de um sistema binário (quando suas componentes estiverem muito próximasumas das outras). Como exemplo, tem-se sinais gravitacionais emitidos pouco antes da coalescência, nos momentos finais da espiralação de sistemas binários, compostos de estrelas de nêutrons ou buracos negros. A amplitude e freqüência da radiação variarão monotonicamente durante a coalescência, tendendo a atingir, no seu estágio final, valores máximos de $f_{\max} \approx 1kHz$, para estrelas de nêutrons, e $f_{\max} \approx 10kHz (M_s / M)$, para buracos negros (onde M é a massa do objeto mais massivo e M_s é a massa do Sol). Para um sistema binário próximo da coalescência composto por duas estrelas de nêutrons e localizado no aglomerado de Virgo, a amplitude de deformação característica das OG's seria de $h \approx 10^{-21}$. Próximo ao centro galáctico, o mesmo sistema emitiria OG's com amplitude da ordem de $h \approx 10^{-18}$ (Shapiro, 1980).

2.2.5 FONTES CANDIDATAS A OBSERVAÇÃO PELO DETECTOR *MARIO SCHENBERG*

Entre os prováveis eventos astrofísicos candidatos à detecção na região de $3,0 - 3,4kHz$, onde o detector *Mario Schenberg* será sensível, pode-se citar (Araujo, Miranda e Aguiar, 2006; 2005, 2004, 2002; Araujo *et al.*, 2004; Miranda, Araujo e Aguiar, 2004; Costa, Aguiar e Magalhães, 2004):

- Colapsos de núcleos estelares que gerem um evento do tipo supernova;
- Instabilidades hidrodinâmicas de estrelas de nêutrons; “quakes” e oscilações de estrelas de nêutrons (*modo f*) induzidos pela queda de matéria em sistemas binários;
- Excitação dos primeiros modos quasi-normais de buracos negros de aproximadamente $3,8M_S$ até $9M_S$;
- Coalescência de buracos negros e/ou estrelas de nêutrons de cerca de $1,9M_S$.

No próximo capítulo será feita uma breve apresentação das técnicas de detecção de OG's e evolução dos seus detectores; descrevendo o funcionamento dos detectores interferométricos e de massa ressonante. São discutidos alguns aspectos limitantes da sensibilidade destes detectores e as perspectivas futuras, sendo apresentado o princípio de funcionamento dos detectores ressonantes esféricos. O detector *Mario Schenberg* é descrito em detalhes, sendo discutidas as principais fontes de ruídos eletrônicos (e possíveis soluções para minimizá-las ou eliminá-las), que limitam a sensibilidade do mesmo, com o intuito de fornecer subsídios teóricos para projetar e desenvolver osciladores em $10GHz$ com ultra-baixo ruído de fase proposto na presente tese.

CAPÍTULO 3

TÉCNICAS DE DETECÇÃO E O DETECTOR MARIO SCHENBERG

Neste capítulo são apresentadas as técnicas fundamentais de detecção das OG's, descrevendo o funcionamento dos detectores interferométricos e de massa ressonante e as perspectivas futuras. São discutidos os aspectos críticos da construção e funcionamento dos detectores de massas ressonantes, sendo feita uma descrição das propriedades físicas do detector *Mario Schenberg*.

3.1 TÉCNICAS DE DETECÇÃO DE ONDAS GRAVITACIONAIS

Embora Einstein tenha derivado as equações de ondas gravitacionais em 1916, seguiu-se um período, de cerca de 40 anos, durante o qual se questionou a existência de tais ondas. Somente em 1957, foi feita uma dedução matemática formal de que perturbações na métrica do espaço-tempo poderiam realizar trabalho sobre massas-teste e, portanto, serem detectadas (Bondi, 1957 e Pirani, 1957).

A detecção de OG's baseia-se na idéia de que as mesmas sejam perturbações na métrica do espaço-tempo (provocadas pela aceleração relativa entre massas, de forma que a derivada segunda do momento de quadrupolo não seja constante) e possuam duas polarizações (h_+ e h_x). Massas-teste localizadas neste espaço-tempo têm suas distâncias relativas alteradas quando da passagem da onda, sendo a medida deste deslocamento $h \sim \Delta l / l$ (onde Δl é a variação dimensional provocada pela passagem da onda, e L é um padrão dimensional, definido a partir das características geométricas do detector) a medida da OG.

As duas principais técnicas de detecção da radiação gravitacional são:

- Massas ressonantes, na qual a energia da radiação gravitacional é absorvida por um corpo massivo que possua freqüência de ressonância igual à da radiação; e,
- Interferometria a laser, que mede diretamente a distorção do espaço-tempo provocada pela passagem da onda.

3.2 DETECTORES INTERFEROMÉTRICOS

A idéia de se utilizar interferometria laser para detectar OG's foi estudada, inicialmente, na década de 70 (Forward, 1971). Com estes detectores, pretendia-se detectar o movimento relativo de massas suspensas, isoladas de qualquer distúrbio externo, devido à passagem de ondas gravitacionais. Para isto utiliza-se um interferômetro do tipo de Michelson, no qual três blocos (massas-teste) carregando espelhos estão livremente suspensos e isolados vibracionalmente (ver Figura 3.1).

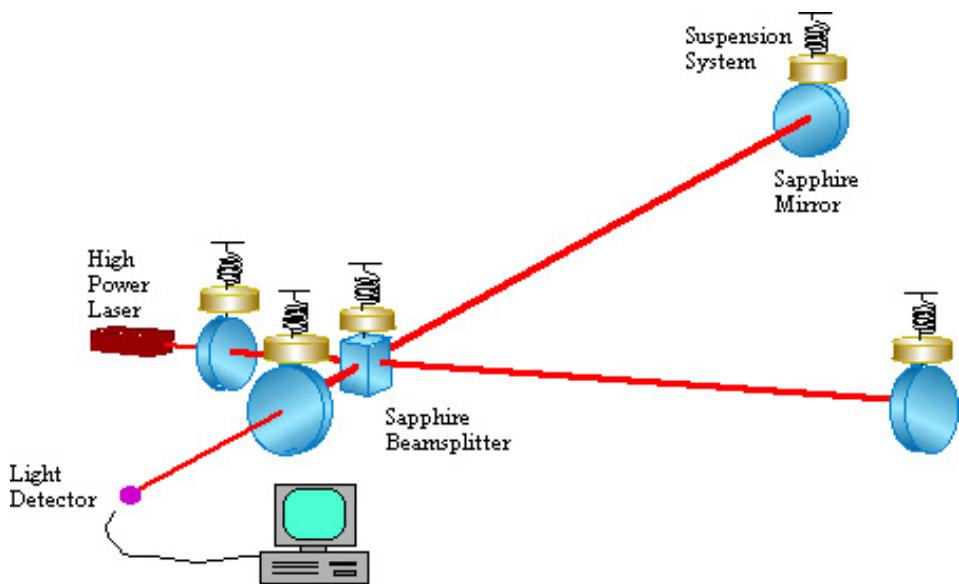


Figura 3.1 - Representação esquemática de um detector interferométrico. Os espelhos são fixados em duas massas-testes. Uma OG pode mover estas massas em relação a uma terceira, mudando a relação entre os caminhos ópticos dos feixes de laser. FONTE: Ju *et al.* (2000).

Estes espelhos, separados por uma grande distância, definem os braços ortogonais não rígidos do interferômetro. Um laser de alta potência, incidindo sobre um espelho divisor de feixe, é dividido em dois feixes secundários que percorrerão cada um dos quais, caminhos ópticos diferentes definidos pelos braços ortogonais do interferômetro. Ao final destes caminhos, os feixes são refletidos por espelhos e recombinação no espelho-divisor, sendo o feixe resultante detectado por um foto-sensor (Blair, 1991).

Quando a radiação gravitacional, de amplitude h e comprimento de onda λ , atinge a antena com direção e polarização favoráveis (eixos de polarização alinhados com os

braços do interferômetro), os comprimentos dos braços variam em fases distintas e a amplitude desta variação pode ser dada por (Kenyon, 1990):

$$\Delta l = \frac{h\lambda}{2\pi} \sin\left(\frac{\pi l_0}{\lambda}\right) \quad (3.1)$$

Onde l_0 é o comprimento original de cada braço do interferômetro.

Os caminhos ópticos são ajustados de tal forma que ocorra interferência destrutiva dos feixes, produzindo um mínimo sobre o foto-detector. Se as fases destes feixes não forem iguais, gera-se um padrão de interferência que corresponderá à detecção da OG.

A sensibilidade (h) de um detector interferométrico é diretamente proporcional à potência do laser e ao comprimento dos braços do interferômetro, e será máxima quando a direção de propagação da OG for normal, e sua polarização for paralela aos eixos formados pelos braços do interferômetro.

Pela equação (3.1), observa-se que a deformação será máxima quando $l_0 = \lambda/2$, que seria de aproximadamente 150km para uma radiação na freqüência de 1kHz (freqüência característica para detecção de pulsos a partir de supernovas do tipo II). Como interferômetros com 150km de braços são improváveis de serem construídos na superfície da Terra (devido à curvatura da mesma), os mesmos estão limitados a braços de comprimentos de alguns quilômetros. Para aumentar o caminho óptico, sem aumentar o comprimento dos braços do interferômetro, utilizam-se reflexões múltiplas (ou cavidades *Fabry-Perot*) dos feixes em cada braço antes deles serem recombinados. Entretanto, múltiplas reflexões provocam aquecimento nos espelhos do interferômetro, limitando a sensibilidade do mesmo. Portanto, a precisão da medida dos interferômetros está restrita aos ruídos sísmicos e térmicos, em baixas freqüências.

Detectores baseados em solo tais como TAMA (Japão), GEO 600 (Alemanha - Inglaterra), VIRGO (França – Itália) e LIGO I e II (Estados Unidos) possuem braços com comprimentos variando entre 300m e 4km . O projeto AIGO (Austrália) consiste de um detector com braços da ordem de 80m e possibilidade de expansão para 4km . A construção de tais detectores tem como principal objetivo a utilização de múltiplas reflexões do feixe para obtenção de sensibilidades da ordem de $h \approx 10^{-22} - 10^{-24} \text{Hz}^{-1/2}$ entre 1 e 10^4Hz .

Além dos detectores baseados em solo, existe outro projeto que prevê a construção de um detector interferométrico no espaço, o LISA. Este detector utilizará um caminho óptico da ordem de $5 \times 10^6 \text{ km}$, sendo que sua principal vantagem em relação aos outros seria o fato de não haver necessidades de múltiplas reflexões dos feixes de laser. A Tabela 3.1 lista os detectores em operação ou em construção, e as suas características.

TABELA 3.1 DETECTORES INTERFEROMÉTRICOS DE OG'S

<i>Detector Localização</i>	<i>Banda (Hz)</i>	<i>Sensibilidade h ($\text{Hz}^{-1/2}$)</i>	<i>Braços (m)</i>
<i>LIGO I (USA)</i>	10^1-10^4	$\sim 6 \times 10^{-22}$	4000
<i>LIGO II (USA)</i>	10^1-10^4	$\sim 5 \times 10^{-23}$	4000
<i>VIRGO (ITA)</i>	10^0-10^4	$\sim 6 \times 10^{-22}$	3000
<i>TAMA (JAP)</i>	10^1-10^4	$\sim 8 \times 10^{-23}$	300
<i>GEO 600 (GER/UK)</i>	10^0-10^4	$\sim 10^{-22}$	600
<i>AIGO (AUS)</i>	10^0-10^4	$\sim 10^{-23}$	80
<i>LISA (ESA)</i>	$10^{-4}-10^0$	$\sim 5 \times 10^{-24}$	5×10^9

FONTE: www.tamago.mtk.nao.ac.jp; www.geo600.aei.mpg.de; www.virgo.infn.it; www.gravity.uwa.edu.au; www.ligo.caltech.edu; www.lisa.org.

3.3 DETECTORES DO TIPO MASSA RESSONANTE

Joseph Weber, em 1960, propôs o primeiro método de detecção de ondas gravitacionais, através da medição de sinais em freqüências acústicas produzidos em grandes massas. Os detectores de massas ressonantes consistem de um corpo rígido metálico (antena), cujos modos fundamentais de vibração (com freqüências características de oscilação) são excitados na incidência de um pulso de radiação gravitacional com freqüência característica próxima da freqüência de oscilação da antena (Weber, 1960).

3.3.1 PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO

Qualquer modo vibracional de um corpo que possua momento quadripolar de massa não nulo, como o modo longitudinal de uma antena cilíndrica ou esférica, pode ser excitado por uma OG com densidade espectral de energia diferente de zero (Figura 3.2).



Figura 3.2 - Joseph Weber e o Detector de Massa Ressonante de Primeira Geração.

FONTE: Weber, 1960.

A polarização da OG deve ser favorável de forma a se obter a maior amplitude de oscilação possível na antena (Blair, 1991). Transdutores eletromecânicos conectados mecanicamente à antena são utilizados para aumentar a amplitude de vibração. Estes transdutores convertem as oscilações produzidas no sólido em sinais elétricos que são, posteriormente, enviadas para um sistema de aquisição de dados (Aguiar, 1990; Paik, 1974).

O sinal captado pela antena dependerá da sua eficiência em converter a fração de energia absorvida da OG em energia acústica. A qualidade de um ressonador (corpo rígido) é definida pelo fator-Q, que é proporcional à razão entre a energia mecânica armazenada num modo de vibração e a energia que é dissipada por esse meio em cada ciclo. Este fator pode ser escrito da seguinte forma (Callen, 1951, 1952):

$$Q = \omega_n \tau_n \quad (3.2)$$

Onde τ_n é o tempo de relaxação em energia do modo n de oscilação. Portanto, um alto Q corresponde a um modo de vibração de maior amplitude e duração (Feynman, 2005).

Uma antena com alto Q aproxima-se de um oscilador harmônico ideal sem perturbação, cujo movimento é exatamente predito, em um tempo no futuro, a partir da observação da amplitude, freqüência e fase, em um tempo anterior.

Devido ao fato do detector absorver mais energia numa banda de freqüência em torno da sua freqüência de ressonância, a seção de choque é uma função da freqüência (Paik e Wagoner, 1976). Portanto, para obter uma alta sensibilidade é necessário construir detectores com as maiores massas possíveis e com materiais com a maior velocidade do som possível.

3.3.2 RUÍDOS E SENSIBILIDADE EM DETECTORES RESSONANTES

As oscilações mecânicas induzidas na antena pela interação com a OG são transformadas em sinais elétricos por transdutores e, então, amplificados eletronicamente. Inevitavelmente, ruídos brownianos associados à antena e aos transdutores, e ruídos eletrônicos dos amplificadores, limitarão a sensibilidade do detector (Ju *et al.*, 2000). Além disto, vibrações externas, tais como ruídos sísmicos ou ambientais, na faixa de freqüência de 1Hz até alguns kHz, também podem excitar o detector, degradando sua sensibilidade (Giazotto, 1987; Ju *et al.*, 1992; Araya *et al.*, 1993).

As vibrações externas podem ser eliminadas utilizando-se um sistema de isolamento vibracional capaz de isolar (ou manter) estes ruídos abaixo do nível do sinal na freqüência de ressonância da antena (Melo, 2002).

O ruído browniano, causado pela agitação térmica (definida pela temperatura termodinâmica) da estrutura cristalina da massa ressonante, excita os modos normais da antena, fazendo-os oscilar. A contribuição deste ruído pode ser expressa em termos do ruído equivalente da amplitude da onda gravitacional, sendo dado por (Douglass e Braginsky, 1979):

$$h_B \approx \sqrt{\frac{kT\tau_i}{M\omega L^2 Q}} \quad (3.3)$$

Onde τ_i é o tempo de integração; Q é um fator que define a qualidade de um ressonador (corpo rígido), sendo proporcional à razão entre a energia mecânica armazenada num modo de vibração e a energia líquida que é dissipada por esse modo em cada ciclo; e L

é um comprimento característico que depende da forma geométrica da antena. Desta forma, a minimização do ruído térmico pode ser obtida com a diminuição da temperatura termodinâmica (da ordem de mK) da antena ou com o aumento da massa do sólido que, por sua vez, deverá possuir o maior fator-Q possível ($Q \geq 10^6$).

O ruído de série (eletrônico) pode ser minimizado, reduzindo-se o ruído do amplificador (principal contribuição) ou utilizando-se amplificadores, disponíveis comercialmente, com níveis de ruído suficientemente baixo para minimizá-lo a níveis aceitáveis.

Considerando os ruídos browniano e eletrônico, a temperatura efetiva da antena T_{eff} pode ser expressa por (Wagoner, 1977; Johnson, 1993; Coccia *et al.*, 1995-1997; Blair, 1991):

$$T_{eff} \cong 2\sqrt{2}T_N \left(1 + \frac{2T}{\beta QT_N} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.4)$$

onde T_N é a temperatura de ruído do sistema transdutor-amplificador. Nestes termos, a quantidade mínima de energia detectada pela antena será dada por $k_B T_{eff}$.

Além dos ruídos Browniano e de série, uma outra fonte de ruído surge devido ao ruído elétrico na entrada dos amplificadores atuando reversamente (através dos transdutores) na antena. Este tipo de ruído é conhecido como ruído de *back-action*. Assim como o transdutor “enxerga” o que a massa ressonante faz, a recíproca também é verdadeira. Desta forma, o aumento do acoplamento entre o transdutor e a antena aumentará a contribuição deste ruído (Blair, 1991).

O parâmetro β , definido como a quantidade de energia mecânica convertida em sinal elétrico pelo transdutor sem aumentar o ruído de série, caracteriza o acoplamento entre a antena e o transdutor. Um sistema antena-transdutor com baixo β (acoplamento fraco) necessita de um tempo maior para transferir o sinal da radiação para o transdutor. Quanto maior for o tempo de transferência de energia, maior será o tempo de integração dos sinais e, consequentemente, maior será o ruído Browniano na antena (conforme Equação (3.3)). Portanto, o ruído eletrônico pode ser reduzido através do aumento do fator de acoplamento β entre o transdutor e a antena (Gibbons e Hawking, 1971).

Outra fonte de ruído que pode degradar o Q acústico em detectores ressonantes é o ruído sísmico levado ao transdutor pelas conexões eletrônicas, feitas por longos cabos, através de todo o sistema de isolamento vibracional até o transdutor. Uma forma prática de minimizar este tipo de ruído consiste na utilização de um par de antenas *microstrips* anteriormente ao transdutor eletromecânico, evitando, assim, o contato físico entre os cabos e o detector (Ivanov, 1993).

A sensibilidade dos detectores também pode ser melhorada construindo-se várias antenas cilíndricas, cada qual ajustada em diferentes direções, de modo que a OG incida sempre, com direção e polarização favoráveis, na parte mais sensível de pelo menos uma delas (Cerdonio *et al.*, 1993). Baseado nisto e no desenvolvimento de novas tecnologias para o sistema de detecção, iniciaram-se a construção das antenas esféricas.

Mesmo fazendo uso dos transdutores mais sensíveis, e minimizando todos os tipos de ruídos, os detectores de massas ressonantes enfrentam um limite de sensibilidade imposto pela teoria quântica. Em princípio, não seria possível detectar um sinal que produza uma variação menor que $\hbar\omega$ na energia do modo de oscilação da antena, isto é, a energia deve variar por um ou mais fônon ($Eg > \hbar\omega$) (Heffner, 1962; Giffard, 1976).

O limite inferior do ruído no transdutor (ruídos de série e *back-action*) é ajustado pelo limite quântico padrão, sendo dado por (Heffner, 1962; Giffard, 1976; Douglass e Braginsky, 1979; Ju *et al.*, 2000):

$$h_{LQP} \approx \sqrt{\frac{2\hbar\omega}{\pi^2 M V_s^2}} \quad (3.5)$$

Desta forma, a amplitude de deformação estará limitada em $h \approx 10^{-22}$ para detectores de massa ressonante de 100 toneladas.

3.3.3 O “STATUS” ATUAL DOS DETECTORES BARRA-RESSONANTES

Os atuais detectores do tipo barra-ressonante (Tabela 3.2) consistem em barras cilíndricas, feitas de Al5056, isoladas vibracionalmente e resfriadas a temperaturas criogênicas inferiores a 0,2K, utilizando refrigeradores por diluição, sendo instrumentados com transdutores eletromecânicos supercondutivos, cujo objetivo é

atingir sensibilidades de $h \approx 10^{-20}$ (Aguiar, 1990; Pizzella, 1997; Ju *et al.*, 2000; Astone, 2002; Marin, 2002, Zendri *et al.*, 2002; Fafone, 2004).

TABELA 3.2 CARACTERÍSTICAS DOS DETECTORES DO TIPO MASSA RESSONANTE CILÍNDRICA

<i>Nome (Localização)</i>	<i>M (kg)</i>	<i>T (K)</i>	<i>T_R (mK)</i>	<i>f ± Δf (Hz)</i>	<i>h (10⁻¹⁹)</i>
<i>ALLEGRO (EUA)</i>	2300	4,2	10,0	900 ± 60	9,0
<i>EXPLORER (Suíça)</i>	2300	2,0	6,0	900 ± 30	4,0
<i>NAUTILUS (Itália)</i>	2256	0,1	4,0	935 ± 50	2,5
<i>AURIGA (Itália)</i>	2300	0,1	1,0	900 ± 80	2,5

Onde T e T_R são, respectivamente, as temperaturas de operação e de ruído; h é a sensibilidade para pulsos de 1ms; f é a freqüência característica de ressonância; e, Δf é a largura de banda do detector. FONTE: Pizzella (1997), Ju *et al.* (2000), Astone (2002) e Fafone (2004).

Os detectores citados na Tabela 3.2 são *unidirecionais* e possuem sensibilidade suficiente para detectar sinais impulsivos intensos de OG's originados de eventos de supernovas na Via Láctea, cujas amplitudes esperadas são $h \approx 10^{-18}$, caso a energia convertida em OG's seja da ordem de 1% da massa solar (Hamilton *et al.*, 1997; Richard, 1984). Entretanto, tais eventos são raros e podem ocorrer, com otimismo, uma vez a cada 20 anos, tornando quase improvável a detecção de radiação gravitacional com tais antenas (Thorne, 1987; Braginsky e Grischuk, 1985).

Pode-se aumentar a taxa de prováveis eventos detectáveis (vários eventos por ano) considerando-se fontes impulsivas de OG's num raio da ordem de $10Mpc$, ou seja, até o aglomerado de Virgo, cujas amplitudes esperadas seriam da ordem de $h \approx 10^{-21}$ (Braginsky e Grischuk, 1985; Narayan *et al.*, 1991; Phinney, 1991; Tammann, 1981). Portanto, torna-se necessária à construção de antenas com sensibilidade três ordens de magnitude superior (em amplitude) a dos detectores atuais.

Com o objetivo de produzir detectores mais sensíveis e *omnidirecionais*, permitindo a detecção de eventos com maior freqüência de ocorrência a partir de fontes mais

distantes, iniciaram-se as construções de detectores esféricos resfriados a temperaturas da ordem de $20mK$, sendo o grupo GRÁVITON, do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), o pioneiro deste estudo no Brasil (Aguiar *et al.*, 2002). Outros dois detectores similares estão sendo desenvolvidos pela Itália e Holanda (Coccia *et al.*, 1998; De Waard e Frossati, 2002).

A Figura 3.3 mostra a distribuição dos detectores de OG's ao redor da Terra. Entre as principais fontes de OG's candidatas à detecção pelos detectores interferométricos (representados em vermelho: LIGO I e LIGO II - Estados Unidos; VIRGO – Itália; GEO 600 - Alemanha – Inglaterra; TAMA – Japão; AIGO – Austrália; e LISA - ESA) têm-se a formação supernovas e fusão de estrelas binárias. Entre os prováveis eventos astrophísicos candidatos à detecção pelos detectores do tipo massa-ressonante (representados em branco: ALLEGRO - Estados Unidos; AURIGA e NAUTILUS – Itália; EXPLORER – Suíça; MINIGRAIL – Holanda; SFERA – Itália; e SCHENBERG - Brasil) estão: colapsos de núcleos estelares gerando supernovas; instabilidades hidrodinâmicas de estrelas de nêutrons; e, coalescência de buracos negros e/ou estrelas de nêutrons.

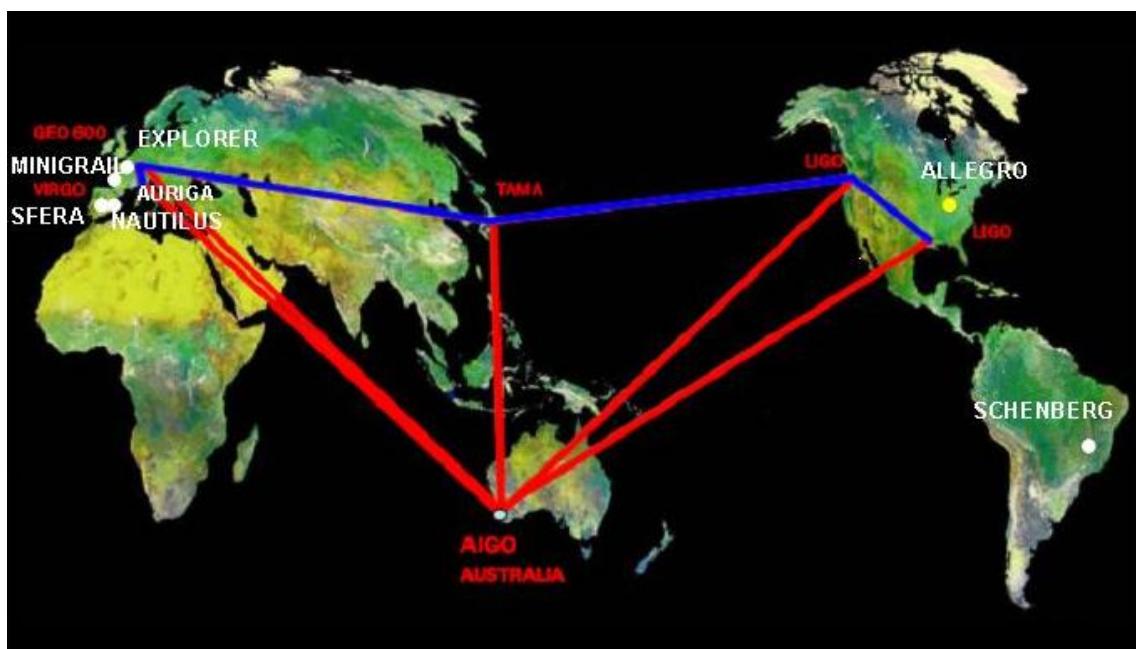


Figura 3.3 – Detectores de OG's distribuídos ao redor da Terra.

3.4 DETECTORES ESFÉRICOS

O primeiro a propor a construção de uma antena esférica foi Forward (1971), no início da década de 70. Devido às dificuldades na construção de tais detectores, esta idéia foi abandonada até o final dos anos 80 e início dos anos 90, quando Johnson e Merkowitz (1993; 1995), Zhou e Michelson (1995), Lobo (1995), Coccia *et al.* (1995a,b; 1996a) e Stevenson *et al.* (1995; 1996; 1997) retomaram seu estudo.

Uma antena ressonante esférica possui propriedades inerentes que dão a este tipo de detector vantagens sobre os detectores ressonantes cilíndricos. Numa massa esférica, os cinco modos quadripolares que irão interagir com a OG estão degenerados, ou seja, possuem a mesma freqüência de ressonância (Figura 3.4). Estes modos de oscilações podem atuar como antenas independentes, orientadas em diferentes direções. Desta forma, uma única esfera é igualmente sensível à radiação gravitacional em todas as direções, sendo capaz de medir suas direções e polarizações, bastando cinco transdutores conectados a antena (Coccia, 1995, 1998; Zhou e Michelson, 1995; Merkowitz, 1995).

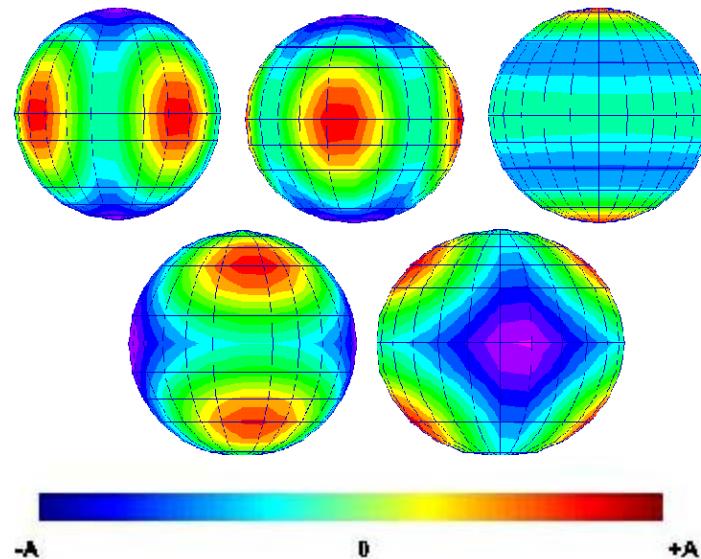


Figura 3.4 - Os cinco modos quadripolares degenerados de uma esfera. O movimento radial de cada modo está representado de acordo com a escala de cores.
FONTE: Melo (2002).

Merkowitz e Johnson (1993; 1995) demonstraram, através de um modelo computacional, que uma antena esferoidal é cerca de 60 vezes mais sensível em energia,

do que uma antena do tipo barra com a mesma temperatura de ruído T_N e mesma freqüência de ressonância.

Devido à sua alta densidade, condutividade térmica a baixas temperaturas e fator-Q (baixas perdas acústicas), uma liga de Cobre e Alumínio ($CuAl(6\%)$) foi escolhida como material das antenas esféricas em desenvolvimento (Frossati, 1997; Aguiar, 2002).

3.5 O DETECTOR MARIO SCHENBERG

No Brasil, o grupo Gráviton, formado por pesquisadores do INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais), USP (Universidade de São Paulo) e colaboradores de diversas instituições nacionais e internacionais, projetou e construiu o primeiro detector de OG's brasileiro, o detector *Mario Schenberg* (Aguiar, 1993; Aguiar *et al.*, 1999; Aguiar *et al.*, 2002).

3.5.1 DESCRIÇÃO GERAL

Localizado na Universidade de São Paulo, o detector *Mario Schenberg* é composto por uma esfera de CuAl(6%), com 65cm de diâmetro, cerca de 1150kg , e foi planejado para obter sensibilidade $h \approx 10^{-21} \text{Hz}^{-1/2}$ para pulsos de milissegundos, numa faixa de freqüência de $3200 \pm 200\text{Hz}$. Espera-se observar, entre outros eventos, os sinais impulsivos provenientes de: colapsos de núcleos estelares que gerem um evento do tipo supernova; instabilidades hidrodinâmicas de estrelas de nêutrons; “quakes” e oscilações de estrelas de nêutrons (*modo f*) induzidos pela queda de matéria em sistemas binários; excitação dos primeiros modos quasi-normais de buracos negros de aproximadamente $3,8M_S$ até $9M_S$; e, coalescência de buracos negros e/ou estrelas de nêutrons de cerca de $1,9M_S$ (Araujo, Miranda e Aguiar, 2006; 2005, 2004, 2002; Araujo *et al.*, 2004; Miranda, Araujo e Aguiar, 2004; Costa *et al.*, 2004).

A Figura 3.5 mostra os diversos componentes do detector *Mario Schenberg*. A massa ressonante é mantida em vácuo e isolada vibracionalmente dos ruídos mecânicos. O sistema de isolamento vibracional consiste de um filtro mecânico composto por massas e molas que suportarão a antena esférica (Melo, 2002). As vibrações da antena são monitoradas por (até nove) transdutores paramétricos do tipo cavidade reentrante

acoplados à sua superfície (Ribeiro *et al.*, 2004).

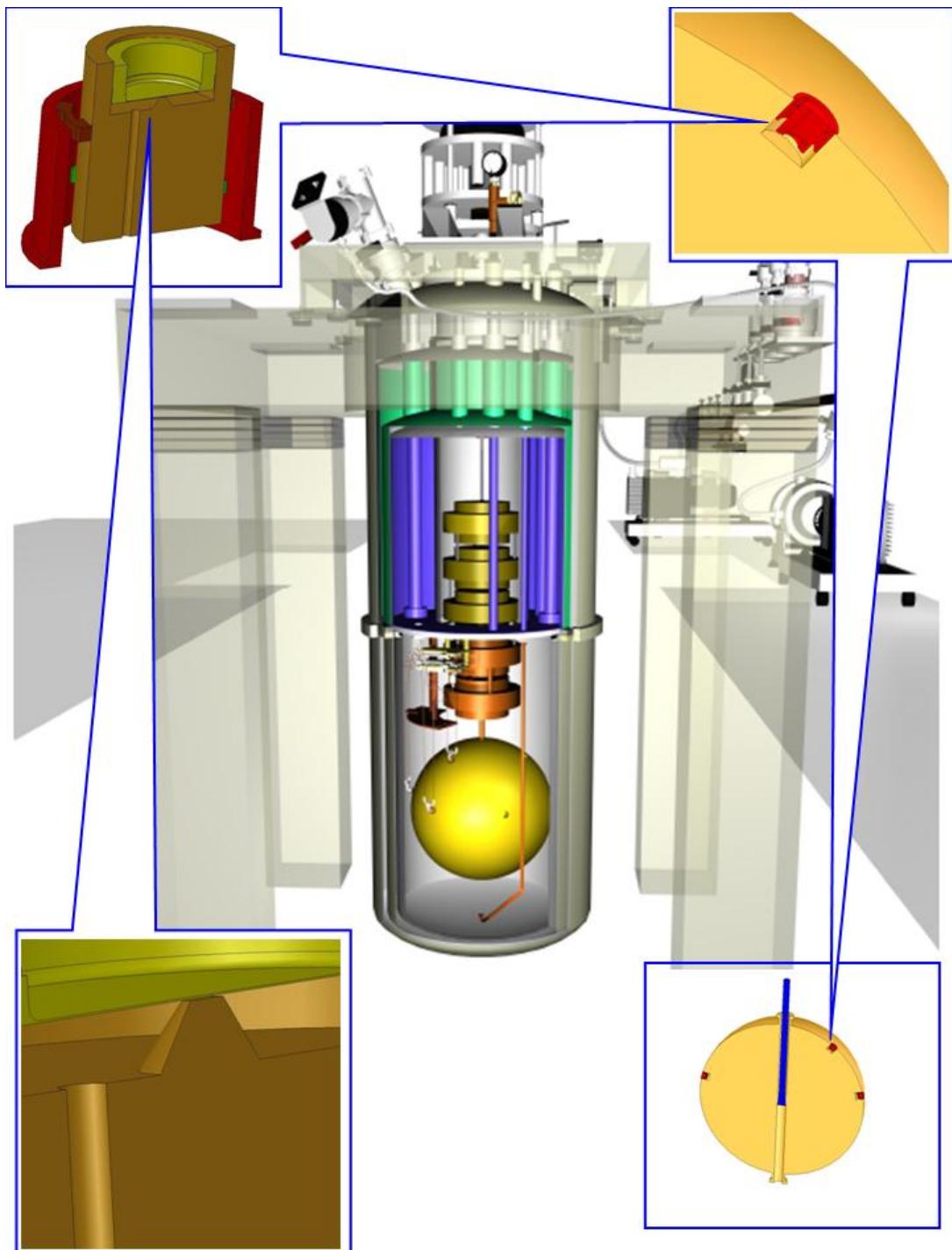


Figura 3.5 – Detector *Mario Schenberg*. A massa ressonante (esfera) é mantida em vácuo, isolada vibracionalmente dos ruídos mecânicos, podendo ser utilizados até nove transdutores paramétricos (do tipo cavidade reentrante) para monitorar seus modos fundamentais de vibração.

O sistema criogênico do detector *Mario Schenberg* (Figura 3.5) tem capacidade para resfriar rapidamente (menos de duas semanas) a massa-resonante e consiste de duas câmaras de vácuo, dispostas uma dentro da outra, entre as quais foram colocados escudos térmicos refrigerados por Nitrogênio e Hélio líquidos, isolando a radiação térmica incidente (Aguiar *et al.*, 2008). O criostato também possuirá um refrigerador por diluição, que será utilizado para resfriamento da antena até $20mK$.

Quando acoplado à antena, o sistema transdutor-esfera funcionará como um sistema massa-mola com três modos, onde o primeiro modo será constituído pela antena, com massa efetiva da ordem de $287,5kg$; o segundo modo será constituído pela própria estrutura mecânica do transdutor, com massa de $53g$; e, o terceiro modo será constituído por uma membrana que fechará a cavidade reentrante do transdutor, possuindo massa de $10mg$ e oscilando em $3,2kHz$ (Aguiar *et al.*, 2004).

3.5.2 O SISTEMA ELETRÔNICO DO DETECTOR MARIO SCHENBERG

Um diagrama esquemático do transdutor acoplado a antena esférica do detector *Mario Schenberg* é mostrado na Figura 3.6. Um sinal eletromagnético em freqüência de microondas (banda-X) é produzido por um oscilador de baixo ruído de fase ($\approx -100 dBc/Hz@3,2 kHz$) (Andrade, 2004), sendo ajuste fino em freqüência feito utilizando-se uma fonte comercial de microondas, também com baixo ruído de fase (*Anritsu*)¹. Após ser filtrado, o sinal resultante (portadora) é dividido em três partes com potências iguais (*power splitter*), definidos como P_1 , P_2 e P_3 .

Uma das partes do sinal dividido (componente P_1) é enviada diretamente (através de antenas *microstrips* localizadas próximas ao transdutor) para a cavidade klystron, que é utilizada como parte do sistema de transdução eletromecânica. A cavidade resonante funciona como um ressonador acoplado ao detector (ver Figura 3.5) e, em decorrência da freqüência de oscilação mecânica do detector, modula a portadora produzindo bandas laterais deslocadas de $\pm 3,2kHz$ em relação à freqüência de ressonância elétrica da cavidade ($\approx 10,2GHz$).

¹ ANRITSU SYNTHESIZED SIGNAL GENERATOR MG3633A $10kHz$ até $2700MHz$, com ruído de fase da ordem de $-130dBc/Hz@3,2kHz$ e resolução em freqüência de $0,01Hz$.

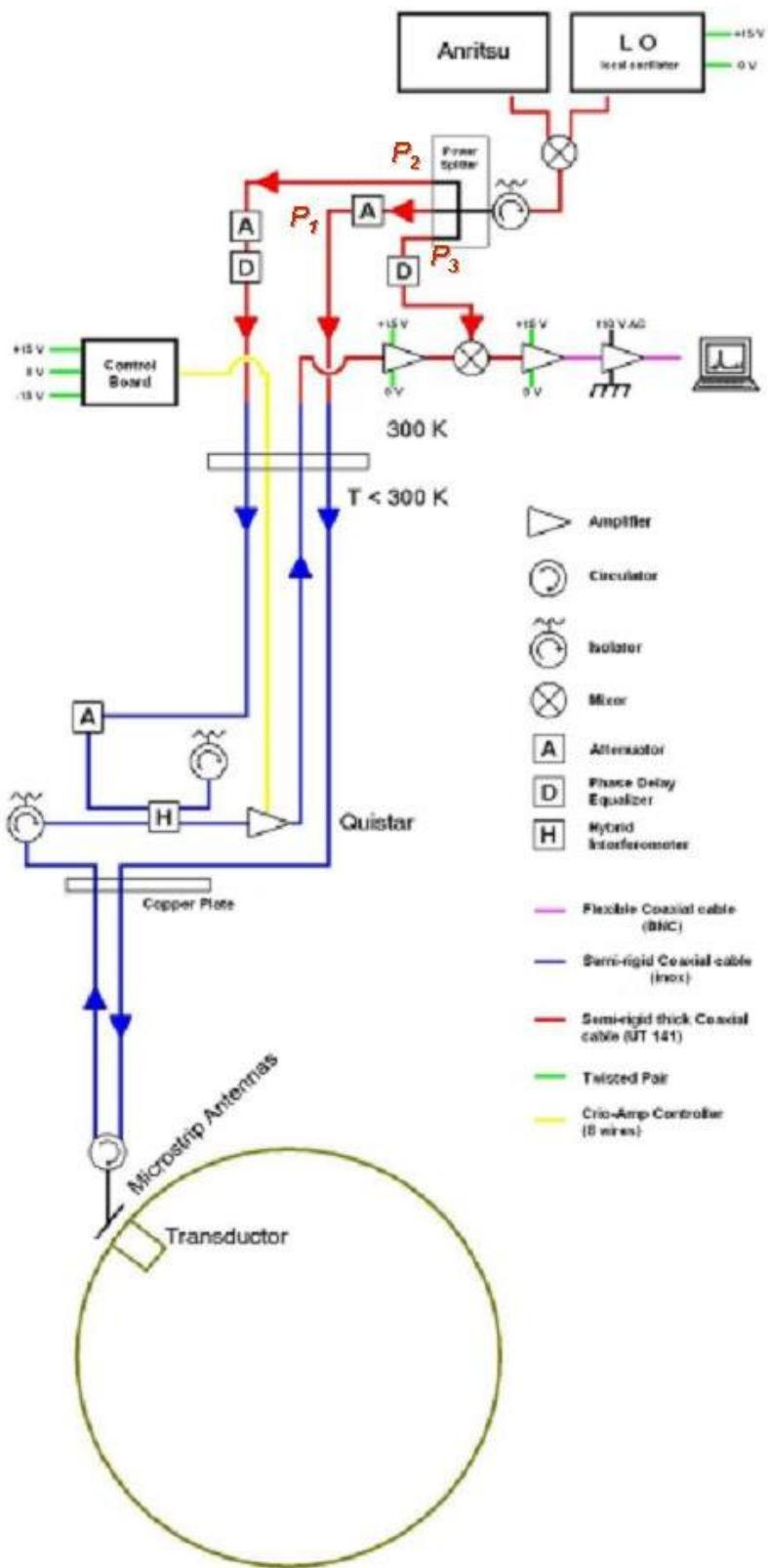


Figura 3.6 – Vista esquemática do sistema antena-transdutor utilizado no detector *Mario Schenberg*. FONTE: Aguiar *et al.* (2008).

De acordo com a Figura 3.6, o sinal modulado pela cavidade ressonante (bandas laterais e portadoras) segue para um *circulador*, de onde é direcionado para o amplificador criogênico.

Os amplificadores de baixos ruídos disponíveis no mercado na faixa de microondas (amplificadores HEMT's – *High Electron Mobility Transistors*) apresentam baixos níveis de ruído somente com potências muito baixas para o sinal de entrada ($<-80\text{ dBm}$ ou $<10^{-11}\text{W}$). Deste modo, para manter o amplificador funcionando com seu nível de ruído mínimo, é feita a supressão da portadora, por interferometria destrutiva, utilizando-se a segunda parte do sinal inicialmente dividido (componente P_2) (Ivanov *et al.*, 1993; Ribeiro *et al.*, 2004; Ivanov e Tobar, 2001; Tobar, 2000). Para reduzir (de $300K$ para $3K$) a temperatura efetiva de ruído da componente P_2 na supressão da portadora, utiliza-se um atenuador de $20dB$ na região criogênica do detector, de modo que a análise do sinal possa ser feita em temperatura ambiente.

O sinal proveniente do amplificador criogênico passa por um estágio de amplificação de microondas a $300K$ (temperatura ambiente), cuja saída é direcionada para um *mixer* no qual é feita a demodulação do sinal utilizando-se a componente P_3 . Desta forma, o sinal resultante carregará somente a informação modulada pela cavidade ressonante (acoplada mecanicamente à esfera), e deve, em princípio, ser composto por ruído e excitação da radiação gravitacional. Este sinal é analisado em busca da presença de OG's (Blair *et al.*, 1995).

3.5.3 FONTES DE RUÍDOS E A SENSIBILIDADE DO DETECTOR MARIO SCHENBERG

Nos transdutores paramétricos, a freqüência de operação pode ser escolhida de forma a obter um ótimo desempenho utilizando melhores *bombas* e amplificadores. Entretanto, estes transdutores são limitados pelo ruído de fase das *bombas* (cujos sinais devem ter níveis muito baixos de ruídos de amplitude e fase), pela dificuldade de ajuste da freqüência da *bomba* à freqüência de ressonância da cavidade e pelo ruído nos amplificadores. A solução deste problema requer o desenvolvimento de novos osciladores em freqüências de microondas com baixos níveis de ruídos de fase e amplitude.

No detector *Mario Schenberg*, o ruído de fase dos osciladores utilizados para

alimentarem os transdutores paramétricos é um dos principais limitantes da sensibilidade do sistema. Esta fonte de ruído é causada pela falta de coerência do sinal no domínio do tempo, ou instabilidades do sinal no domínio das freqüências. A Figura 3.7 mostra como um sinal de um oscilador não-ideal, com flutuações (ruídos) de fase e amplitude, seria observado no domínio tempo.

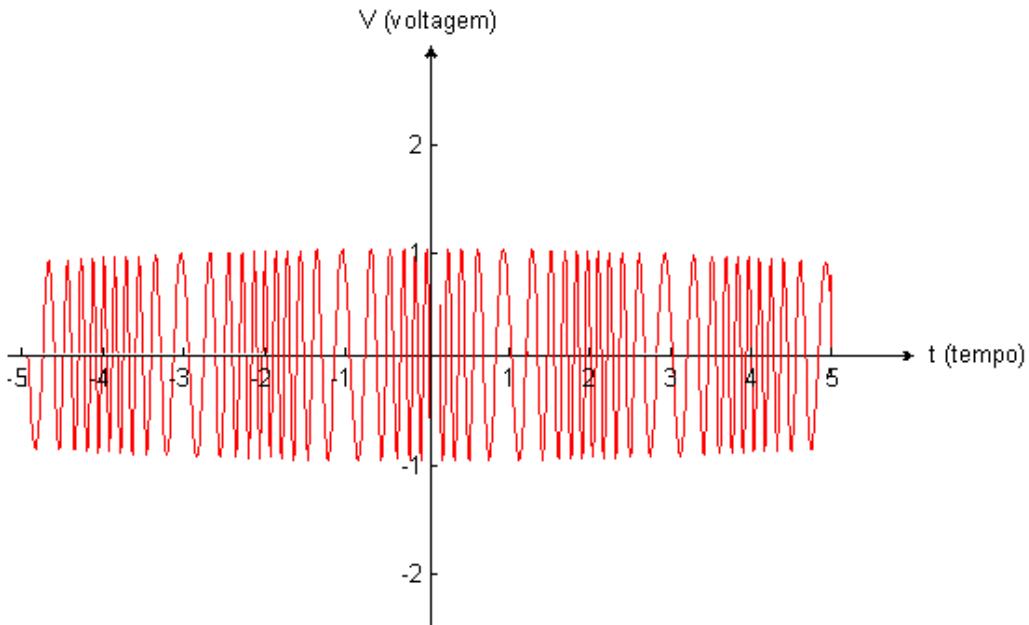


Figura 3.7 – Representação das flutuações de amplitude e fase de um oscilador, no domínio do tempo. FONTE: Andrade (2004).

Em geral, o sinal de um oscilador pode ser representado por (Ivanov e Tobar, 2001):

$$V(t) = V_0 [1 + \alpha(t)] \cos[\omega_0 t + \phi(t)] \quad (3.6)$$

Onde $V(t)$ é amplitude instantânea; V_0 é a amplitude média (nominal) do pico do sinal com flutuações de amplitude e fase $\alpha(t)$ e $\phi(t)$, respectivamente; sendo $\omega_0 [\text{rad} / \text{s}] = 2\pi f_0 [\text{Hz}]$ a freqüência angular.

A freqüência angular instantânea e a amplitude instantânea do oscilador podem ser escritas como:

$$\omega_{inst} = \frac{\omega_0 t + \phi(t)}{dt} \quad (3.7)$$

$$V(t) = V_0 [1 + \alpha(t)] \quad (3.8)$$

E, a estabilidade em freqüência pode ser relacionada com as flutuações de fase da seguinte forma:

$$\omega(t) = \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (3.9)$$

A estabilidade na freqüência de osciladores eletromagnéticos é dividida em termos de longa e curta estabilidade. Termos de longa estabilidade descrevem as variações que ocorrem em períodos de tempo da ordem de horas, dias, meses e até mesmo anos. Estes sinais espúrios são provenientes de flutuações na freqüência da rede de alimentação, variação de temperatura e pressão, vibrações ou a combinação de todos. Eles são determinísticos, podendo ser filtrados e/ou vetados (Duffild, 1989). Termos de curta estabilidade, provenientes de flutuações rápidas e aleatórias na amplitude e fase do sinal, ocorrem em períodos de tempo inferiores a alguns segundos. Estas flutuações são causadas por ruídos aleatórios, tais como: térmicos, *shot e flicker*.

Por questões práticas é preferível analisar o desempenho do sinal de um oscilador no domínio das freqüências. No domínio freqüência, o sinal apresentado na Figura 3.7 seria analisado em termos da densidade espectral das flutuações de amplitude e fase do sinal $S_{\alpha,\phi}(f)$. Conforme mostrado na Figura 3.8, os ruídos de amplitude e fase são modulados em torno da portadora, formando bandas laterais ou *sidebands* moduladas ao redor da portadora f_0 .

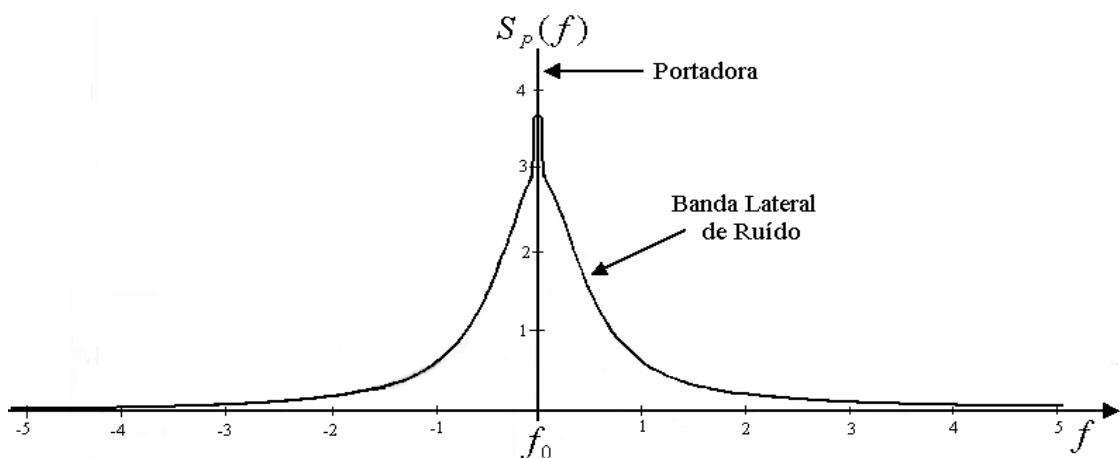


Figura 3.8 – Densidade espectral de potência das bandas laterais do ruído numa portadora de freqüência f_0 em função da freqüência de Fourier f .

FONTE: Andrade (2004).

Ivanov e Tobar (2001) mostraram que é possível descrever a flutuação na tensão, sendo o espectro de potência do sinal do oscilador para freqüências à direita da portadora ($f > f_0$), representado por:

$$S_p(f) \equiv \frac{U^2}{2} \left[\pi\delta(f - f_0) + \frac{1}{2}S_\alpha(f - f_0) + \frac{1}{2}S_\phi(f - f_0) \right] \quad (3.10)$$

Onde δ representa a portadora; $U(V/\sqrt{Hz})$ é a amplitude máxima da tensão do oscilador; e, S_α e S_ϕ , representam a densidade espectral dos ruídos de amplitude e fase, respectivamente.

Também é comum expressar o ruído total, partindo desde freqüências negativas (a esquerda de f_0) até as freqüências positivas (à direita da portadora), formando duas bandas laterais de ruído, e conhecido como ruído de *double sideband*. Cada banda lateral de ruído tem um espectro de potência igual ao da Equação (3.10).

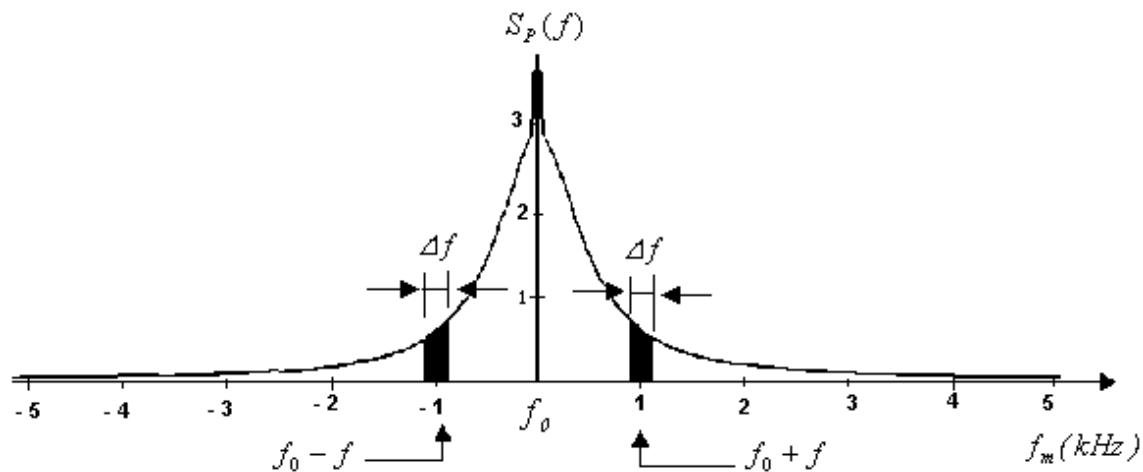


Figura 3.9 – Espectro de potência numa portadora de freqüência f_0 e das bandas laterais de ruído em função da freqüência de Fourier f . FONTE: Andrade (2004).

As flutuações em amplitude e fase do oscilador geralmente modulam a portadora com uma fração de fase (ou amplitude) constante, independentemente da potência da portadora. Desta forma, se o sinal aumenta, a banda lateral de ruído de fase (ou amplitude) cresce numa relação sinal/ruído constante. Esta é a forma mais prática de caracterizar o ruído da portadora por uma taxa de potência constante. Analisando a

Figura 3.9, percebe-se que o espectro de potência é dependente da freqüência e/ou da largura de banda, sobre a qual a medição foi feita. Portanto, é impossível comparar diretamente resultados obtidos em diferentes larguras de bandas. O conceito de densidade espectral é útil por permitir a normalização de todo o espectro em relação a uma largura de banda específica, o qual é usualmente dado por Hz^{-1} .

Para a maioria dos osciladores, a intensidade da flutuação de fase é, geralmente, muito maior que a flutuação de amplitude no domínio das freqüências no espectro de Fourier, ao redor da portadora ($S_\phi(f) \gg S_\alpha(f)$), ou seja, a maior parte do ruído é devido às flutuações de fase. Portanto, minimizando-se o ruído de fase, o ruído de amplitude será minimizado (Duffild, 1989; Lee *et al.*, 2000). As unidades da densidade espectral de ruído de fase, $S_\phi(f)$, são $[\text{rad}^2 / \text{Hz}]$, enquanto o ruído de amplitude, $S_\alpha(f)$, é dado em relação à amplitude ao quadrado por $\text{Hz} [1/\text{Hz}]$.

O ruído de fase de um oscilador pode ser expresso em termos das bandas laterais de ruído, da seguinte forma (Ivanov *et al.*, 1998):

$$S_\phi(f) = S_{\Delta\phi} \left[1 + \left(\frac{f_0}{2Q_L f} \right)^2 \right] \quad (3.11)$$

Onde f_0 é a freqüência de ressonância da cavidade ressonante; β_1 e β_2 são os fatores de acoplamento das duas portas do ressonador; Q_0 e $Q_L = Q_0[1 + \beta_1 + \beta_2]$ são, respectivamente, os fatores de qualidade não-carregado e carregado do ressonador; $\Delta f_{0.5} = f_0/2Q_L$ é a largura, a meia altura, da banda de ressonância do ressonador; e, $S_{\Delta\phi}$ é o ruído gerado pelo amplificador, dado por (Ivanov e Tobar, 2001; Beurle, 1956; Leeson, 1966):

$$S_{\Delta\phi} = \frac{b}{f} + \frac{Fk_B T}{P_S} \quad (3.12)$$

Onde F é a figura de ruído do amplificador, T é a temperatura termodinâmica, k_B é a constante de Boltzmann, P_S é a potência na entrada do amplificador e b é o valor da componente de ruído *flicker*, em 1Hz .

A freqüência na qual as componentes de ruído *flicker* e *branco*² se equivalem é denominada como *flicker corner* (Tobar, 1999).

De acordo com a equação (3.11), observa-se que o ruído de fase do circuito é dominado pelo ruído do amplificador e pelo fator de qualidade do ressonador. Desta forma, para obter um baixo ruído de fase torna-se necessário que o amplificador possua baixo ruído e, também, que o ressonador possua o maior fator de qualidade possível. Outros fatores mencionados na seção anterior (como a variação de temperatura e pressão) também afetam a estabilidade da freqüência de operação do circuito.

Além do ruído de fase dos osciladores utilizados para alimentarem os transdutores paramétricos, outras fontes de ruídos de natureza eletrônica (ruídos de série e *back-action*) contribuem para a degradação da sensibilidade do detector *Mario Schenberg*.

Tobar *et al.* (2000) mostraram que a potência injetada na *bomba* (oscilador) utilizada para ativar os transdutores paramétricos do tipo cavidade reentrante contribui para o ruído de *back-action* do oscilador e ruído de série eletrônico total do sistema de medidas. Considerando-se que, no transdutor, as impedâncias de entrada estejam casadas com as flutuações das forças incidentes na massa ressonante, os ruídos de *back-action* e de série eletrônico total, devido à temperatura de ruído efetiva do sistema de leitura, serão dados, respectivamente, por:

$$S_{ba}(f) = \frac{P_{inc}^2}{2\Omega_0^2} \left(\frac{2Q_e}{f_0} \frac{df}{dx} \right)^2 S_{am} [N^2 / Hz] \quad (3.13)$$

$$S_s(f) = \frac{T_{amp}(f)k_B}{P_{inc}} \left(\frac{2Q_e}{f_0} \frac{df}{dx} \right)^{-2} [m^2 / Hz] \quad (3.14)$$

Onde P_{inc} é a potência incidente da *bomba* na cavidade; df / dx é a taxa de mudança da freqüência ressonante do transdutor em relação ao deslocamento; Q_e é o fator de qualidade elétrico da cavidade do transdutor; $\Omega_0 = 2\pi f_o$ é a freqüência da *bomba*; S_{am}

² Ruído *branco* é um termo utilizado para definir flutuações cujas densidades espetrais independem da freqüência de Fourier como, por exemplo, o ruído térmico (ou *Nyquist*), que pode ser minimizado pelo resfriamento ou pela diminuição das perdas ao longo de uma linha de transmissão em microondas. O ruído *Shot*, causado por flutuações da corrente elétrica em semicondutores, também pode ser considerado como *branco* para freqüências de Fourier acima de 10^5 Hz. Entretanto, em baixas freqüências, um excesso de ruído está presente sendo chamado de ruído *flicker* ou ruído *1/f* devido à dependência da sua densidade espectral com a freqüência de Fourier.

é a densidade espectral da componente de ruído de amplitude; e, $T_{amp}(f)$ é a temperatura de ruído do primeiro amplificador de microondas no sistema de leitura. De acordo com as equações (3.13) e (3.14), reduzindo-se P_{inc} e aumentando-se Q_e , o ruído devido a S_s será reduzido à custa de um aumento no ruído devido ao efeito de *back-action* causado por S_{am} .

3.5.4 REQUISITOS BÁSICOS DE UM OSCILADOR APLICADO AO DETECTOR MARIO SCHENBERG

A Figura 3.10 ilustra como é feita a operação de transdutância entre a antena e os transdutores paramétricos do detector *Mario Schenberg*. O sinal eletromagnético em $f_0 \approx 10GHz$, produzido pelo oscilador, será modulado por sinais mecânicos dentro de uma banda de freqüência de $\Delta f \approx 400Hz$, centrado na freqüência de *offset* de $\pm 3,2kHz$, produzindo bandas laterais de modulação do sinal. Caso o ruído de fase destas bandas laterais numa freqüência de $\pm 3,2kHz$ seja maior do que o sinal dentro da banda de operação do detector, não será possível determinar a origem do sinal medido, ou seja, se foi causado por vibrações mecânicas na antena devido a incidência de OG's ou pelas bandas laterais de ruído de fase do próprio oscilador.

Pelo exposto acima, para obter uma boa relação sinal/ruído, os osciladores de microondas utilizados em detectores de ondas gravitacionais devem satisfazer alguns requisitos básicos descritos a seguir (Ivanov *et al.*, 1995, 1996, 1998).

Estudos preliminares sugerem que um oscilador com ruído de fase de $-160 dBc / Hz @ \pm 1 kHz$ seria suficiente para atingir o limite quântico de sensibilidade para o detector NIOBE da “University of Western Australia” (UWA) (Linthorne *et al.*, 1994; Solomonson, 1994). Estendendo esse estudo ao detector *Mario Schenberg*, espera-se que utilizando osciladores com ruído de fase de $-145 dBc / Hz @ \pm 3,2 kHz$ possa ser atingindo o limite quântico em sensibilidade (Aguiar *et al.*, 2004).

Para manter o detector *Mario Schenberg* operacional é necessário, no mínimo, $-100 dBc / Hz @ 3,2 kHz$. Os osciladores desenvolvidos pelo grupo do INPE atingiram ruídos de fase desta ordem, utilizando-se cavidades ressonantes com $Q_e \approx 10^4$ (Andrade, 2004).

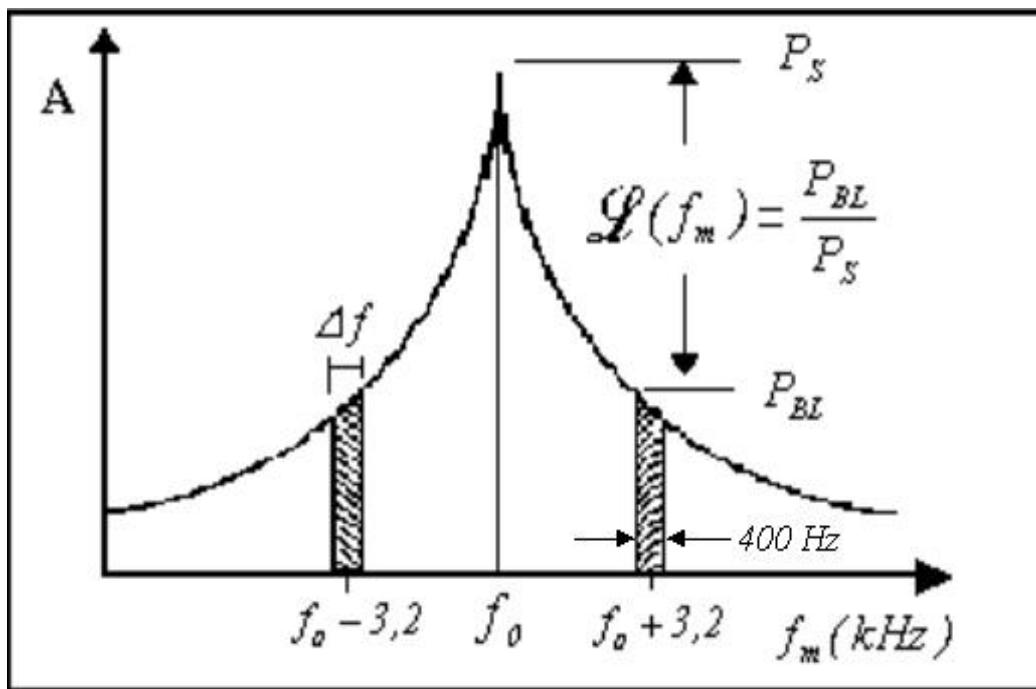


Figura 3.10 – Modulação do sinal eletromagnético $f_0 \approx 10 \text{ GHz}$, por um sinal mecânico numa banda de freqüência de 400 Hz centrada na freqüência de *offset* de $\pm 3,2 \text{ kHz}$, onde $\mathcal{L}(f)$ é a banda lateral de ruído de fase em relação à portadora por Hz, P_{BL} é a densidade de potência numa banda lateral de modulação de fase e P_s é a potência total do sinal. FONTE: Andrade (2004).

Na Figura 3.11 é mostrada a curva de sensibilidade para o detector *Mario Schenberg*, obtida com os seguintes valores: $T = 4K$ (temperatura termodinâmica); $f_{osc} = 10 \text{ GHz}$ (freqüência da *bomba*); $\beta = 1$ (coeficiente de acoplamento eletro-mecânico); $P_{inc} = 10 \mu W$ (potência incidente); $Tamp = 10K$ (temperatura de ruído do amplificador); $Q_e = 1,0 \times 10^4$ (fator de qualidade elétrico da cavidade klystron); $df/dx = 3 \times 10^{14} \text{ Hz/m}$ (deslocamento em freqüência); $S_{pm} = -100 \text{ dBc/Hz}$ @ $3,2 \text{ kHz}$ (ruído de fase do oscilador); e, $S_{am} = -115 \text{ dBc/Hz}$ @ $3,2 \text{ kHz}$ (ruído de amplitude).

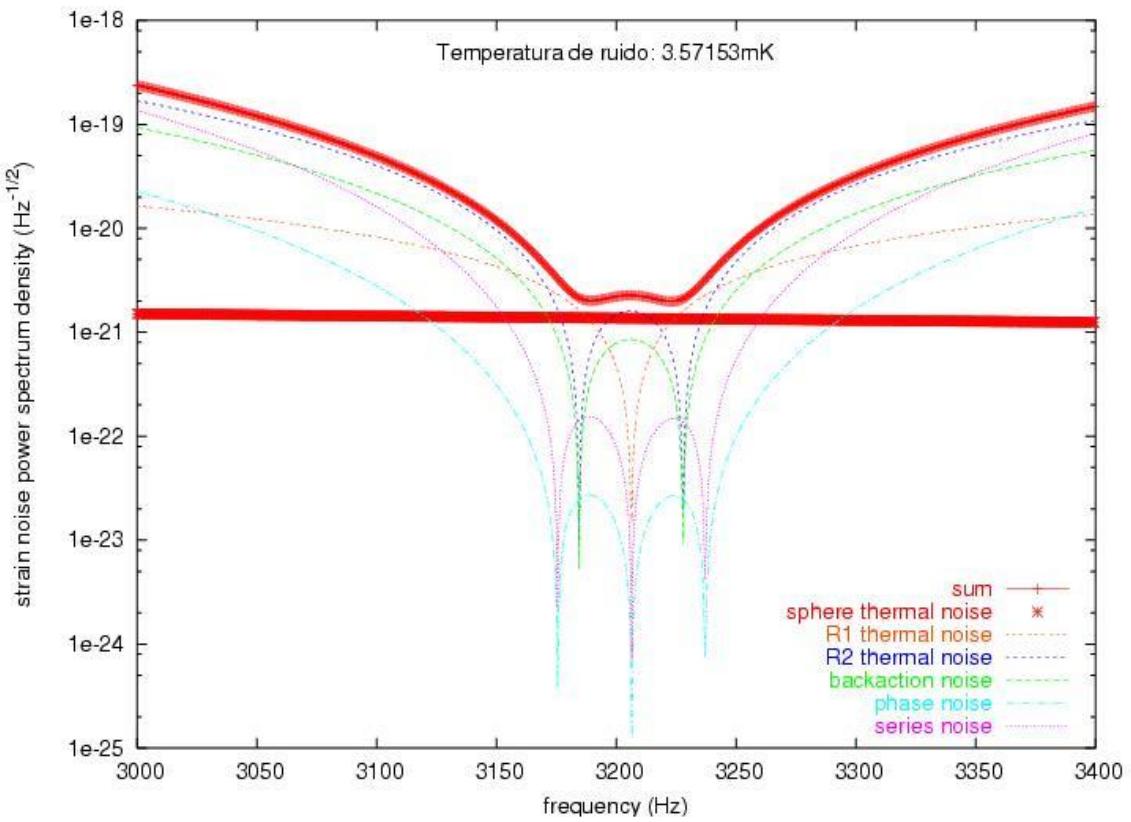


Figura 3.11 – Curva de sensibilidade para o detector *Mario Schenberg*. FONTE: Andrade (2004).

Portanto, para atingir o limite quântico em sensibilidade, foi desenvolvida uma nova *bomba* elétrica a partir daquela desenvolvida no CETUC/PUC-Rio (Andrade, 2004), de forma a apresentar um ruído próximo de $-145 \text{ dBc} / \text{Hz}$ @ $3,2 \text{ kHz}$. Para isto, foram utilizadas cavidades cilíndricas de Cobre e ressonadores de Safira resfriados a 77K. No Capítulo 6 é apresentada a descrição experimental deste trabalho. Com essas novas cavidades e ressonadores, obteve-se $Q_e \approx 5 \times 10^6$, o que, de acordo com as equações (3.9) e (3.10), poderá representar uma redução no ruído de fase da ordem de 54dB (caso sejam utilizados amplificadores com ultra-baixos ruídos de fase), atingindo-se o limite quântico em sensibilidade.

O ruído em amplitude (geralmente, sempre melhor que o ruído de fase dos osciladores de microondas) inferior a $\approx -160 \text{ dBc} / \text{Hz}$ @ $3,2 \text{ kHz}$ seria necessário para atingir o limite quântico. Para os osciladores atualmente em desenvolvimento pelo grupo do INPE, este ruído não foi medido até o presente momento.

Os osciladores desenvolvidos para o detector *Mario Schenberg* operam com potência de saída da ordem de $10mW$, sendo necessário cerca de $10\mu W$ para cada um dos nove transdutores a serem utilizados. No futuro, para obter o limite quântico serão necessárias potências de alguns nW por transdutor, de forma a reduzir os ruídos de série e de *back-action*. Uma possível solução para este problema pode ser obtida alterando-se a forma com que o sinal é extraído da cavidade reentrante. Atualmente, obtém-se o sinal modulado por reflexão, ou seja, utiliza-se a mesma porta para entrada e saída deste sinal. Futuramente, pretende-se utilizar uma segunda porta (na própria cavidade reentrante) para retirada do sinal modulado, isto sendo feito por transmissão. No Capítulo 5 são apresentados e discutidos os resultados de medidas de Q 's elétricos, nas cavidades klystron, realizadas por reflexão e transmissão.

Outro fator que deve ser considerado no desenvolvimento de osciladores operando em $10GHz$, com baixo ruído de fase, e cujo circuito eletrônico possua Q_e 's $\approx 5 \times 10^6$, é o controle do passo em freqüência a ser ajustado. Para estes osciladores, a largura de banda seria da ordem de $2kHz$ ($\Delta f = f_0/Q$). Entretanto, as regiões central e a direita desta banda (onde a freqüência da *bomba* está acima da ressonância elétrica) são instáveis, devendo ser descartadas para operação do transdutor. Estas instabilidades ocorrem porque, nestas regiões, mais potência é extraída pela banda lateral mais baixa do que pela mais alta, ou seja, a potência líquida é injetada na antena (ver Secção 4.1.2). Isto pode produzir instabilidade paramétrica na qual o transdutor provoca oscilações na antena se a potência injetada na mesma exceder as perdas acústicas. Assim, apenas uma faixa de passagem ($\approx 1kHz$) à esquerda da região central da banda deve ser considerada, sendo que somente $\approx 25\%$ desta região ($\approx 250Hz$) deva, efetivamente, ser utilizada pelos transdutores. Portanto, o passo em freqüência a ser ajustado deve ser compatível com esta largura de banda efetiva, ou seja, devem-se considerar passos da ordem de Hz para ajuste de freqüência do oscilador.

No caso do detector *Mario Schenberg*, o fator-Q atual é da ordem de $Q \approx 10^4$ (Andrade, 2004) e, portanto, para uma freqüência de $10GHz$, a largura de banda é da ordem de $1MHz$, estando a largura de banda efetiva em torno de $0,25(1MHz/2) \approx 250kHz$. Neste

caso, o ajuste fino em freqüência é feito utilizando-se uma fonte comercial de microondas, com baixo ruído de fase (*Anritsu*), conforme discutido na seção 3.5.2.

Além do controle do passo em freqüência dos osciladores a serem desenvolvidos para o detector *Mario Schenberg*, outro fator que deve ser considerado é a estabilidade em freqüência do mesmo. Esta estabilidade depende de vários fatores, entre eles podem-se citar as mudanças na freqüência natural da cavidade e no potencial aplicado ao circuito (Ginzton, 1957).

A freqüência natural do circuito pode ser alterada por expansão térmica das suas partes, ocasionando variações no comprimento do *loop* do oscilador, por alterações na umidade e pressão do ar, ou por vibrações mecânicas ou acústicas. Geralmente, os osciladores possuem instabilidades nas suas freqüências em torno de 1-3kHz por dia, ocasionadas, principalmente, por variações de temperatura (alterando o comprimento do *loop* do oscilador) e vibrações de todos os tipos no laboratório. Além disso, mudanças na tensão de alimentação também podem provocar variações na freqüência de oscilação do circuito.

Para os atuais transdutores utilizados no detector *Mario Schenberg*, as instabilidades em freqüência dos osciladores não representam problemas devido ao fato da largura de banda dos mesmos ser da ordem de 1MHz. Entretanto, para os novos osciladores desenvolvidos (ver Capítulo 6), cuja largura de banda efetiva será da ordem de 1kHz, tais instabilidades poderão ultrapassar a largura de banda, sendo necessária a redução das mesmas.

As instabilidades nos osciladores podem ser minimizadas através de “aterramento térmico” dos mesmos, mantendo-os numa temperatura fixa (por exemplo, na temperatura do Nitrogênio líquido – 77K), e através da utilização de mesas *anti-vibratórias*. Estas mesas já se encontram em fase de desenvolvimento e, medidas recentes (Andrade, 2004), indicam uma redução da ordem de 10dB no ruído de fase (Figura 3.12).

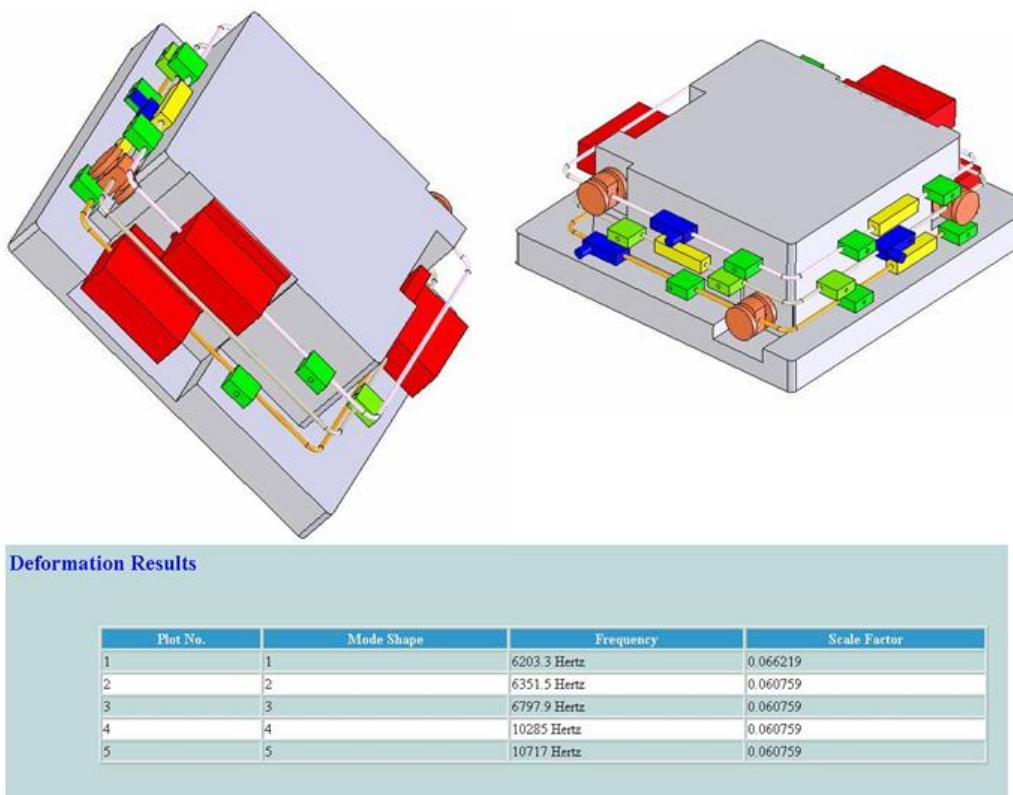


Figura 3.12 – Sistema de isolamento vibracional para os osciladores utilizados no detector *Mario Schenberg*. FONTE: Andrade (2004).

As mudanças na tensão aplicada ao circuito também podem ser minimizadas através de uso de eletrônica de estabilização e escolha de componentes que apresentem o menor ruído possível.

O próximo capítulo trás uma descrição do princípio de funcionamento dos transdutores paramétricos do tipo cavidade reentrante, sendo apresentado o projeto da segunda geração de transdutores que serão utilizados no detector *Mario Schenberg*. São descritos os processos de usinagem para a confecção dos corpos dos transdutores (molas de fixação e cavidades reentrantes), e apresentados os resultados obtidos na sua construção. Também é apresentado o projeto das membranas ressoantes (com massas finais de 10mg) que fecham as cavidades klystron; sendo feita uma discussão sobre as limitações tecnológicas para a fabricação das mesmas, e o porquê da sua fabricação a partir de lâminas de Silício.

CAPÍTULO 4

O TRANSDUTOR PARAMÉTRICO UTILIZADO NO DETECTOR MARIO SCHENBERG

Os transdutores paramétricos empregados em detectores de OG's convertem vibrações mecânicas em sinais elétricos, onde o sinal é amplificado pelo ganho paramétrico intrínseco. Tais transdutores são *bombeados* com sinal AC e utilizam a variação de um parâmetro do circuito que relaciona, de forma não linear, uma variável mecânica com uma variável elétrica (Aguiar, 1990; Blair, 1991). Deseja-se que a maior quantidade possível da energia de uma OG incidente na massa ressonante seja transferida para o transdutor, que por isso, deverá ser sintonizado próximo às freqüências de ressonâncias da esfera (modos quadripolares).

O tipo de transdutor paramétrico empregado no detector *Mario Schenberg* foi desenvolvido a partir do sistema de transdução utilizado no detector NIOBÈ localizado na “University of Western Australia” (UWA) (Linthorne e Blair, 1992; Tobar e Blair, 1995; Tobar *et al.*, 2000; Aguiar *et al.*, 2004). Este capítulo descreve o princípio de funcionamento destes transdutores, sendo apresentado o projeto da segunda geração de transdutores a ser utilizado no detector *Mario Schenberg*. São descritos a metodologia adotada e os processos de usinagem utilizados, sendo apresentados os resultados obtidos na construção dos novos transdutores paramétricos.

4.1 PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO DOS TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS

A operação básica de um transdutor paramétrico é mostrada na Figura 4.1. As vibrações da antena (ω_a) modulam a freqüência de um circuito ressonante, o qual, por sua vez, modula o sinal da *bomba* (oscilador) (ω_p) produzindo bandas laterais deslocadas pela freqüência de oscilação da antena, $\omega_+ = \omega_p + \omega_a$ e $\omega_- = \omega_p - \omega_a$. A modulação da *bomba* é amplificada utilizando, como referência, parte do seu sinal original (Tobar, 2000).

Todos os transdutores paramétricos em desenvolvimento operam modulando a capacitância de um circuito ressonante com alto Q_e e, geralmente, utilizam cavidades (reentrantes ou capacitivamente carregada) ressonantes em alta freqüência, combinadas com amplificadores de alta freqüência com baixo ruído. No circuito representado na Figura 4.1, M_a representa a massa efetiva da antena; $k_a = M_a \omega_a^2$ e $H_a = M_a \omega_a^2 / Q_a$ representam, respectivamente, a constante de mola e o fator de amortecimento da massa efetiva da antena; e, C , L e R são determinados pela geometria, freqüência de ressonância e Q_e do transdutor.

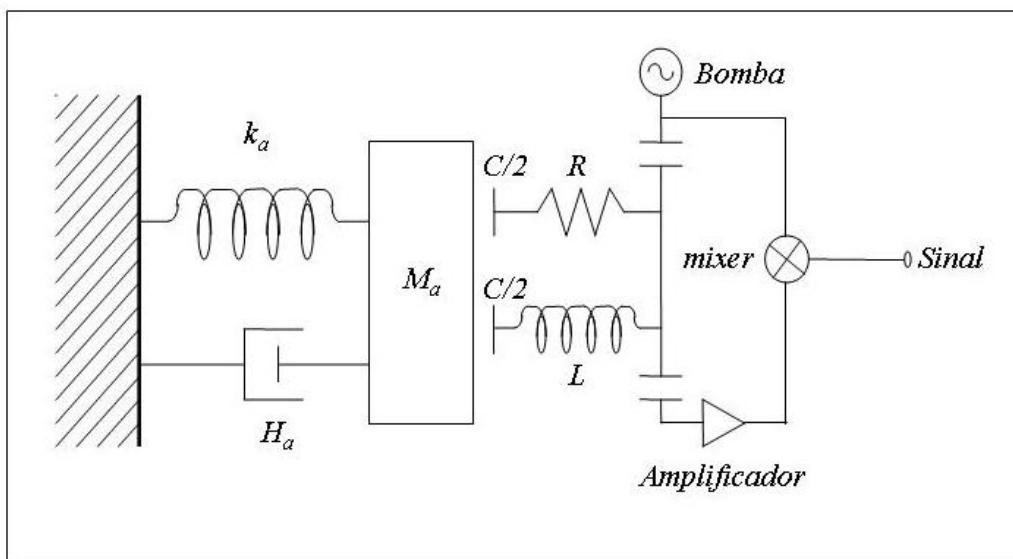


Figura 4.1 - Modelo simplificado de uma antena do tipo massa ressonante com um transdutor paramétrico. FONTE: Ribeiro (2003).

De acordo com as equações de Manley-Rowe (Blair, 1991), as potências produzidas em diferentes freqüências no circuito ressonante mostrado na Figura 4.1 (reatânciam não-linear sem perdas) podem ser relacionadas por:

$$\begin{cases} \frac{P_a}{\omega_a} + \frac{P_+}{\omega_+} - \frac{P_-}{\omega_-} = 0 \\ \frac{P_p}{\omega_p} + \frac{P_+}{\omega_+} + \frac{P_-}{\omega_-} = 0 \end{cases} \quad (4.1)$$

Onde P_a , P_p , P_+ e P_- são as potências produzidas, respectivamente, nas freqüências ω_a , ω_p , $\omega_+ = \omega_p + \omega_a$ e $\omega_- = \omega_p - \omega_a$.

A partir das Equações (4.1), observa-se que:

- (i) Se $P_+/\omega_+ < P_-/\omega_- \Rightarrow P_a/\omega_a > 0$, ou seja, se mais potência é extraída pela banda lateral mais baixa (com freqüência $\omega_- = \omega_p - \omega_a$) do que pela mais alta (com freqüência $\omega_+ = \omega_p + \omega_a$), então será introduzida potência na antena. Desta forma, se a potência injetada exceder as perdas acústicas do sistema ressonante, instabilidades paramétricas serão produzidas fazendo com que o transdutor provoque oscilações na antena (ruído de *back-action*);
- (ii) Se $P_+/\omega_+ > P_-/\omega_- \Rightarrow P_a/\omega_a < 0$, ou seja, se a freqüência da *bomba* estiver abaixo da freqüência de ressonância mecânica da antena, esta perderá potência. Nesta configuração, com a antena resfriada (baixa temperatura termodinâmica) e acoplada parametricamente ao sinal elétrico do transdutor, haverá uma redução do ruído elétrico em torno da freqüência de ressonância mecânica.

O ganho de potência do transdutor, em ambos os casos citados acima, será dado por:

$$G_{par} = \frac{\omega_p}{\omega_a} \quad (4.2)$$

4.2 CAVIDADES RESSONANTES E FATOR DE QUALIDADE

Cavidades ressonantes supercondutoras podem ser utilizadas em transdutores para antenas de OG's. Oelfke e Hamilton (1983) descreveram como é feito o tratamento de cavidades reentrantes supercondutoras para medidas físicas. Tsubono *et al.* (1977; 1996) realizaram testes com as mesmas em transdutores eletromecânicos, sendo que os resultados mais expressivos foram obtidos pelo grupo de OG's da UWA, utilizando cavidades reentrantes abertas, feitas de Nióbio e mantidas a 4K, durante a operação do detector Niobè (Linthorne, 1991; Linthorne, e Blair, 1992; Tobar *et al.*, 1993).

As cavidades reentrantes (klystron) utilizadas nos transdutores paramétricos do detector *Mario Schenberg* possuem formato cilíndrico, com um poste cônicocentral, sendo fechadas por uma membrana. Desta forma, mantém-se um espaçamento (*gap*) entre o cone central e a parede superior da cavidade (membrana), que será um dos parâmetros principais para determinação da freqüência de ressonância da cavidade.

A Figura 4.2 mostra uma representação esquemática da cavidade klystron utilizada no sistema de transdução paramétrica do detector *Mario Schenberg*, onde $R_0 = 0,5\text{mm}$ é o raio do topo do poste cônico central, $R_1 = 1,5\text{mm}$ é o raio da base do poste cônico central, $R_2 = 7,5\text{mm}$ é o raio externo da cavidade, $\lambda \approx 1,45\text{mm}$ é a profundidade da cavidade e $\lambda' \approx 1,40\text{mm}$ é a altura do poste cônico central.

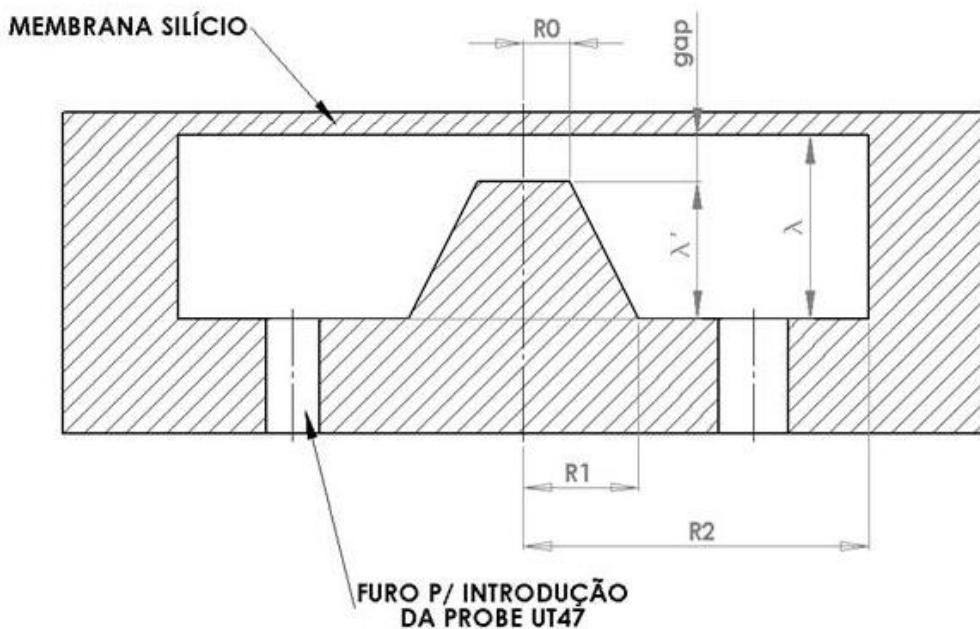


Figura 4.2 – Representação esquemática da cavidade klystron utilizada no sistema de transdução paramétrica.

As dimensões da cavidade klystron foram obtidas de forma que somente os modos ressonantes *TEM* fossem permitidos. Para isto, dimensionou-se a cavidade com profundidade $\lambda \ll \lambda_0 / 4$ (sendo λ_0 o comprimento de onda correspondente à freqüência do modo) e raio externo $R_2 < \lambda_0 / 3,41$, impedindo a existência dos modos *TE* e *TM* (Turner, 1995). Desta forma, na ressonância, as configurações de campo consistem, predominantemente, de um campo magnético ao redor do poste central e de um campo elétrico entre o topo do poste e a tampa superior.

Como mostrado na Figura 4.1, a cavidade klystron pode ser considerada um ressonador do tipo *RLC*, onde a capacitância é determinada pelo *gap* (entre um poste cônico central e a membrana) e a indutância pelo campo magnético que envolve o poste central. A

Figura 4.3 mostra a configuração de campo para o modo TEM₀₁ de uma cavidade klystron.

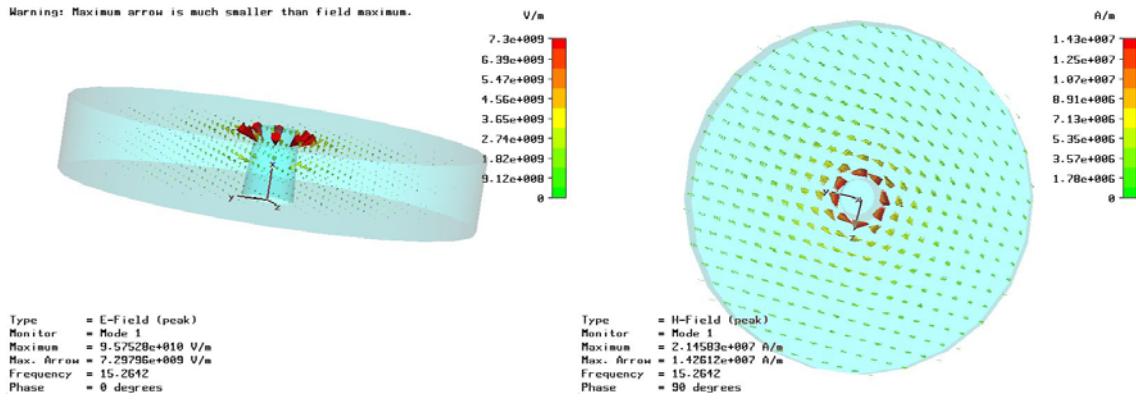


Figura 4.3 – Configuração para o modo TEM01 de uma cavidade klystron (imagens feitas utilizando-se o software CST Microwave Studio). FONTE: Ribeiro (2003).

O fator-Q é um parâmetro importante na caracterização das cavidades ressonantes, designando a seletividade e o desempenho de um circuito ressonante, e sendo proporcional a razão entre a energia armazenada e a energia perdida, por ciclo:

$$Q = 2\pi \left(\frac{\text{Energia Armazenada}}{\text{Energia Dissipada por ciclo}} \right) = 2\pi f_0 \left(\frac{\text{Energia Armazenada}}{\text{Potencia Dissipada}} \right) = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (4.3)$$

Conforme mostrado na Equação (4.3), o fator-Q também pode ser definido como a razão entre a freqüência de ressonância do sistema (f_0) e a largura de banda passante (Δf) no ponto de meia potência. A freqüência de ressonância é dada por:

$$f_0 = \frac{k_0}{2\pi} \quad (4.4)$$

Onde $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ é o número de onda na condição de ressonância, e depende da geometria da cavidade e do modo de excitação.

O fator carregado (Q_C) inclui as perdas interna e externa do sistema acoplamento-cavidade, as quais estão relacionadas da seguinte forma:

$$\frac{1}{Q_C} = \frac{1}{Q_{ext}} + \frac{1}{Q_0} \quad (4.5)$$

Onde Q_{ext} é o fator de qualidade externo, que considera as perdas externas devido ao acoplamento dos campos do ressonador com a linha externa, sendo proporcional a razão entre a potência da linha externa (P_{ext}) e a energia armazenada no ressonador (W_0):

$$Q_{ext} = \frac{2\pi f_0 W_0}{P_{ext}} \quad (4.6)$$

Para ressonadores acoplados às linhas externas, o fator de qualidade externo é determinado pela distância das sondas. Quanto menor for esta distância, maior será o acoplamento e, consequentemente, maior será o fator externo.

O fator de qualidade descarregado (Q_0), definido para fontes de dissipação no interior da cavidade, pode ser expresso por (Mann, 1982):

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_r} + \frac{1}{Q_m} \quad (4.7)$$

Onde Q_d , Q_m e Q_r estão relacionados, respectivamente, às perdas dielétricas, magnéticas e radiativas. A perda no dielétrico será dada por:

$$Q_d = Kx_0 = \frac{x_0}{2t\varepsilon_f \tan \delta} \quad (4.8)$$

Onde t é a espessura do filme contaminante (óxido) em cada face do *gap*, com constante dielétrica ε_f e tangente de perda $\tan \delta$. O valor de K depende da preparação da superfície da cavidade e do ambiente experimental. Uma superfície inadequadamente limpa poderá conter um filme residual de graxa ou água (gelo). A cavidade também poderá ser contaminada por poeiras de diversos tipos.

As perdas dielétricas num filme de óxido dependem da freqüência de ressonância da cavidade ($Q_d \propto f_0^2$), podendo ser da ordem de $Q_d^{-1} \approx 2 \times 10^{-5}$ se a substância absorvida for um líquido polar ou gás ($f_0 \approx 10 \text{ GHz}$, $gap = 12 \mu\text{m}$, $\tan \delta \approx 10^{-2}$, $\varepsilon_f \approx 10$ e $t \approx 10^{-9} \text{ m}$) (Linthorne, 1991).

As perdas radiativas na cavidade são dadas por:

$$Q_r = \frac{f_0 L_0}{R_r} \quad (4.9)$$

Onde L_0 é indutância da cavidade e R_r é a resistência efetiva de radiação no raio externo da cavidade. Esta perda deve ser desprezível para o transdutor utilizado no detector *Mario Schenberg*, cuja cavidade reentrante será fechada por uma membrana ressonante (Castro *et. al.*, 2008).

A necessidade de realizar medidas em temperaturas criogênicas deve-se ao fato de que, para temperaturas inferiores a $\sim 9K$, o Nióbio torna-se supercondutor, havendo, com isto, uma diminuição das perdas eletromagnéticas em sua superfície (devido à diminuição da resistividade superficial), possibilitando, assim, a obtenção de altos Q_e 's. Assumindo que a resistência superficial da cavidade seja uniforme, as perdas magnéticas serão dadas por (Mann, 1982):

$$Q_m = \frac{\Gamma}{R_s} \quad (4.10)$$

Onde R_s é a resistência da superfície supercondutora (BCS) e, Γ é um fator geométrico definido pela razão entre a energia eletromagnética total do modo ressonante da cavidade e o campo magnético tangencial integrado sobre toda a superfície da cavidade (Maxwell, 1964):

$$\Gamma = \mu_0 \Omega_0 \frac{\int H^2 dV}{\int H_t^2 dS} \quad (4.11)$$

Onde $\Omega_0 = 2\pi f_0$ é a freqüência de ressonância da cavidade. Para cavidades reentrantes, como aquela mostrada na Figura 4.2, Γ é dado por (Linthorne e Blair, 1992):

$$\Gamma = \mu_0 \Omega_0 \left[\frac{\lambda \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}{2 \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) + \lambda \left(\frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_2} \right)} \right] \quad (4.12)$$

Percebe-se que, quanto maior for a relação R_l/R_0 para o poste cônico central, maior será o fator geométrico. Para uma cavidade com $R_0 = 5 \times 10^{-4} m$, $R_l = 1,5 \times 10^{-3} m$, $R_2 = 7,5 \times 10^{-3} m$ e $\lambda = 1,45 \times 10^{-3} m$, tem-se que $\Gamma = 3,70 \times 10^{-4} \mu\Omega_0 = 29,8$ para $f_0 = 10,2 GHz$.

A resistência da superfície supercondutora varia com a temperatura da seguinte forma (Turneaure e Weissmann, 1968):

$$R_s(T) = AR_{BCS} + R_{res} \quad (4.13)$$

Onde A é uma constante empírica da ordem de 1,0; R_{res} é a resistência superficial do Nióbio, que pode variar entre 10^{-9} e $10^{-6} ohms$ dependendo do acabamento superficial da cavidade (Turneaure e Weissmann, 1968; Mann, 1982); e R_{BCS} é a resistência supercondutora teórica.

Para cavidades de Nióbio em freqüências de microondas, mantidas em temperaturas inferiores a metade da temperatura de transição de supercondutividade ($T < 0,5T_c \approx 4,6K$), a resistência superficial BCS pode ser dada por (Turneaure e Weissmann, 1968; Lyneis, 1974; Pffister, 1976):

$$R_{BCS} \approx \frac{\rho_0 \Omega_0^{1,7}}{T} \exp \left[\frac{-\Delta(T)}{k_B T_c} \frac{T_c}{T} \right] \quad (4.14)$$

Onde T_c é a temperatura de transição de supercondutividade, $\Delta(T)$ é a energia do *gap* do supercondutor na temperatura T , e ρ_0 é uma constante determinada pelas propriedades do material. Para o Nióbio, $\rho_0 = 7,1 \times 10^{-22}$ (Braginski *et al.*, 1985) e $\Delta(0) = 1,76 k_B T_c$ (Parkes, 1976), sendo a razão de energia BCS do *gap* ($\Delta(0)/\Delta(T)$) determinada por Muhschelegel (1959). Assim, a equação (4.14) pode ser reescrita como:

$$R_{BCS} \approx \frac{1,7 \times 10^{-3}}{T} \exp \left[\frac{-17,4}{T} \right] \approx 6,3 \times 10^{-6} ohms \quad (T \approx 4,2K; f_0 = 10,2 GHz) \quad (4.15)$$

Numa cavidade reentrante com $\Gamma = 30$, mantida em $4,2K$ e ressonante em $10GHz$, a perda magnética será da ordem de $Q_m^{-1} \approx 2 \times 10^{-7}$. Para uma cavidade cilíndrica (sem o poste central) nas mesmas condições de ressonância e temperatura, o fator geométrico será da ordem de $\Gamma \approx 10^3$, podendo-se alcançar $Q's \approx 10^9$ com tratamentos superficiais modestos (limpeza e polimento mecânico) (Mann, 1982; Blair e Jones, 1987; Jones, 1988).

Portanto, embora as perdas internas numa cavidade reentrante supercondutora de Nióbio sejam muito pequenas, não são esperados valores tão altos de $Q_e's$ quanto aquele das cavidades supercondutoras cilíndricas; pois perdas radiativas (vazamentos), dielétricas (camadas de óxido e poeiras no *gap*), resistivas (sonda de material não supercondutor) e magnéticas (fator geométrico Γ) limitarão o fator de qualidade elétrico em $Q_0 \approx 10^6$. Linthorne (1991) mediu $Q_0 = 5,9 \pm 0,3 \times 10^5$ para as cavidades reentrantes do sistema de transdução do detector Niobè ($4,8K$), utilizando tratamentos superficiais similares àqueles utilizados por Blair e Jones (1987).

A opção pelo uso de cavidades reentrantes em transdutores paramétricos se deve ao fato de que, com as mesmas, pode-se aumentar em uma ordem de magnitude o acoplamento eletromecânico¹ (β) entre a antena e o transdutor, que é um dos parâmetros críticos para os detectores ressonantes.

4.3 A PRIMEIRA GERAÇÃO DE TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS DO DETECTOR MARIO SCHENBERG

O sistema de transdução utilizado no detector *Mario Schenberg* é composto por uma cavidade ressonante com uma geometria particular, conhecida como cavidade reentrante (ou klystron). Supõe-se que o topo desta cavidade permaneça estático em relação ao centro de massa da antena e o restante do sistema oscile com a esfera (modos quadripolares), de forma que ocorra modulação de um sinal eletromagnético injetado no interior da mesma.

¹ O parâmetro β é definido como a proporção de energia elástica da antena que pode ser extraída eletricamente através do transdutor por ciclo de oscilação, sendo (para uma cavidade reentrante) proporcional ao produto da capacidade e do fator elétrico Q da cavidade.

Deseja-se que a maior quantidade possível da energia de uma OG incidente na massa ressonante seja transferida para o transdutor (acoplamento eletromecânico), que por isso, deverá estar sintonizado próximo das freqüências de ressonância da esfera (modos quadripolares). Desta forma, o transdutor deve ser feito de um material que apresente um alto Q mecânico (da ordem de milhões), devendo apresentar uma geometria que possa ser usinada preferencialmente a partir de uma única peça.

4.3.1 O SISTEMA DE TRANSDUÇÃO COM TRÊS MODOS E SUAS MASSAS INTERMEDIÁRIAS

O uso de transdutores paramétricos acoplados à superfície da antena tem por finalidade fazer com que o detector atue como um sistema massa-mola, amplificando a vibração do sistema. Supondo-se a conservação da energia mecânica entre as massas intermediárias, a amplificação mecânica do movimento entre dois modos consecutivos será dada por (Price, 1987):

$$\mu = \frac{|x_{i+1}|}{|x_i|} = \sqrt{\frac{M_{i+1}}{M_i}} \quad (\mu < 1) \quad (4.16)$$

Onde $\mu^2 = M_{i+1} / M_i$ é a razão entre massas efetivas de dois modos de vibração consecutivos. A amplificação mecânica total será dada pela raiz quadrada da razão entre a primeira e a última massa. Além da amplificação mecânica, o uso de massas intermediárias possibilita um aumento da largura da banda de detecção ($\Delta\Omega$), definida a partir da freqüência do modo de oscilação ($\Omega_0 = 2\pi f_0$):

$$\Delta\Omega \approx 2\Omega_0\mu \quad (4.17)$$

Portanto, o uso de massa intermediária permite a obtenção de uma massa final menor para a operação de transdutância (conversão do sinal mecânico em elétrico), causando aumento no acoplamento eletromecânico (devido à ação paramétrica) e maior amplificação mecânica.

A partir dos critérios de construção mencionados, foi proposta a configuração geométrica para os transdutores utilizados no detector *Mario Schenberg*. A estrutura mecânica do transdutor, mostrada na Figura 4.4, funciona como um sistema massa-mola, acoplando-se ao modo ressonante da esfera e oscilando em 3,2kHz. Tal estrutura

consiste de uma massa intermediária cilíndrica fixada (através de seis molas) na parte interna de um anel cilíndrico que, por sua vez, pode ser introduzido em até nove furos cilíndricos localizados no hemisfério norte da antena (Melo *et al.*, 2004; Aguiar, *et al.*, 2004).

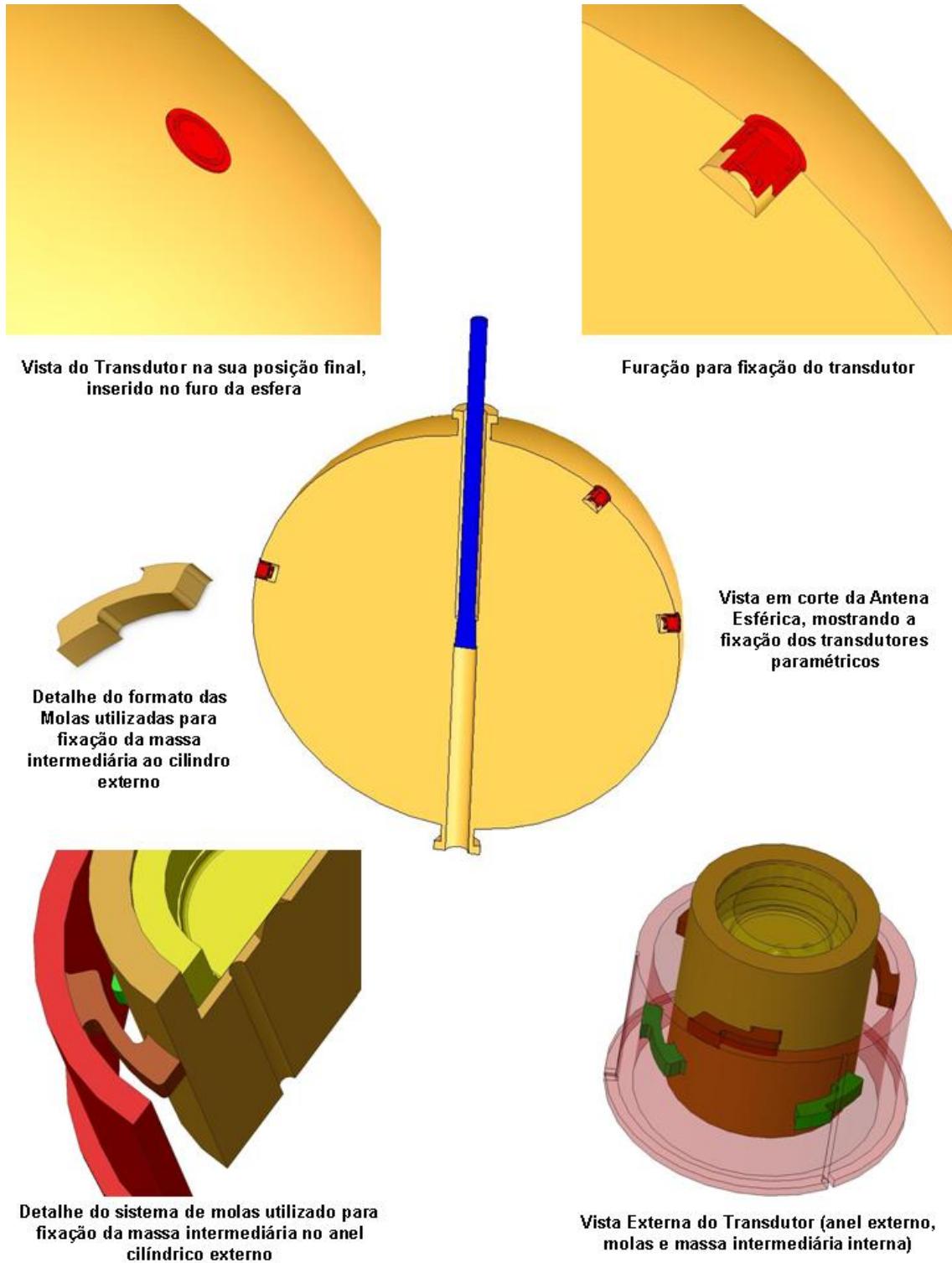


Figura 4.4 – Vista detalhada do sistema transdutor-antena ressonante do detector *Mario Schenberg*.

Para um sistema com três modos como o do detector *Mario Schenberg*, o primeiro modo é constituído pela antena esférica, cuja massa efetiva é $\approx 25\%$ da massa total ($M_1 = 287,5\text{kg}$), o segundo modo é constituído pela própria estrutura mecânica do transdutor ($M_2 = 53,6\text{g}$), onde a cavidade ressonante está localizada, e o terceiro modo, constituído por uma membrana que fechará a cavidade reentrante, deverá possuir massa efetiva de 10mg (Aguiar *et al.*, 2005).

A banda de detecção para os transdutores utilizados no detector *Mario Schenberg* pode ser calculada por (Frossatti *et al.*, 1997; De Waard *et al.*, 2000; De Waard, 2003):

$$\Delta f = 0,7 f_0 \beta \left(1 + \frac{2T}{\beta Q T_N} \right)^{1/2} \approx 400\text{Hz} \quad (4.18)$$

Sendo $f_0 = 3200\text{Hz}$ (freqüência característica do detector), $\beta \approx 0,15$ (fator de acoplamento eletro-mecânico do transdutor); $T = 15\text{mK}$ (temperatura termodinâmica da antena); $Q = 2 \times 10^6$ (fator de qualidade mecânica do transdutor); e, $E_N = k_B T_N = 100\text{h}\nu$ energia mínima de evento a ser detectável, sendo $T_N \approx 10^{-7}$ (temperatura de ruído do transdutor).

De acordo com a Equação (4.18), deseja-se que a freqüência característica do transdutor esteja sintonizada (dentro da banda de freqüências de 400Hz) com uma das freqüências de um dos cinco modos quadripolares da massa ressonante, cujos valores obtidos experimentalmente são mostrados na Tabela 4.1 (Aguiar *et al.*, 2004).

TABELA 4.1 VALORES EXPERIMENTAIS DOS MODOS QUADRIPOLARES DA ANTENA ESFÉRICA DO DETECTOR MARIO SCHENBERG

Modo	$f_0(300K) (\text{Hz})$	$f_0(4K) (\text{Hz})$	$\frac{f_0(4K)}{f_0(300K)} (\%)$
1	3045	3172	4,2
2	3056	3183	4,2
3	3086	3214	4,2
4	3095	3223	4,1
5	3102	3240	4,5

Conforme pode ser observado na Tabela 4.1, as freqüências dos modos quadripolares da antena esférica, medidas em $4,2K$, aumentam (em média) 4,2% em relação aos valores obtidos em temperatura ambiente ($300K$). Portanto, o projeto de qualquer estrutura mecânica utilizando $CuAl(6\%)$ deverá considerar esta variação na freqüência de oscilação mecânica.

4.3.2 O PROJETO MECÂNICO DA MASSA INTERMEDIÁRIA DO TRANSDUTOR

Conforme mostrado na Figura 4.4, a configuração geométrica para os transdutores, utilizados no detector *Mario Schenberg*, consiste de uma estrutura mecânica projetada para ser ressonante (1^{o} modo longitudinal) na mesma freqüência da antena esférica (Aguiar *et al.*, 2004; Melo *et al.*, 2004).

De modo a evitar degradação do fator-Q mecânico, devido ao surgimento de tensões diferenciais, caso o material utilizado fosse diferente da massa ressonante, optou-se pela construção dos transdutores paramétricos a partir de uma peça sólida de $CuAl(6\%)$ obtida durante o processo de fabricação da antena esférica (Aguiar *et al.*, 2005).

O projeto da estrutura mecânica dos transdutores foi feito através de simulações numéricas (método de elementos finitos), utilizando-se o software COSMOSWORKS. Nestas simulações, além da densidade volumétrica do material ($\rho = 8070 \text{ kg/m}^3$), duas propriedades mecânicas foram consideradas: módulo de elasticidade (E) e razão poissônica (ν). Estas propriedades dependem do tipo de material utilizado e da forma como o mesmo foi produzido. No caso do $CuAl(6\%)$, o material foi produzido por fundição.

Ensaios de dureza² feitos em uma amostra do material utilizado na fabricação dos transdutores indicaram variação da dureza do metal e, conseqüentemente, alteração das suas propriedades mecânicas. Os resultados das medidas, realizadas distantes

² Os ensaios de dureza foram realizados no Laboratório de Ensaios Mecânicos da Divisão de Materiais do Centro Tecnológico de Aeronáutica (AMR – IAE - CTA), utilizando-se uma ponta de prova com diâmetro de 2,5 mm e carga de 62,5 kg.

longitudinalmente umas das outras cerca de 10mm em uma barra retangular (conforme Figura 4.5), são apresentados na Tabela 4.2.

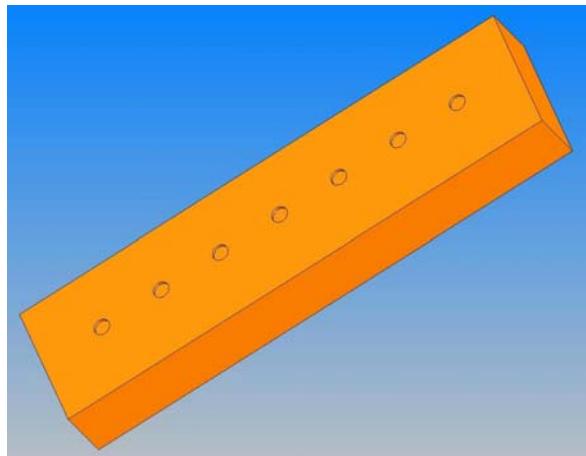


Figura 4.5 – Ensaio de dureza em uma amostra do material utilizado ($\text{CuAl}(6\%)$) na fabricação da antena esférica e dos transdutores.

TABELA 4.2 ENSAIO DE DUREZA BRINELL EM AMOSTRA DE CUAL(6%)

Ponto Medido	Valor (Brinell)
1	84
2	77
3	78
4	86
5	82
6	82
7	86
Valor médio	$82,1 \pm 5,1$

Ensaios metalográficos³ com a mesma amostra utilizada nos ensaios de dureza (ANEXO I) determinaram os teores de Cobre, Ferro, Estanho, Zinco, Chumbo e Alumínio da liga $\text{CuAl}(6\%)$ produzida para a fabricação da antena ressonante. Os resultados indicaram a presença de 93,18% de Cu; 6,13% de Al; e, cerca de 0,7% de outros metais (Fe, Sn, Zn e Pb).

Diante das alterações nas propriedades físicas e mecânicas apresentadas, foram realizadas diversas simulações numéricas, variando-se os módulos de elasticidade e as razões poissônicas a partir dos valores encontrados na literatura (Smithells, 1967), de

³ Os ensaios metalográficos foram realizados no Laboratório de Análise Química do AMR – IAE – CTA.

forma a obter resultados próximos daqueles medidos em 4K para os modos quadripolares da antena esférica. Na Tabela 4.3 são mostrados os resultados obtidos e seus respectivos desvios em relação aos valores experimentais mostrados na Tabela 4.1.

TABELA 4.3 COMPARAÇÃO ENTRE OS MODOS QUADRIPOLARES DA ANTENA ESFÉRICA ($CuAl(6\%)$) OBTIDOS POR SIMULAÇÃO NUMÉRICA E EXPERIMENTALMENTE ($T = 4K$)

$E(Pa)$ ν	Modo 01 (Hz)	Modo 02 (Hz)	Modo 03 (Hz)	Modo 04 (Hz)	Modo 05 (Hz)	Desvio (%)
Medida Experimental	3172	3183	3214	3223	3240	0
$E = 1,21 \times 10^{11}$ $\nu = 0,326$	3044,5	3045,3	3046,4	3048,8	3066,1	4,9
$E = 1,21 \times 10^{11}$ $\nu = 0,345$	3025,9	3027,3	3028,3	3034,4	3045,2	5,4
$E = 1,21 \times 10^{11}$ $\nu = 0,364$	3005,9	3009,6	3010,5	3012,6	3027,1	6,0
$E = 1,30 \times 10^{11}$ $\nu = 0,326$	3155,8	3156,5	3157,7	3160,1	3178,0	1,4
$E = 1,30 \times 10^{11}$ $\nu = 0,345$	3136,4	3137,8	3138,9	3141,0	3156,4	2,0
$E = 1,30 \times 10^{11}$ $\nu = 0,364$	3115,7	3119,5	3120,4	3124,0	3137,7	2,6
$E = 1,35 \times 10^{11}$ $\nu = 0,326$	3215,9	3216,6	3217,8	3219,3	3238,6	0,5
$E = 1,35 \times 10^{11}$ $\nu = 0,345$	3196,2	3197,6	3198,7	3200,9	3216,5	0,6
$E = 1,35 \times 10^{11}$ $\nu = 0,364$	3174,2	3179,0	3179,9	3183,2	3197,4	0,8
$E = 1,40 \times 10^{11}$ $\nu = 0,326$	3274,4	3275,7	3276,9	3278,3	3298,0	2,3
$E = 1,40 \times 10^{11}$ $\nu = 0,345$	3254,8	3256,3	3257,4	3259,8	3275,5	1,7
$E = 1,40 \times 10^{11}$ $\nu = 0,364$	3232,5	3237,3	3238,2	3242,7	3256,1	1,1

Conforme pode ser observado na Tabela 4.3, o menor desvio percentual médio foi obtido para o módulo de elasticidade $E = 13,5\text{GPa}$ e a razão poissônica $\nu = 0,326$, sendo estes os valores utilizados no projeto da estrutura mecânica dos transdutores de *CuAl(6%)* (Tabela 4.4).

TABELA 4.4 PROPRIEDADES FÍSICAS E MECÂNICAS UTILIZADAS NO PROJETO MECÂNICO DOS TRANSDUTORES DE *CuAl(6%)*

<i>Propriedade</i>	<i>Valor</i>
<i>Módulo de Elasticidade (E)</i>	$1,35 \times 10^{11} \text{N/m}^2$
<i>Razão Poissônica (v)</i>	0,326
<i>Densidade Volumétrica</i>	8070kg/m^3

Os resultados apresentados na Tabela 4.3 foram obtidos através de cálculos por elementos finitos utilizando-se o software COSMOSWORKS, sendo gerada uma malha com cerca de 120 mil nós e 84 mil elementos, e considerando-se o efeito da força gravitacional sobre a esfera. As Figuras 4.6 e 4.7 apresentam, respectivamente, a malha utilizada nas simulações numéricas e os cinco modos quadripolares ($3215,9\text{Hz}$; $3216,6\text{Hz}$; $3217,8\text{Hz}$; $3219,3\text{Hz}$ e $3238,6\text{Hz}$) da antena esférica de *CuAl(6%)*, obtidos para $E = 13,5\text{GPa}$ e $\nu = 0,326$.

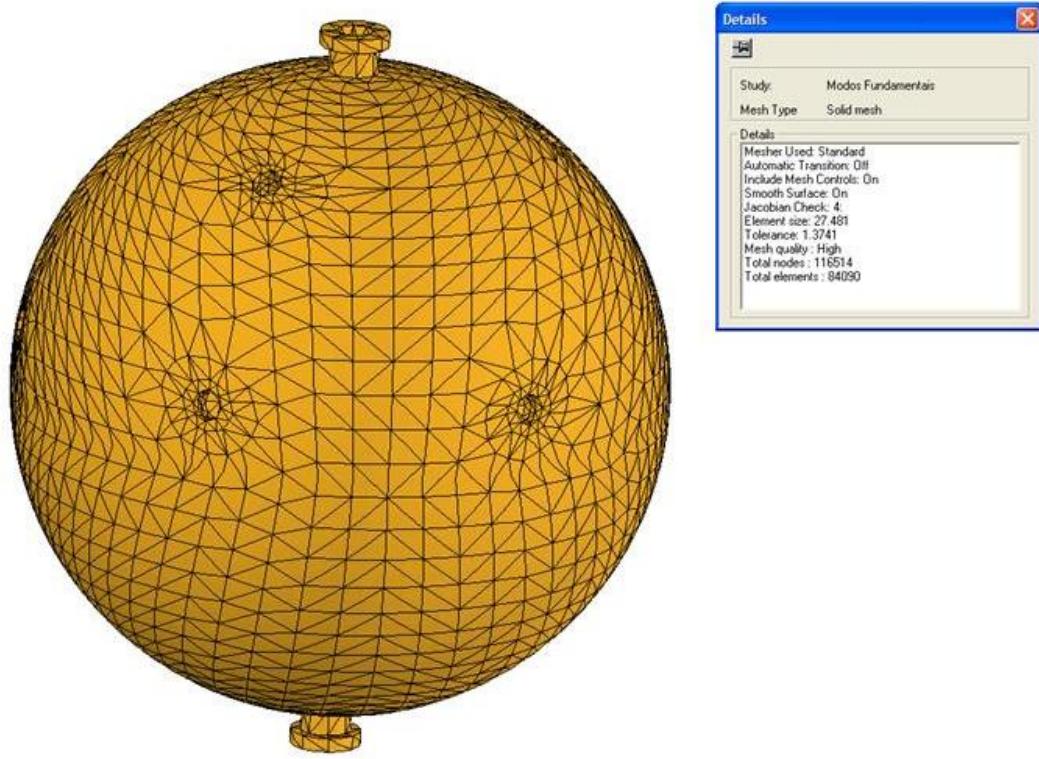


Figura 4.6 – A malha utilizada nas simulações numéricas (utilizando-se o software COSMOSWORKS) dos modos quadripolares da antena esférica.

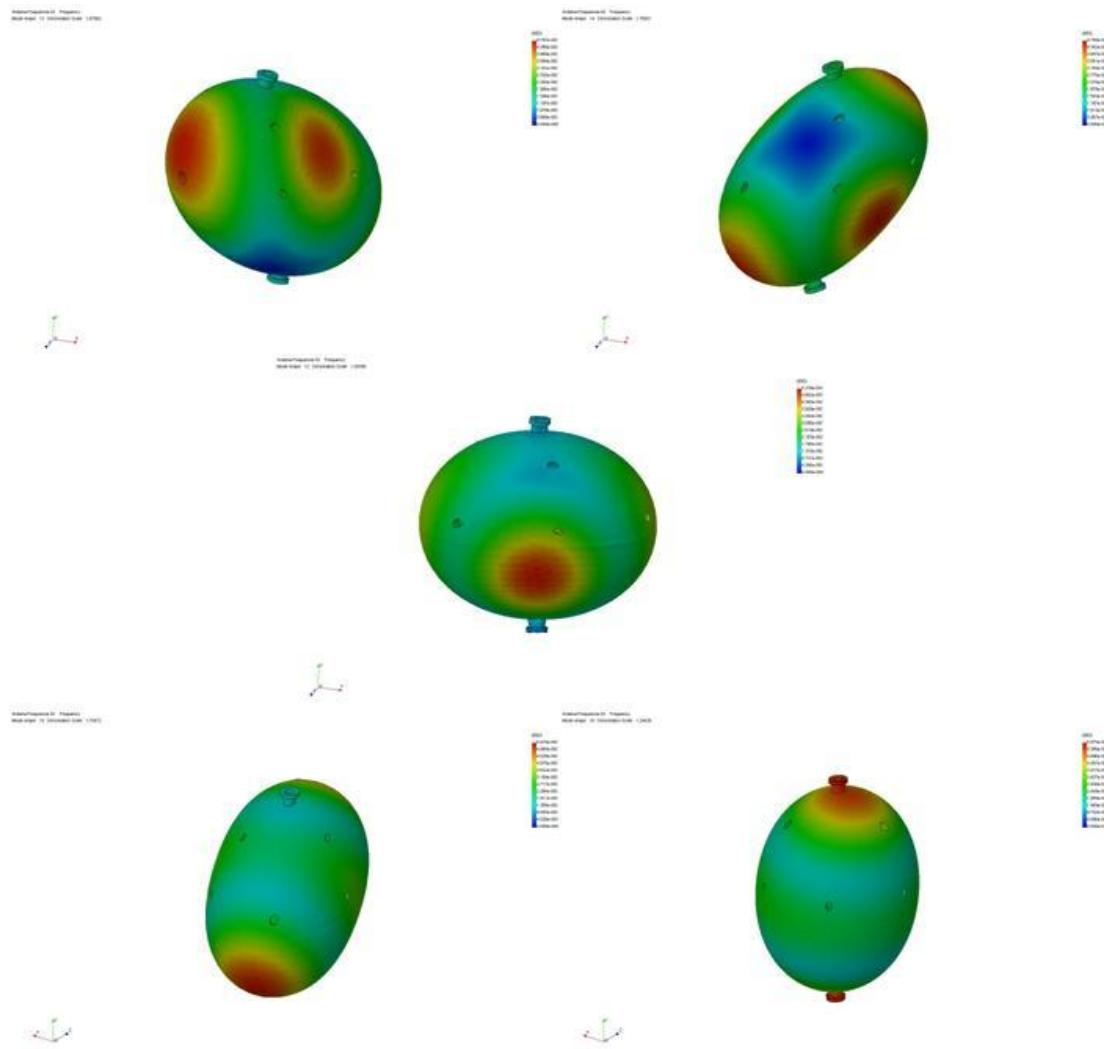


Figura 4.7 – Os cinco modos quadripolares da antena esférica de $CuAl(6\%)$ obtidos através de simulação numérica ($E = 13,5 \text{ GPa}$ e $\nu = 0,326$) utilizando-se o software COSMOSWORKS.

4.3.3 A CONSTRUÇÃO DOS PRIMEIROS TRANSDUTORES

A Figura 4.8 mostra um dos seis transdutores usinados (a partir de uma única peça de $CuAl(6\%)$), onde a cavidade klystron era fechada por uma membrana metálica do mesmo material. O ajuste do *gap* era feito utilizando-se um cilindro metálico (acoplado a um micrometro), no qual se fixava a membrana através de uma rosca. Com este mecanismo era possível deslizar a membrana no interior da cavidade reentrante e determinar a posição final da membrana metálica através do monitoramento da freqüência de ressonância eletromagnética da cavidade. Feito isso, retirava-se o cilindro

metálico, permanecendo a membrana metálica acoplada ao transdutor, através do atrito da mesma com a parede cilíndrica da cavidade.

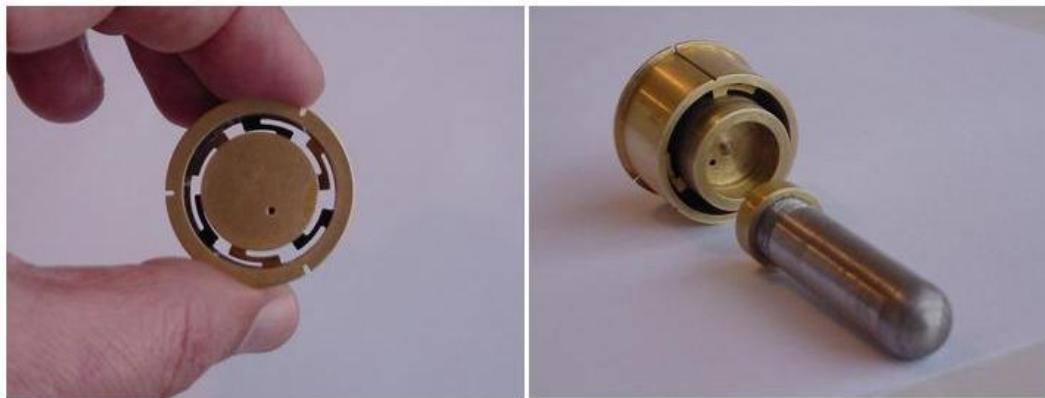


Figura 4.8 – Os primeiros transdutores utilizados no detector *Mario Schenberg*.

O sistema de transdução mostrado na Figura 4.8 foi projetado para oscilar em $3,2\text{kHz}$ a $4K$. Os resultados foram obtidos através de cálculos por elementos finitos (a partir dos valores apresentados na Tabela 4.4) utilizando-se uma malha com cerca de 90 mil nós e 54 mil elementos, conforme mostrado na Figura 4.9.

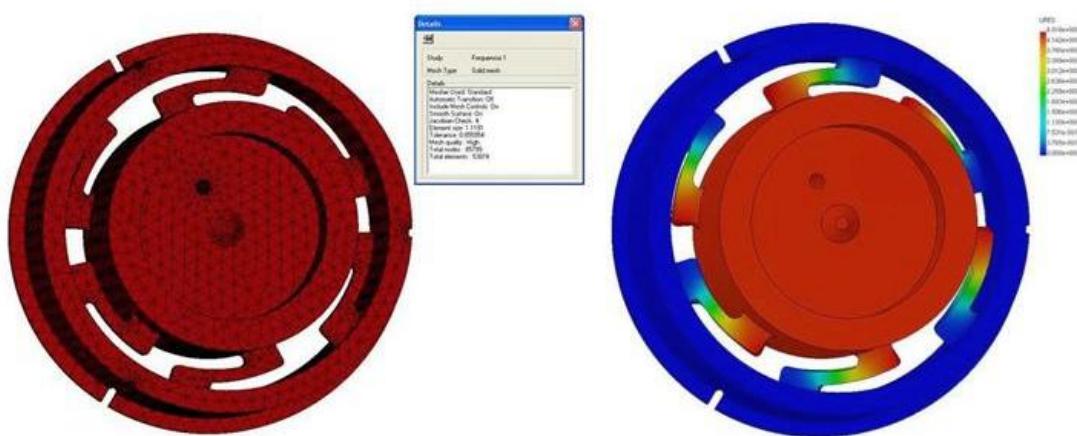


Figura 4.9 – O primeiro modo longitudinal da estrutura mecânica do transdutor ($\text{CuAl}(6\%)$), projetado para oscilar em $3,2\text{kHz}$ ($4K$) (simulação utilizando-se o software COSMOSWORKS para uma malha com 86 mil nós e 54 mil elementos).

A concepção inicial do transdutor paramétrico, mostrado na Figura 4.8, apresentou vários obstáculos na sua execução. Durante a montagem do transdutor, encontrou-se grande dificuldade na fixação da membrana metálica à cavidade klystron e,

conseqüentemente, na determinação da sua freqüência de ressonância. Além disto, a configuração proposta inicialmente poderia apresentar perdas elétricas por vazamento de radiação eletromagnética, degradando o fator-Q elétrico da cavidade (Castro *et al.*, 2008).

Durante o processo de usinagem mecânica, observaram-se falhas estruturais (“bolhas” internas) no material utilizado, indicando alterações nas propriedades mecânicas da esfera (ver Figura 4.10). Estas falhas inviabilizaram a construção das membranas ressonantes metálicas (com massas finais de $10mg$) que fechariam a cavidade reentrante do transdutor. Isto porque, para oscilar em $3,2kHz$, tais membranas deveriam ter espessuras da ordem de $0,04mm$ caso fossem feitas de $CuAl(6\%)$. Várias soluções foram testadas para determinação do processo de fabricação, podendo-se citar usinagem mecânica e polimento eletroquímico. Entretanto, não foi possível obter espessuras inferiores a $0,2mm$, implicando em freqüências de ressonância da ordem de $15kHz$ para as membranas.



Figura 4.10 – Falhas estruturais (“bolhas” internas) no $CuAl(6\%)$ observadas durante o processo de usinagem mecânica.

4.3.4 MODIFICAÇÕES NA ESTRUTURA MECÂNICA DO TRANSDUTOR

Diante das dificuldades mencionadas na seção anterior, optou-se por retrabalhar a estrutura mecânica dos transdutores (massas intermediárias) previamente usinados.

Na impossibilidade de construir membranas metálicas (com $10mg$) ressonantes em $3,2kHz$, a contribuição desta componente na amplificação do movimento de oscilação da esfera foi suprimida do sistema de transdução.

A cavidade klystron do transdutor passou a ser fechada por uma membrana metálica (com espessura de $0,3mm$) que, por sua vez, estava acoplada mecanicamente a uma massa de aproximadamente *60 gramas*, de forma que o primeiro modo de oscilação longitudinal deste sistema (membrana – massa inercial) fosse ressonante numa freqüência muito menor do que as freqüências dos modos quadripolares da esfera ($f \approx 0,1f_0 = 419Hz$).

Nas condições acima, quando a esfera é colocada em oscilação, na sua ressonância, a membrana metálica permanece parada (comportando-se como uma massa inercial), e a modulação do sinal de microondas injetado no transdutor é feita apenas pelo movimento relativo entre a membrana (parada em relação à esfera) e o poste central da cavidade klystron (localizada no corpo do transdutor).

Foram adotados dois tipos diferentes de membranas metálicas para acoplar a massa inercial ao corpo do transdutor. Em dois dos seis transdutores inicialmente usinados optou-se por fixar membranas, com formato semelhante aquele mostrado na Figura 4.8, através de dezesseis parafusos *M1*. As dimensões originais destes transdutores foram preservadas, sendo os mesmos utilizados na fase de comissionamento do detector *Mario Schenberg*, iniciada em setembro de 2006 (Aguiar *et. al.*, 2008). A Figura 4.11 mostra o primeiro tipo de membrana metálica utilizada no acoplamento da massa inercial ao sistema de transdução.

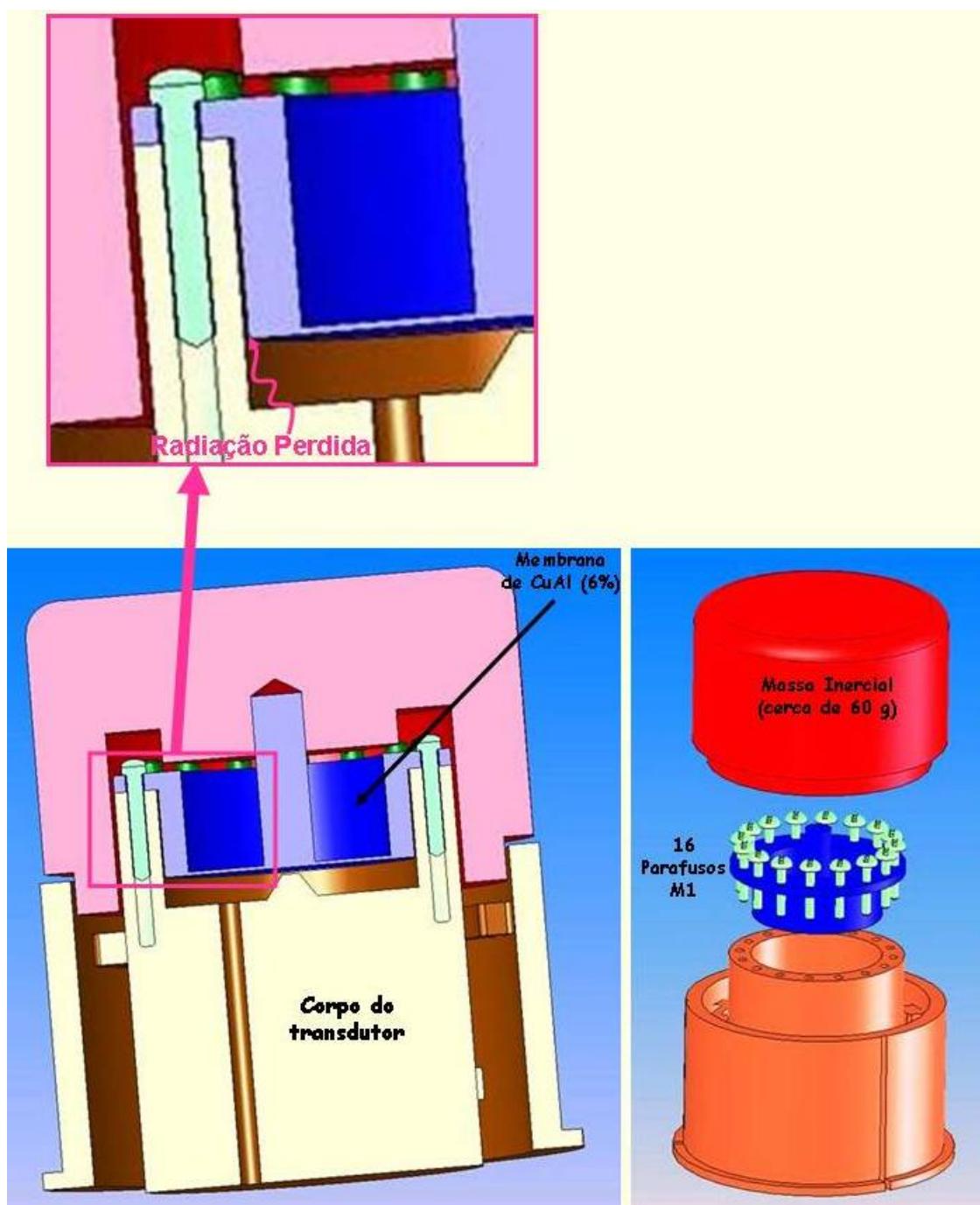


Figura 4.11 – Sistema de transdução acoplado à massa inercial utilizado na fase de comissionamento do detector *Mario Schenberg*.

Pode-se observar na figura acima que a membrana metálica (fixada na extremidade superior do corpo do transdutor) possui um formato do tipo “chapéu” para que sua face inferior se aproxime do topo do cone central da cavidade, definindo o gap necessário para obter a freqüência de ressonância desejada. O diâmetro (14,8mm) da face cilíndrica desta membrana foi definido de forma que a mesma pudesse ser introduzida na cavidade

klystron do transdutor. Nesta configuração, a parte da radiação eletromagnética injetada na cavidade que penetra no espaçamento formado entre as paredes cilíndricas da cavidade klystron e da membrana é perdida.

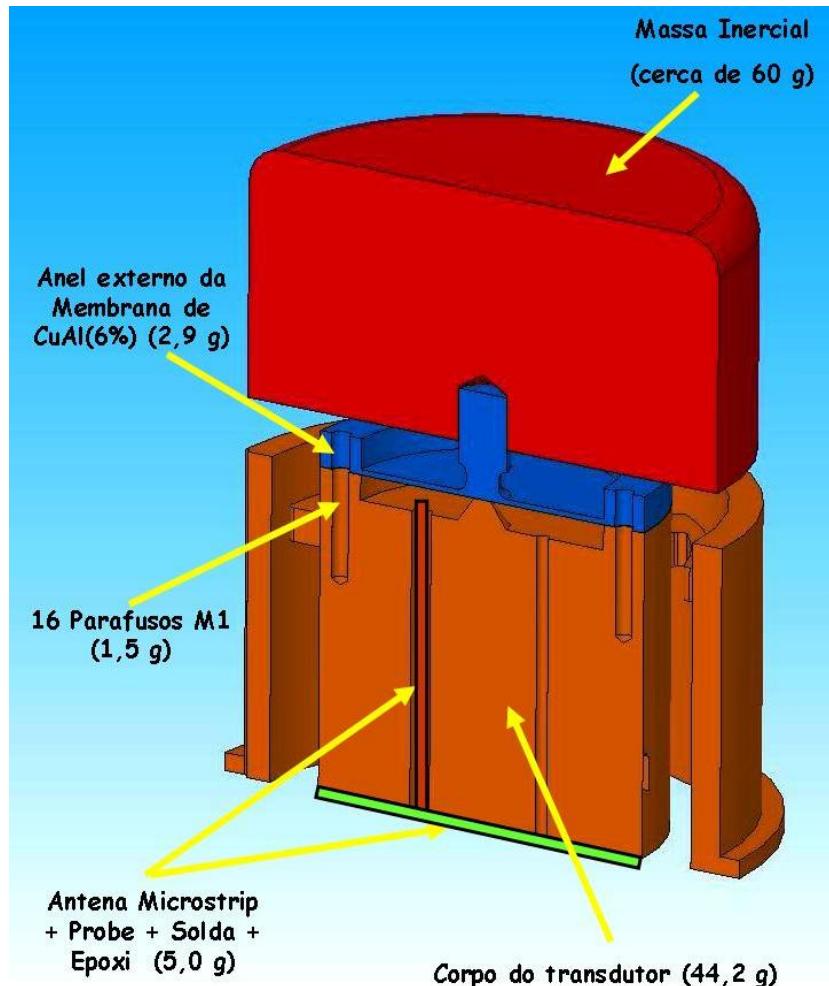


Figura 4.12 – Sistema de transdução acoplado à massa inercial utilizando membranas planas.

A Figura 4.12 mostra o segundo tipo de membrana metálica utilizada no acoplamento da massa inercial ao sistema de transdução. A cavidade klystron passou a ser fechada (também por dezesseis parafusos *M1*) por uma membrana completamente plana, evitando o surgimento de espaçamentos internos similares àqueles mostrados na Figura 4.11 e, consequentemente, minimizando as perdas por vazamento de radiação. Para isto, foi necessário usinar o corpo central do transdutor, reduzindo sua altura e massa, que passou a ser de *44,2 gramas*. Para que a massa intermediária efetiva permanecesse com *53,6 gramas*, a membrana metálica foi projetada de forma a possuir um anel cilíndrico

externo, cuja massa (2,9 *gramas*) passou a ser considerada como parte integrante do corpo do transdutor. Além disso, cerca de 5,0 *gramas* referentes à antena *microstrip* e 1,5 *gramas* dos parafusos também foram adicionados a massa intermediária.

Os transdutores retrabalhados, mostrados na Figura 4.12, foram utilizados para verificação das propriedades mecânicas e validação dos parâmetros utilizados nas simulações numéricas para o projeto de futuras estruturas utilizando o *CuAl(6%)*. A Figura 4.13 mostra os detalhes do projeto destes transdutores e suas dimensões finais.

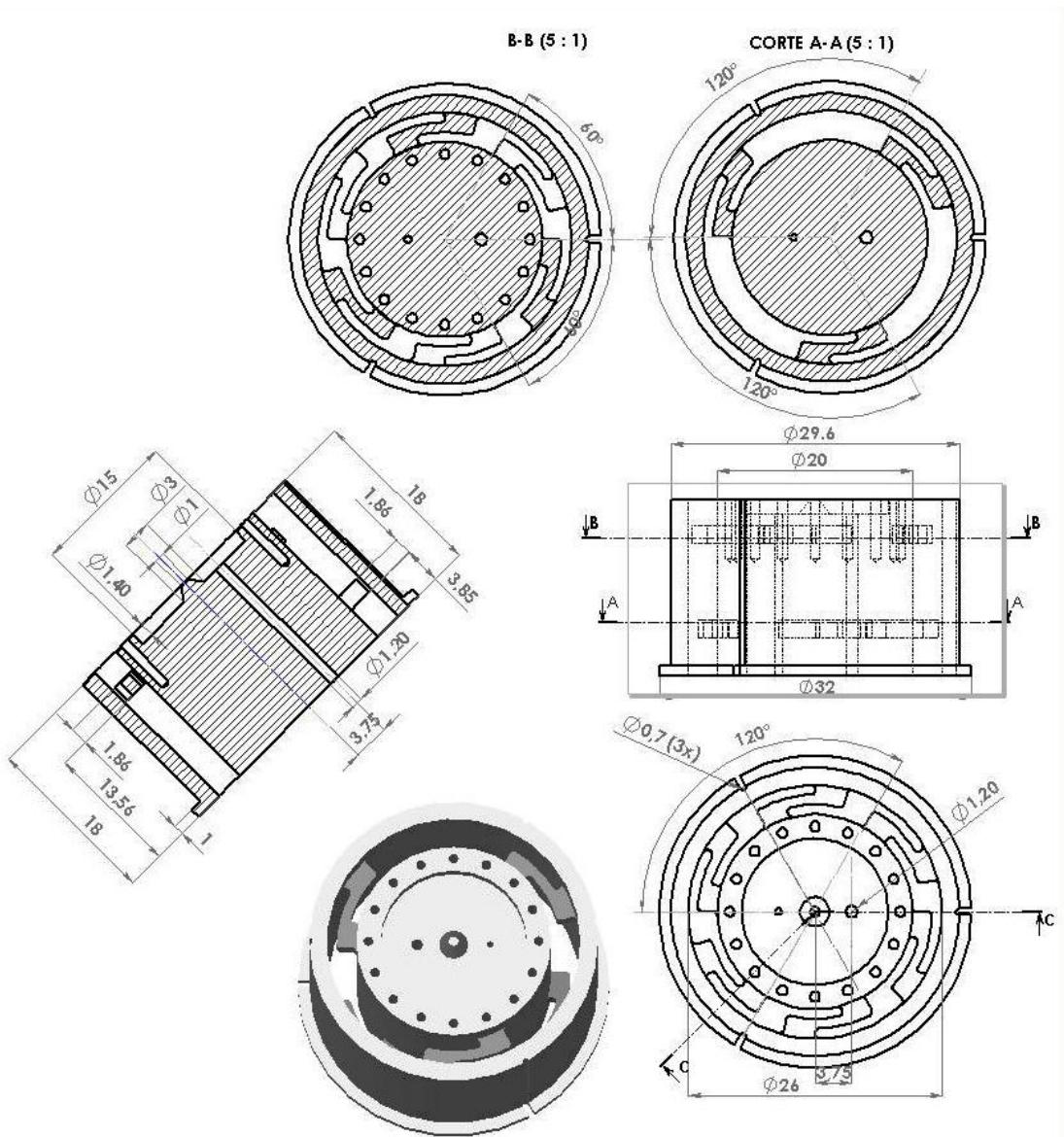


Figura 4.13 – Projeto da estrutura mecânica dos transdutores paramétricos retrabalhados.

Na Figura 4.14 é mostrado o resultado obtido por simulação numérica do modo de oscilação longitudinal da estrutura mecânica dos transdutores retrabalhados. Sem a presença do sistema de acoplamento membrana metálica - massa inercial, eles deverão oscilar em $3374,5\text{Hz}$ a $300K$ e $3522,4\text{Hz}$ a $4K$.

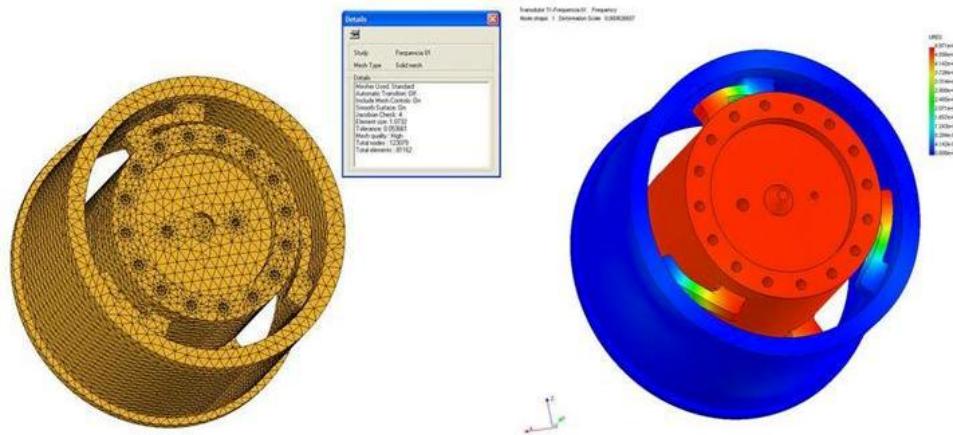


Figura 4.14 – O primeiro modo longitudinal da estrutura mecânica retrabalhada do transdutor de $\text{CuAl}(6\%)$, projetado para oscilar (sem a presença da massa inercial) em $3522,4\text{Hz}$ a $4K$ (simulação utilizando-se o software COSMOSWORKS).

A Figura 4.15 mostra o resultado obtido por simulação numérica do modo de oscilação longitudinal do sistema de acoplamento membrana metálica - massa inercial, projetado para oscilar em $f \approx 0,1f_0 = 419\text{Hz}$ a $4K$.

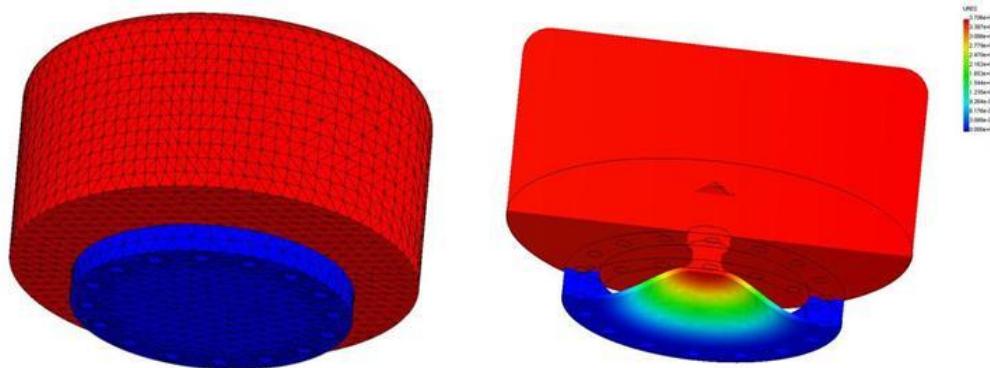


Figura 4.15 – O primeiro modo longitudinal do sistema massa inercial, projetado para oscilar em $f \approx 0,1f_0 = 419\text{Hz}$ a $4K$ (simulação utilizando-se o software COSMOSWORKS).

4.3.5 RESULTADOS OBTIDOS

A Figura 4.16 mostra alguns dos transdutores retrabalhados e as membranas utilizadas para fechar a cavidade reentrante.

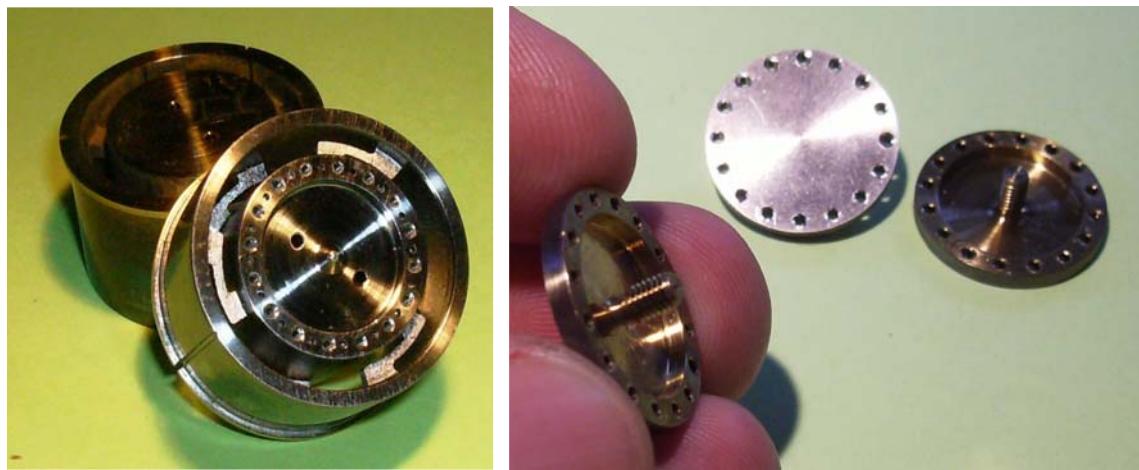


Figura 4.16 – Transdutores retrabalhados e as membranas utilizadas para fechar a cavidade reentrante.

Ensaios de vibração⁴ foram realizados em três transdutores similares aos mostrados na figura acima, os quais foram acoplados mecanicamente a um vibrador (*shaker*), fazendo-se uma varredura em freqüência de 100 a 10000Hz. Um microfone foi utilizado para captar o som emitido pelos transdutores durante a varredura em freqüência, sendo o sinal analisado posteriormente. Durante os ensaios de vibração, os transdutores foram submetidos a acelerações de $1g$, $2g$ e $5g$ (onde $g = 9,8m/s^2$). A amplitude (A) de oscilação dos transdutores, definida em função da aceleração e freqüência de oscilação ($\omega_0 = 2\pi f_0$), pode ser escrita como:

$$A = \frac{a}{\omega_0^2} \quad (4.19)$$

Portanto, durante os ensaios vibracionais, as amplitudes de oscilação dos transdutores foram de $2,4 \times 10^{-2} \mu m$ ($a = 1g$), $4,8 \times 10^{-2} \mu m$ ($a = 2g$) e $0,12 \mu m$ ($a = 5g$). O arranjo experimental e os resultados obtidos nos testes de vibração são mostrados, respectivamente, nas Figuras 4.17 e 4.18.

⁴ Os ensaios de vibração foram realizados no Laboratório de Integração e Testes Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (LIT – INPE).



Figura 4.17 – Montagem experimental utilizada nos testes vibracionais dos transdutores de CuAl(6%) retrabalhados.

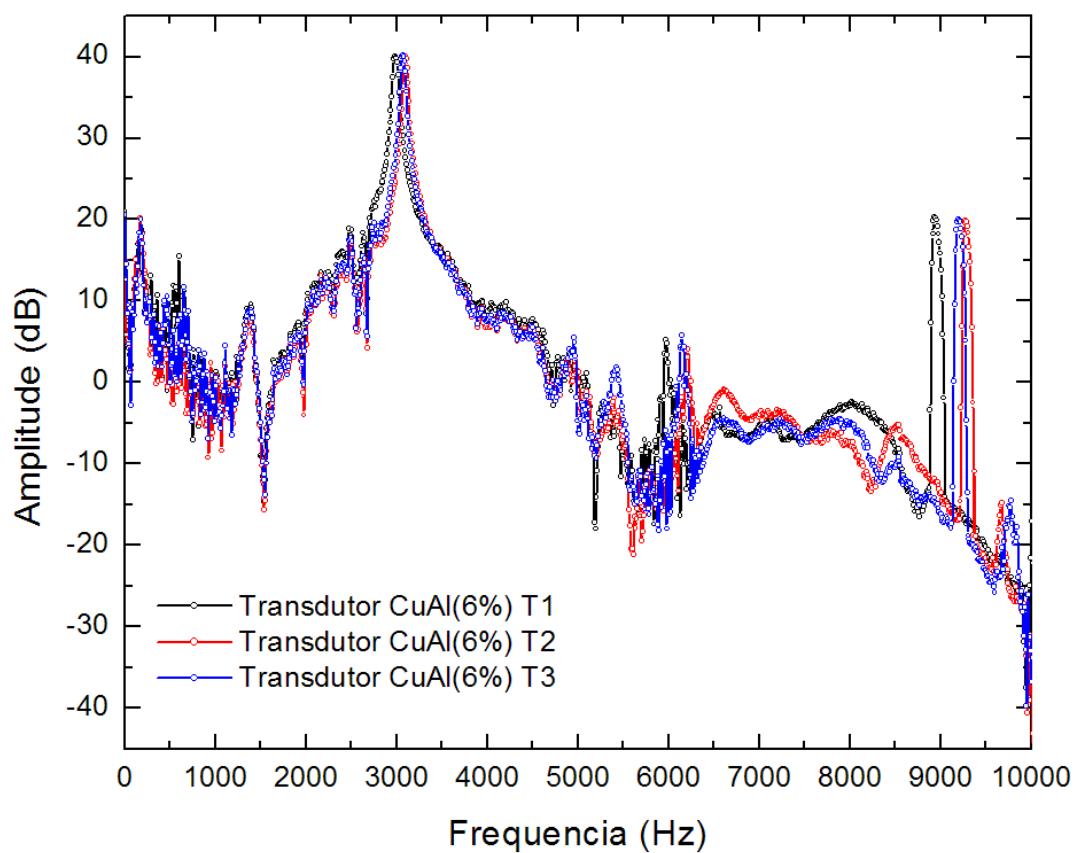


Figura 4.18 – Resultados obtidos através dos ensaios vibracionais realizados em três transdutores de CuAl(6%) retrabalhados.

De acordo com os resultados apresentados na Figura 4.18, observa-se que as ressonâncias das estruturas mecânicas dos transdutores (sem a presença do sistema massa inercial) ocorreram em torno de $(3069 \pm 46)\text{Hz}$ (primeiro modo longitudinal), $(6163 \pm 102)\text{Hz}$ (segundo modo longitudinal) e $(9257 \pm 162)\text{Hz}$ (terceiro modo longitudinal). Na Tabela 4.5 é feita uma comparação entre os resultados obtidos nos ensaios de vibração e os valores simulados numericamente (sem a presença do sistema massa inercial).

Considerando que, quando mantida em 4K, a antena esférica do detector *Mario Schenberg* oscila com freqüências 4,2% maiores do que as medidas em 300K (conforme Tabela 4.1), pode-se estimar a freqüência com que os transdutores deverão oscilar em 300K ($3374,5\text{Hz}$), a partir dos valores simulados para 4K ($3522,4\text{Hz}$).

TABELA 4.5 RESULTADOS OBTIDOS ATRAVÉS DOS ENSAIOS DE VIBRAÇÃO COM OS TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS (300K)

TRANSDUTOR	MODO 01 (Hz)	MODO 02 (Hz)	MODO 03 (Hz)
T1	2989,5	5964,8	8940,2
T2	3066,8	6143,0	3066,8
T3	3116,1	6206,3	3116,1
MÉDIA	3069 ± 46	6163 ± 102	9257 ± 162
SIMULADO	3374,5	6748,9	10123,4
DESVIO (%)	10	9,5	9,4

De acordo com a Tabela 4.5, percebe-se que as freqüências de oscilação dos transdutores retrabalhados estão cerca de 10% abaixo dos valores esperados para os modos fundamentais de oscilação. Considerando as massas adicionais ($\approx 9,5\text{g}$), associadas aos parafusos, membrana metálica e antena *microstrip*, os transdutores retrabalhados deverão oscilar em freqüências próximas de 2900Hz . Uma possível causa disto pode estar relacionada ao processo de fabricação da estrutura mecânica, cujas dificuldades encontradas durante a usinagem afetaram a precisão das espessuras das molas, alterando, consequentemente, a freqüência de oscilação dos transdutores.

4.3.6 OS TRANSDUTORES INERCIAIS OU “NÃO-RESSONANTES”

O detector *Mario Schenberg* iniciou sua fase de comissionamento no Instituto de Física da Universidade de São Paulo, em setembro de 2006, com o suporte da FAPESP. Foram testados três sistemas paramétricos de transdução com o objetivo de preparar o detector para as fases seguintes. Dois desses sistemas eram similares aos transdutores descritos na seção anterior (Figura 4.11), e apresentaram um modo de oscilação longitudinal próximo de 2900Hz (Costa *et. al.*, 2008). O outro sistema de transdução (transdutor inercial) foi projetado de forma a não ser mecanicamente ressonante nas freqüências de oscilações da antena, medindo diretamente o movimento da superfície da esfera, sem transformação de amplitude (Aguiar *et. al.*, 2008). A Figura 4.19 mostra uma ilustração do “transdutor não-resonante” ou transdutor inercial utilizado, onde uma membrana metálica (similar àquela mostrada na Figura 4.16) foi parafusada num corpo cilíndrico sólido, o qual possuía uma cavidade klystron. Este corpo cilíndrico foi inserido em um dos nove furos da esfera, acoplando-se mecanicamente a antena ressonante. De forma análoga aquela discutida na seção anterior, uma massa de aproximadamente 60 gramas foi conectada a parte superior da membrana metálica, fazendo com que a membrana oscilasse numa freqüência muito menor do que as freqüências dos modos quadripolares da esfera, de forma a não se movimentar quando a esfera fosse colocada em oscilação pelos seus modos quadripolares. O movimento relativo entre a membrana e a cavidade klystron causava uma modulação do sinal de microondas injetado na cavidade.

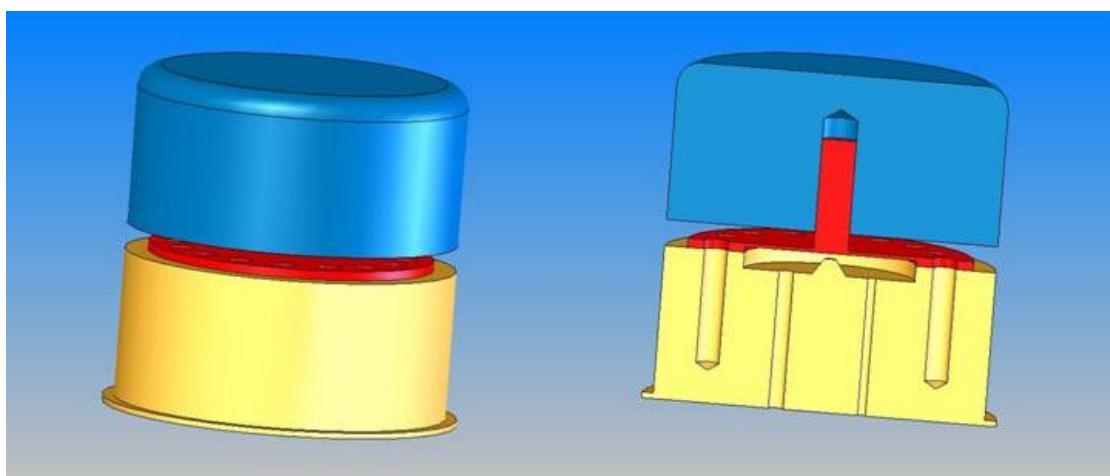


Figura 4.19 – O “transdutor não-resonante” ou transdutor inercial de CuAl(6%) utilizado na fase de comissionamento do detector *Mario Schenberg*.

4.4 A SEGUNDA GERAÇÃO DE TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS DO DETECTOR MARIO SCHENBERG

Conforme mencionado anteriormente, a concepção inicial do transdutor paramétrico apresentou grandes dificuldades na sua execução. Falhas estruturais (devido ao processo de fabricação) alteraram as propriedades mecânicas e dificultaram os processos de usinagem do material utilizado, inviabilizando a construção das membranas metálicas (com massas finais de 10mg) que fechariam a cavidade reentrante do transdutor. Ensaios de vibração indicaram falhas nos processos de usinagem da estrutura mecânica, afetando a precisão das espessuras das molas e, consequentemente, alterando a freqüência de oscilação dos transdutores atuais. Diante dos resultados apresentados, optou-se por desenvolver uma segunda geração de transdutores, cujo projeto será descrito em detalhes nas seções seguintes.

4.4.1 METODOLOGIA ADOTADA PARA PROJETAR A 2^a GERAÇÃO DE TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS DO DETECTOR SCHENBERG

Um dos objetivos desta tese de doutoramento foi projetar uma segunda geração de transdutores paramétricos que serão utilizados no detector *Mario Schenberg*, possibilitando a obtenção de sensibilidades próximas ao limite quântico. Para isto, foram adotadas as seguintes ações:

- 1) Alteração do material utilizado na fabricação dos transdutores (além dos transdutores de *CuAl(6%)*, optou-se por construir transdutores de Nióbio);
- 2) Modificação da geometria dos atuais transdutores, alterando o sistema de fixação dos mesmos à antena esférica, de modo a evitar uma diminuição do fator-Q mecânico devido às tensões diferenciais que poderiam aparecer ao utilizar diferentes materiais no sistema antena-transdutor;
- 3) Modificação da geometria da cavidade ressonante supercondutora, de forma a não apresentar vazamentos do sinal de microondas injetado;
- 4) Medidas criogênicas (em 4K) de Q_e 's das cavidades ressonantes supercondutoras, para determinação da melhor posição do cabo coaxial que introduzirá o sinal de microondas com baixo ruído de fase, de forma a minimizar as perdas e degradação do Q_e da cavidade;

- 5) Desenvolvimento de membranas ressonantes em $3,2\text{kHz}$ fechando a cavidade Klystron, feitas a partir de lâminas Silício, nas quais serão depositados filmes de Nióbio para obter o efeito de supercondutividade;
- 6) Desenvolvimento de técnicas de deposição de Nióbio em superfícies metálicas e de Silício;
- 7) Desenvolvimento de osciladores em 10GHz com ultra-baixo ruído de fase, utilizando-se cavidades metálicas com ressonadores de Safira, resfriados a 77K ;

Durante o projeto foram testadas e comparadas diferentes soluções e analisadas as vantagens e desvantagens de cada uma delas. Diversas técnicas de deposição de filmes de Nióbio em superfícies de $\text{CuAl}(6\%)$ e Silício foram testadas, a fim de obter superfícies supercondutoras para as cavidades reentrantes utilizadas nos transdutores. Foram realizadas simulações computacionais utilizando-se softwares como COSMOSWORKS (para o projeto da estrutura mecânica dos transdutores e das membranas ressonantes), Microwave Studio CST (para análise eletromagnética da cavidade ressonante), entre outros. Os testes experimentais foram realizados nas instalações do INPE (Laboratório de Ondas Gravitacionais da Divisão de Astrofísica – LOG/DAS, Laboratório de Integração e Testes – LIT, Laboratório Associado de Materiais e Sensores – LAS, Laboratório Associado de Plasma – LAP, Circuito Impresso, Divisão de Eletrônica Aeroespacial - DEA), da USP (Instituto de Física – IFUSP - e Laboratório de Microeletrônica da Escola de Engenharia Politécnica – LME-POLI), do CETUC-PUC-RJ, do CTA (Instituto de Estudo Avançados – IEAV - e Divisão de Materiais do Instituto de Aeronáutica e Espaço - AMR-IAE); do LNLS (Laboratório de Micro-fabricação de Filmes Finos – LMF); do “Frequency Standards and Metrology Research Group” no departamento de física da “University of Western Australia (UWA).

4.4.2 DIMENSIONAMENTO DA CAVIDADE REENTRANTE (KLYSTRON)

Para aperfeiçoar o sistema de transdução é necessário que a cavidade klystron apresente o maior Q elétrico possível. Desta forma, a cavidade deverá ser feita de material supercondutor para que suas perdas internas sejam diminuídas.

Duas possibilidades foram consideradas quanto ao tipo de material a ser utilizado na fabricação dos transdutores do detector *Mario Schenberg*. A primeira delas foi a utilização de Nióbio, que apresenta um alto Q elétrico em temperaturas criogênicas ($< 9,2K$). Entretanto, devido ao fato do seu coeficiente de expansão térmica ser inferior ao da esfera ressonante, o fator-Q mecânico do sistema antena-transdutor poderia ser degradado devido a tensões diferenciais ocasionadas durante o resfriamento.

A outra possibilidade considerada na construção do transdutor foi a utilização do *CuAl(6%)* que, pelos mesmos motivos citados acima, evitaria a degradação do fator-Q mecânico. Neste caso, torna-se necessária a deposição de um filme fino de Nióbio sobre a superfície interna da cavidade klystron do transdutor, de modo a obter o efeito da supercondutividade em baixas temperaturas ($< 9,2K$), diminuindo significativamente as perdas internas, e possibilitando atingir *Q*'s elétricos similares aos dos transdutores de Nióbio.

A cavidade klystron utilizada no projeto do transdutor é análoga àquela mostrada na Figura 4.2. Trata-se de uma cavidade cilíndrica, com $\lambda \approx 1,45mm$ e $R_2 = 7,5mm$, possuindo um poste central cônicocom $\lambda' \approx 1,40mm$, $R_0 = 0,5mm$ e $R_1 = 1,5mm$, cujas extremidades deverão estar levemente arredondadas para impedir que descargas elétricas prematuras aconteçam. Em sua parte superior, a cavidade reentrante será fechada por uma membrana ressonante, mantendo-se um *gap* entre o cone central e a parede superior (membrana) a sua frente.

A capacidade da cavidade é modulada pela deflexão da membrana, sendo a variação da freqüência do seu modo dominante sensível a pequenas variações do *gap*. O espaçamento provoca um efeito capacitivo, sendo quantificado pelo fator df_0/dx , onde f_0 é a freqüência do modo dominante da cavidade klystron e x é o tamanho do *gap*. O sinal da *bomba* de microondas possui baixo ruído de fase, podendo ser considerado aproximadamente monocromático, e sofrerá uma pequena modulação se a freqüência de ressonância da cavidade variar.

Conforme discutido na seção 3.5.3 (Equações (3.11) e (3.12)), os ruídos de *back-action* e de série eletrônico total do sistema de transdução estão relacionados com o fator df_0/dx que, para pequenas variações do *gap* durante a operação do detector, pode ser

considerado constante (Fijisawa, 1958; Linthorne *et al.*, 1990; Linthorne e Blair, 1992; Tobar, 2000; Blair *et al.*, 1995). De acordo com a Figura 4.20, onde são mostrados os resultados obtidos por simulação numérica da variação da freqüência do modo dominante em função do *gap* para diversas alturas (λ) da cavidade klystron, os novos transdutores deverão possuir $df_0/dx \approx 6 \times 10^{13} \text{ Hz/m}$ para cavidades feitas de Nióbio, com profundidade de 1,40mm.

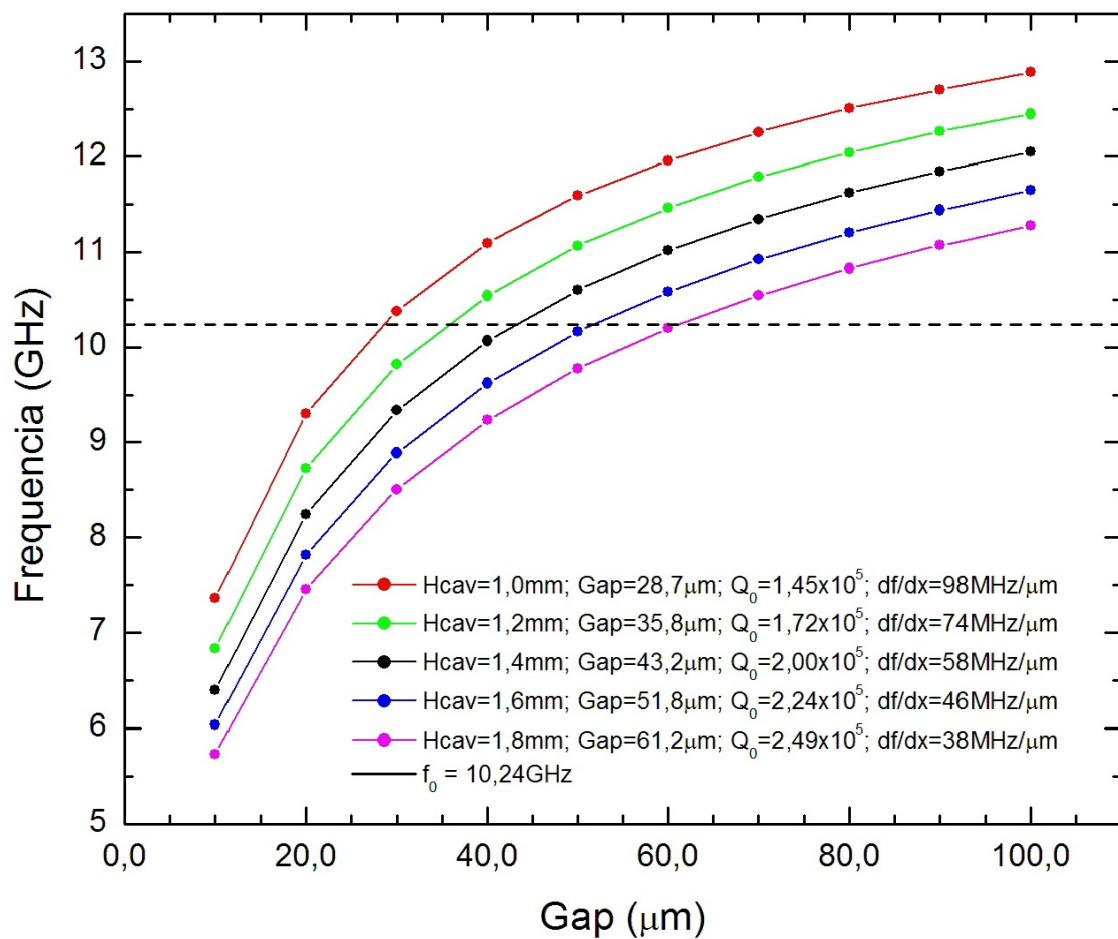


Figura 4.20 – Variação da freqüência do modo dominante em função do *gap* para diversas alturas da cavidade klystron a ser utilizada no sistema de transdução do detector *Mario Schenberg* (resultados obtidos utilizando-se o software Microwave Studio).

A Figura 4.20 quantifica a dependência da freqüência com *gap* e com a altura da cavidade. Espaçamentos menores implicarão em cavidades com volumes menores e maiores sensibilidades.

A cavidade será excitada e monitorada por uma sonda (constituída por um cabo coaxial UT47), que será introduzida através de um furo lateral (deslocado *7,5mm* do centro da cavidade), sendo responsável pelo acoplamento elétrico entre a cavidade e o circuito externo (Figura 4.21).

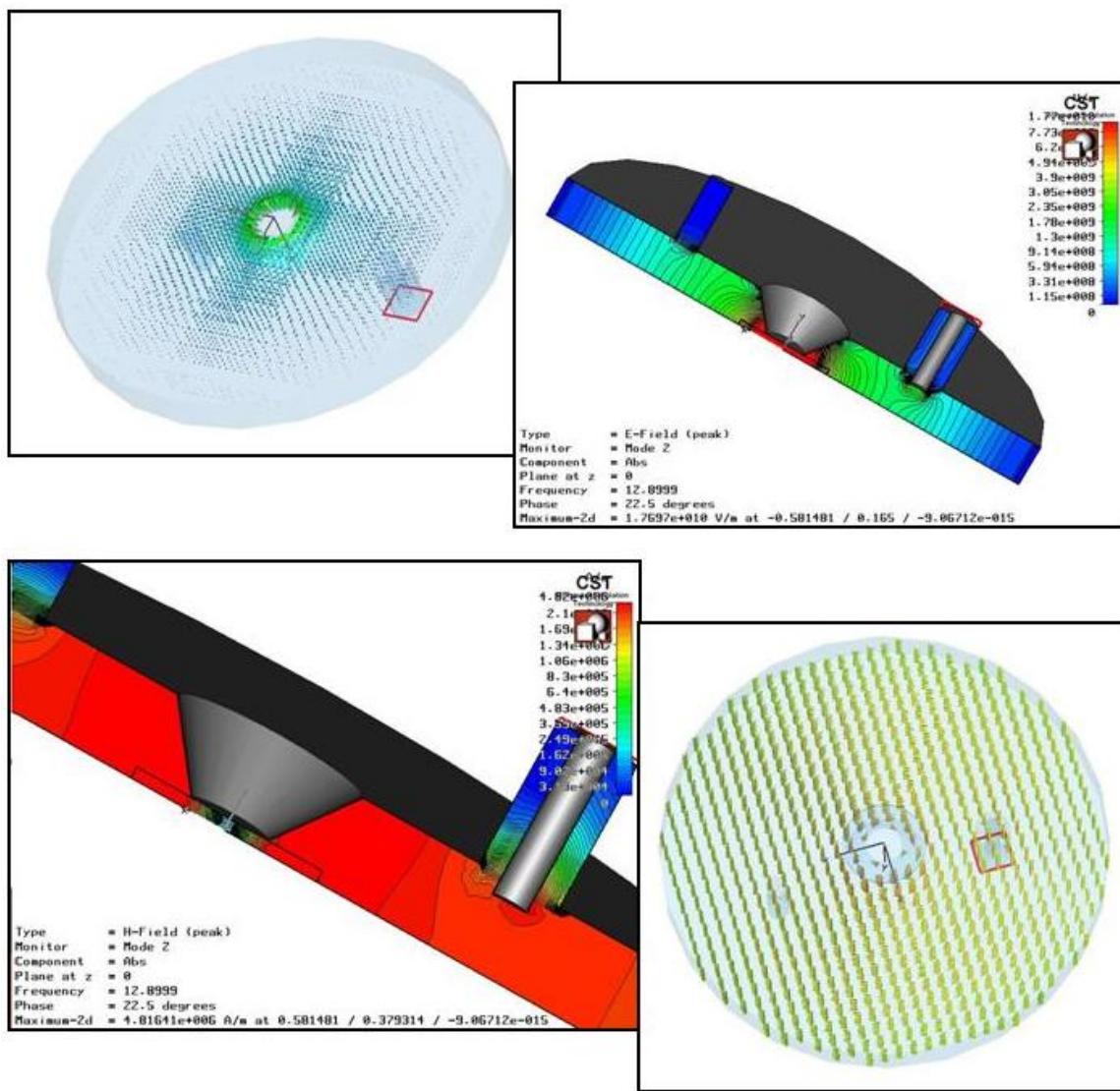


Figura 4.21 – Acoplamento elétrico da sonda com o modo TEM01 da Cavidade klystron do sistema de transdução do Detector *Mario Schenberg* (imagens feitas utilizando-se o software CST Microwave Studio).

Os valores do fator- Q_0 em função da posição da sonda no interior da cavidade, para a freqüência do modo dominante $f_0 = 10,24\text{GHz}$ ⁵, são mostrados na Figura 4.22., de acordo com o sistema de coordenadas mostrado na Figura 4.23. Observa-se que o fator- Q_0 não sofre alterações relevantes ($Q_0 \approx 2,10 \times 10^5$) em relação à posição da sonda, caso a mesma seja feita de Nióbio. Entretanto, este fator poderá sofrer uma redução superior a 50%, devido as perdas resistivas, dependendo da posição da sonda, caso seja feita de Cobre.

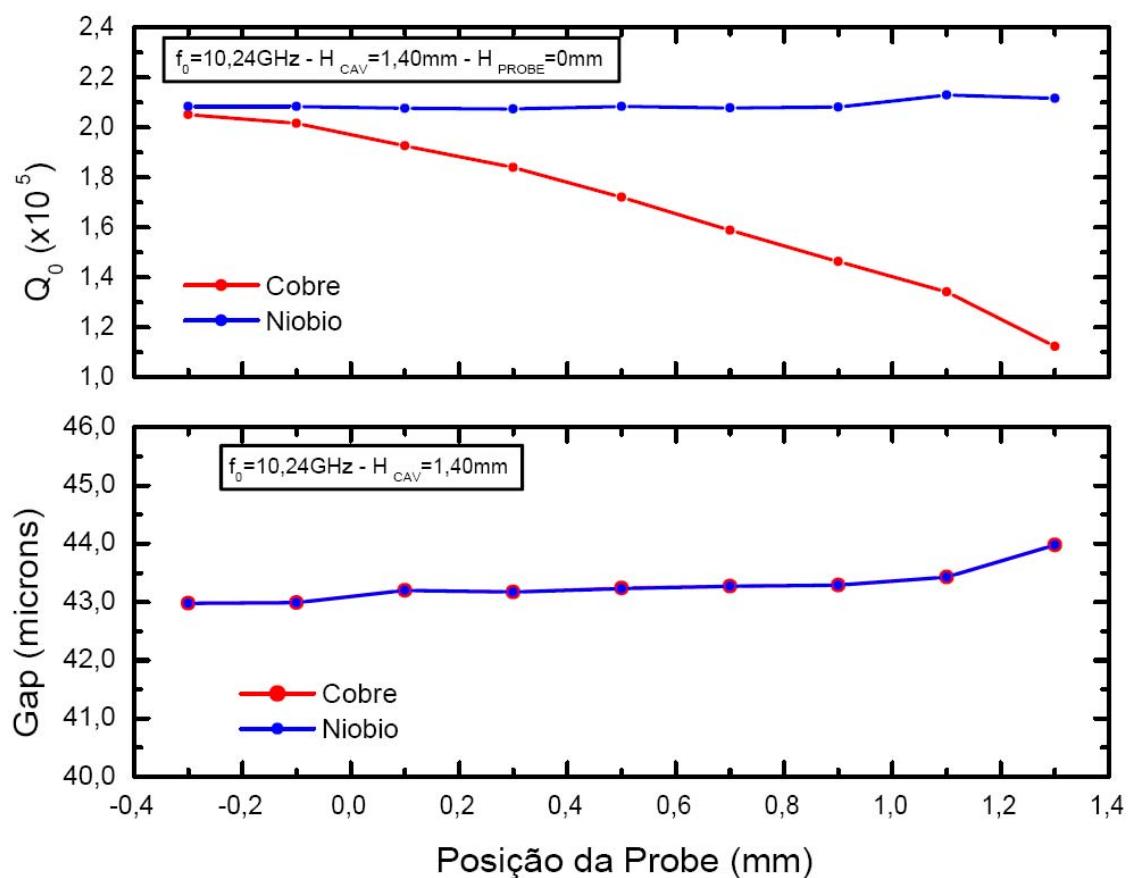


Figura 4.22 – Variação do fator-Q em função da posição da sonda (feita de Nióbio ou Cobre) no interior da cavidade klystron, para a freqüência do modo dominante $f_0 = 10,24\text{GHz}$ (resultados obtidos utilizando-se o software CST Microwave Studio).

⁵ A freqüência do modo dominante da cavidade foi escolhido de acordo com a freqüência do oscilador com ultra-baixo ruído de fase (utilizando cristal de Safira mantido a 77K) discutido no Capítulo 6.

Observando-se a Figura 4.22, percebe-se que a freqüência de ressonância do modo dominante $f_0 = 10,24\text{GHz}$ da cavidade klystron é controlada por um efeito local (o campo elétrico de alta intensidade que é estabelecido na região do *gap*) e independe do material da *sonda*, o que é confirmado pela superposição das curvas para Nióbio e Cobre, sendo que o *gap* necessário para obter tal freqüência será de $43\mu\text{m}$. Por outro lado, o fator-Q reflete os efeitos distribuídos pela superfície/volume que se manifestam no interior da cavidade, conforme pode ser percebido pelo decréscimo de Q_0 (para o Cobre) com a posição da *sonda*.

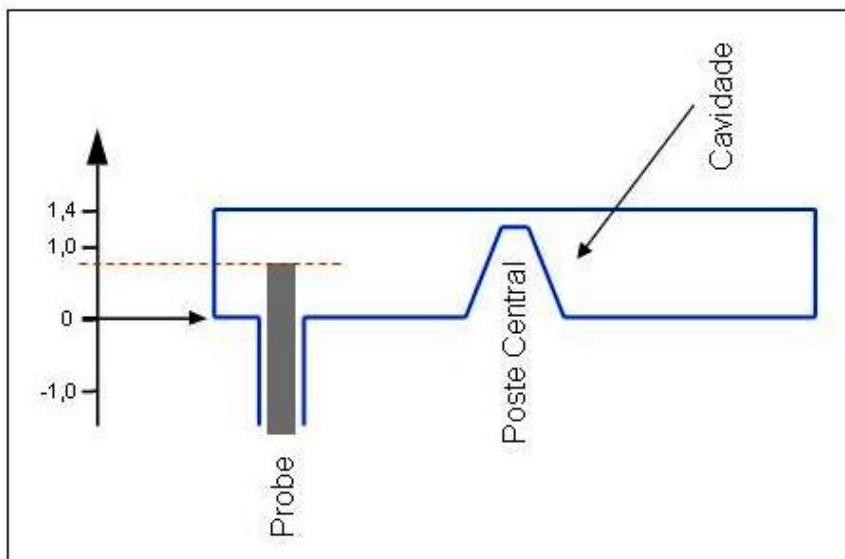


Figura 4.23 – Convenção adotada para cálculo da distância da Probe à Tampa da Cavidade (mm) durante as simulações numéricas. A posição zero foi considerada quando a sonda estivesse tangenciando a superfície interna da cavidade.

Os resultados apresentados nas Figuras 4.20, 4.21 e 4.22 foram obtidos por simulação numérica, utilizando-se o software CST Microwave Studio. Nestas simulações, a condutividade elétrica adotada para o Nióbio foi de $\sigma = 1 \times 10^{12} \text{ S/m}$ (Webb, 1969; Pqkala *et al.*, 1997; Heussner *et al.*, 1997). Para os cálculos dos elementos finitos, foi gerada uma malha com cerca de 110 mil células, sendo que na região do *gap* (onde o campo elétrico deverá estar concentrado) foi feito um refinamento da mesma de forma a

obter resultados mais precisos. A Figura 4.24 mostra a malha utilizada nas simulações das cavidades reentrantes.

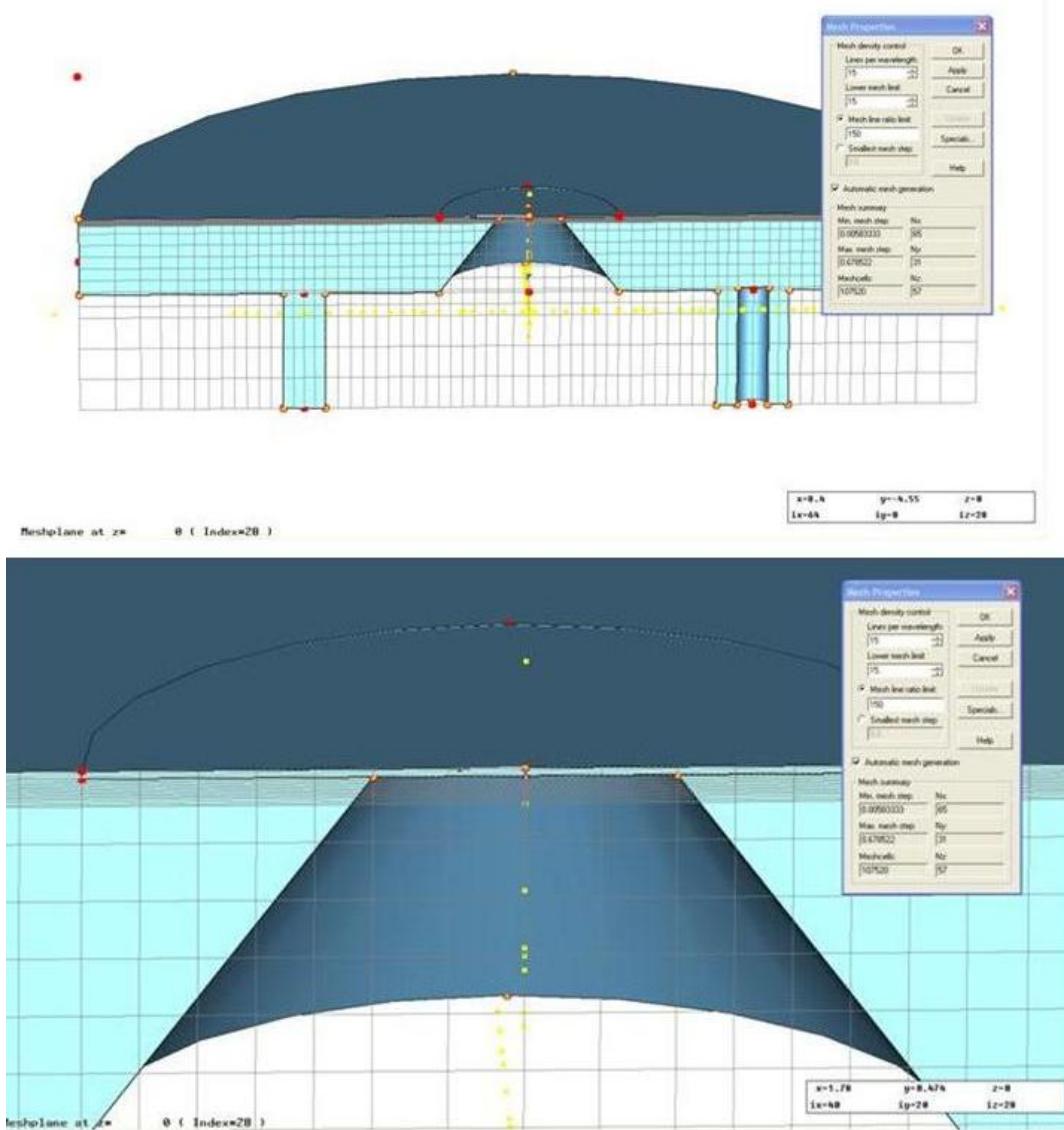


Figura 4.24 – A malha utilizada nas simulações numéricas das cavidades reentrantes de Nióbio, utilizando o software CST Microwave Studio.

4.4.3 O PROJETO MECÂNICO DOS TRANSDUTORES DE SEGUNDA GERAÇÃO

Conforme discutido na Seção 4.3.1 (Figura 4.4), a estrutura mecânica do transdutor funciona como um sistema massa-mola, acoplando-se ao modo ressonante da esfera e oscilando em $3,2\text{kHz}$. Tal estrutura consiste de uma massa intermediária cilíndrica

(contendo a cavidade reentrante) fixada, através de seis molas, na parte interna de um anel cilíndrico que, por sua vez, poderá ser introduzido em até nove furos cilíndricos localizados no hemisfério “norte” (ou superior) da antena.

De acordo com a Figura 4.13, para que a estrutura mecânica do transdutor fosse feita a partir de uma única peça, foi necessário realizar a sua usinagem (por eletro-erosão) em duas etapas, dificultando o processo de fabricação e afetando a precisão das espessuras das molas. Talvez, em consequência disto, a freqüência de oscilação dos transdutores foi alterada, ficando abaixo do valor projetado (conforme mostrado na Tabela 4.5).

Devido às falhas estruturais observadas no *CuAl(6%)*, que alteraram suas propriedades mecânicas e dificultaram os processos de usinagem, optou-se também por utilizar Nióbio na construção dos novos transdutores.

Baseado nas considerações acima, a geometria dos novos transdutores foi modificada, de forma que os processos de usinagem fossem facilitados, possibilitando maior precisão e reproduzibilidade, além de simplificar a fixação dos transdutores nos orifícios da antena esférica.

A principal alteração na geometria da estrutura mecânica do transdutor foi a remoção do anel cilíndrico externo, de forma que o corpo do transdutor (massa intermediária) pudesse ser acoplado diretamente a antena ressonante através das suas molas e, desta forma, evitar uma degradação do fator-Q mecânico devido às tensões diferenciais que poderiam surgir ao utilizar-se transdutores de Nióbio e da existência de pinos de aço, com baixos *Q*'s mecânicos, utilizados na fixação dos transdutores à esfera.

Além da remoção do anel externo, a posição das molas foi alterada, simplificando e aumentando a precisão do processo de usinagem. Na nova configuração geométrica, as molas superiores e inferiores estão alinhadas entre si, de forma que a sua usinagem é feita numa única etapa. Tomando como referência as faces, superior e inferior, da massa intermediária, foi possível obter um controle preciso das espessuras das molas.

Devido à impossibilidade da construção das membranas ressonantes (com massas finais de 10mg) utilizando *CuAl(6%)*, optou-se por construí-las a partir de lâminas de Silício, obtendo-se as espessuras desejadas através de micro-usinagem (conforme discutido na seção 4.4.4).

O acoplamento mecânico das membranas de Silício à massa intermediária do transdutor passou a ser feito através de um dispositivo metálico no qual as mesmas são fixadas, sendo posteriormente depositado um filme fino de Nióbio para obter o efeito de supercondutividade. Portanto, o dispositivo metálico que acoplará as membranas ressonantes ao corpo central do transdutor foi projetado para (além de suportar as membranas de Silício) fechar a cavidade ressonante, de forma a não apresentar vazamentos do sinal de microondas injetado.

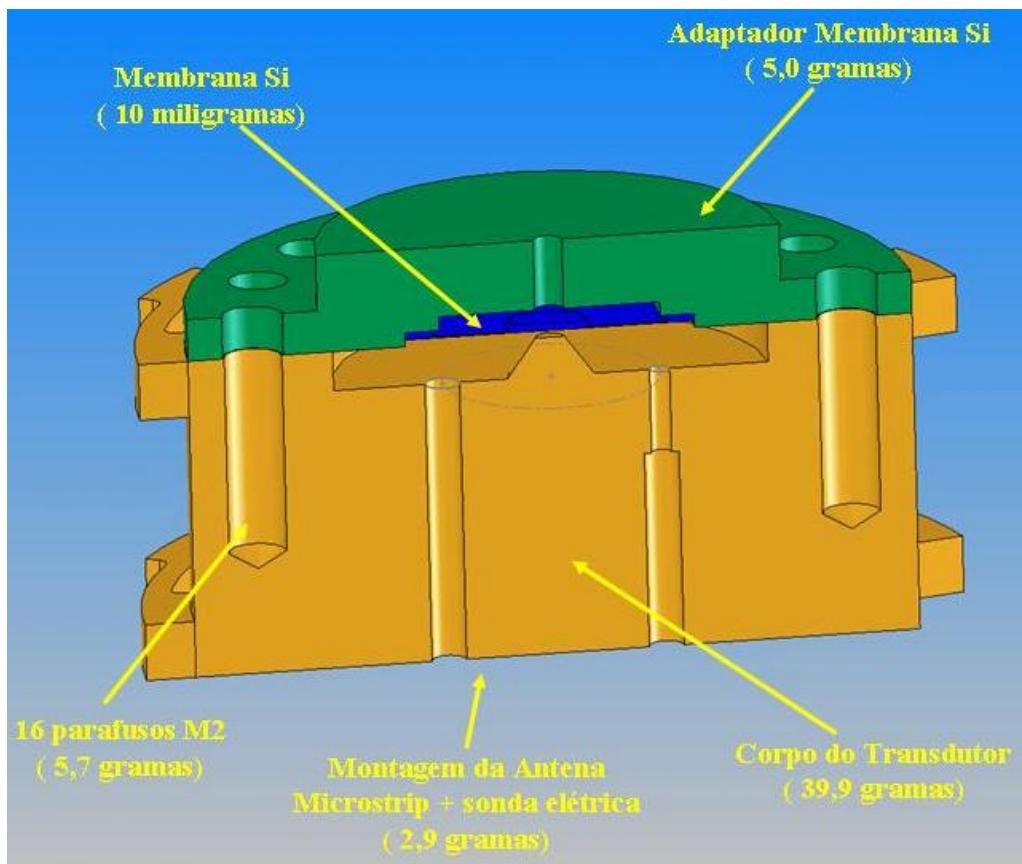


Figura 4.25 – Configuração final de montagem dos transdutores paramétricos de segunda geração do detector *Mario Schenberg*.

A Figura 4.25 mostra a configuração final de montagem dos transdutores de segunda geração. A estrutura mecânica e o adaptador metálico para a membrana de Silício (feitos de Nióbio ou CuAl(6%)) foram dimensionados de forma a possuírem, respectivamente, massas de 39,9 *gramas* e 5,0 *gramas*. Para a fixação do adaptador ao corpo do transdutor serão utilizados dezesseis parafusos *M2*, os quais possuirão massa total de 5,7 *gramas*. Além disso, deverá ser considerado cerca de 2,9 *gramas* para a montagem da

sonda elétrica e da antena *microstrip*, desenvolvida a partir de substrato de alumina. Desta forma, o sistema completo possuirá 53,6 gramas (considerando-se também a massa da membrana de Silício).

A Figura 4.26 mostra a estrutura mecânica dos transdutores de segunda geração que serão utilizados no detector *Mario Schenberg*. As dimensões das molas foram calculadas para exercer forças normais sobre as paredes laterais dos furos da antena esférica, mantendo o transdutor fixo.

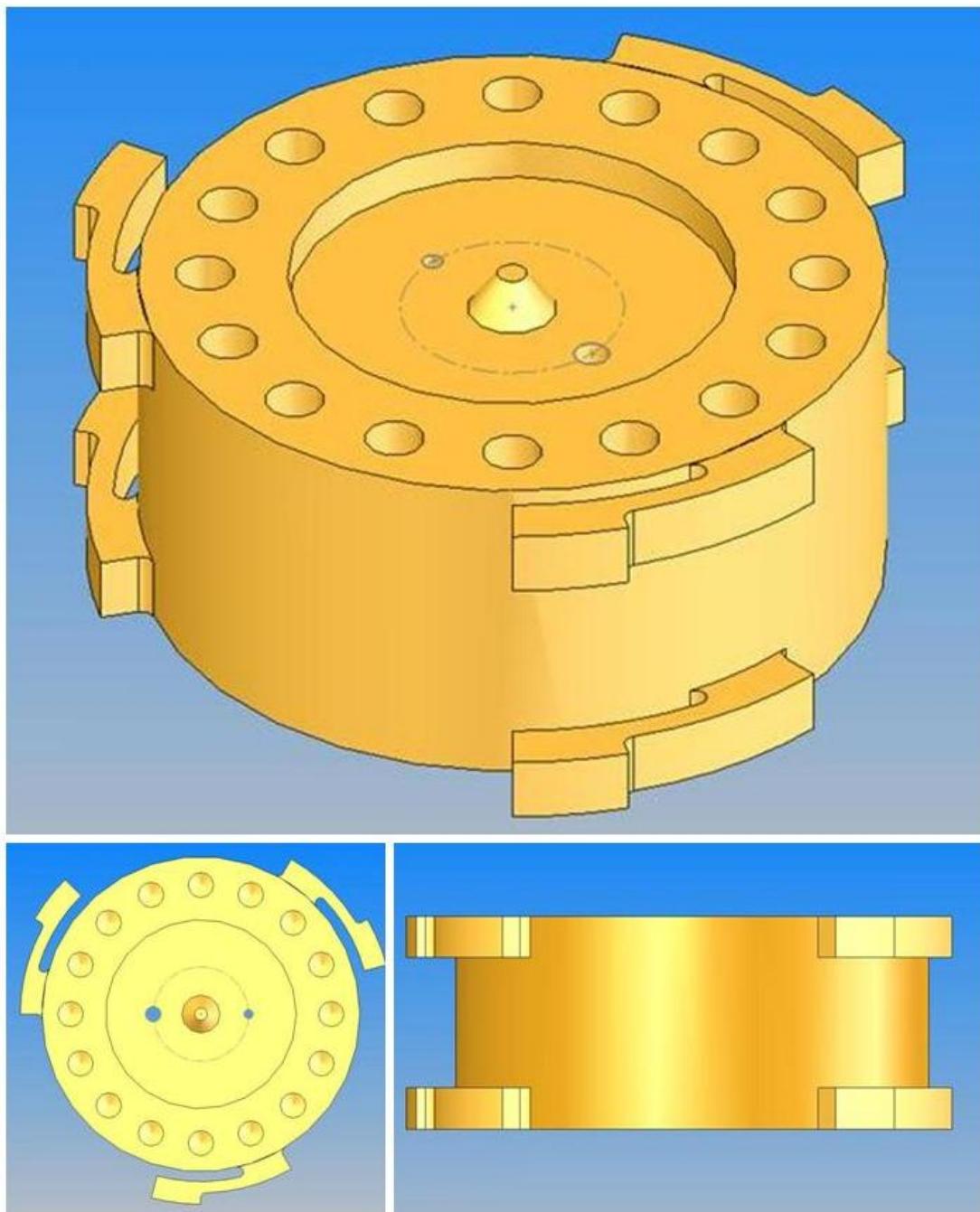


Figura 4.26 – Estrutura mecânica da segunda geração de transdutores paramétricos do detector *Mario Schenberg*. No alto: vista geral da estrutura. Na parte inferior: detalhes da posição nas molas.

A força exercida pela antena ressonante em cada transdutor (F_{A-T}) pode ser escrita em função da freqüência de ressonância do primeiro modo longitudinal da estrutura mecânica ($\omega = 2\pi f_0$) e da amplitude máxima de oscilação (A_{osc}) da massa intermediária (m_T) do transdutor, sendo dada por:

$$F_{A-T} = (\omega^2 A_{osc}) m_T \approx 22N \quad (4.20)$$

Desta forma, uma massa $m_T = 53,6 \times 10^{-3} kg$, oscilando em $f_0 = 3200 Hz$, com uma amplitude de $A_{osc} \approx 1 \mu m$, será submetida a uma aceleração da ordem de $a \approx 41,25g$ (conforme Equação 4.19). Nestas condições, tem-se que a força necessária para que o transdutor permaneça fixo, através das forças normais aplicadas pelas molas, será dada por:

$$F_{MOLAS} \geq \mu_e F_{A-T} \Rightarrow F_{MOLAS} \geq 4,4N \quad (\mu_e \approx 0,2) \quad (4.21)$$

Onde F_{MOLAS} é a força exercida pelas molas do transdutor, com coeficiente de atrito estático $\mu_e \approx 0,2$ entre a parede do furo cilíndrico da antena e a face de contato da mola. Portanto, a força normal exercida pelas molas (individualmente) deverá ser $F_{mola} = F_{MOLAS} / 6 \approx 0,8N$.

TABELA 4.6 PROPRIEDADES FÍSICAS DO NIÓBIO

Propriedade	Valor
Módulo de Elasticidade (E)	$1,05 \times 10^{11} N/m^2$
Razão Poissônica (ν)	0,38
Densidade Volumétrica	8580 kg/m^3

FONTE: Smithells (1967); Duffy Jr. e Umstadd (1994)

O projeto detalhado da estrutura mecânica do transdutor de segunda geração é mostrado na Figura 4.27.

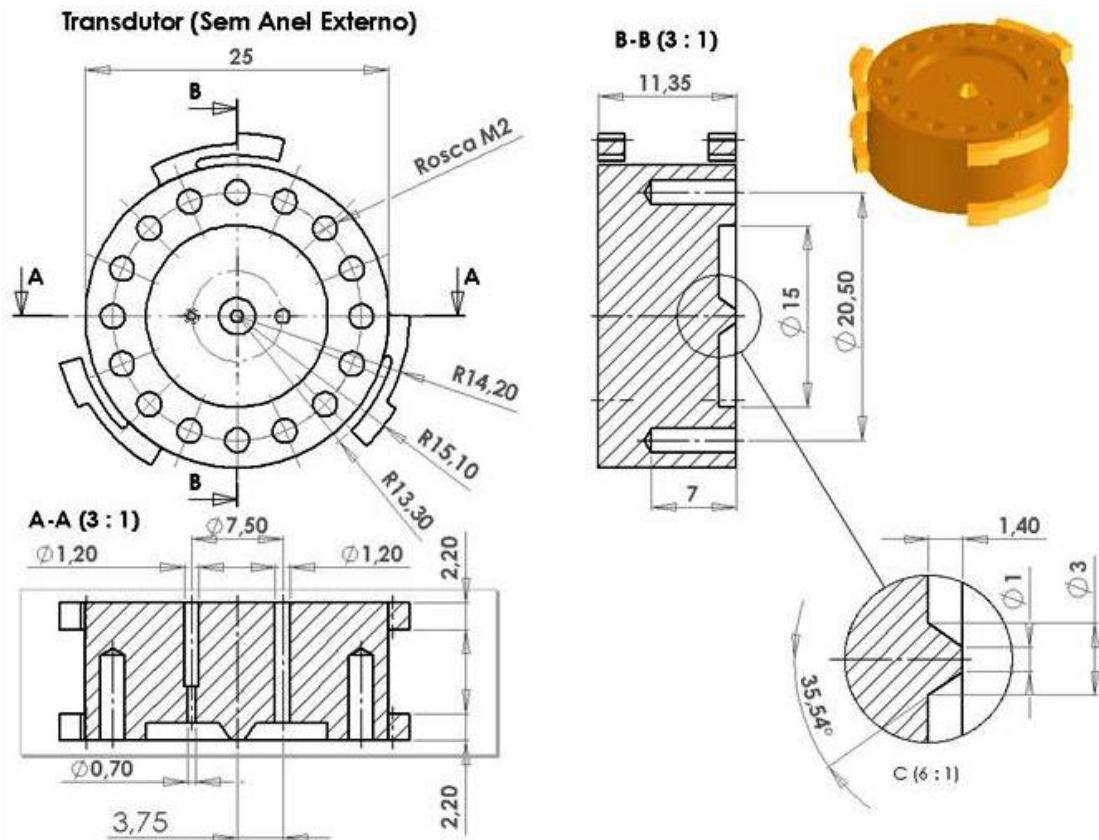


Figura 4.27 – Projeto da estrutura mecânica dos transdutores paramétricos de segunda geração utilizando-se CuAl(6%) .

Os resultados foram obtidos através de cálculos por elementos finitos (a partir dos valores apresentados nas Tabelas 4.4 e 4.6), utilizando-se o software COSMOSWORKS, onde foi gerada uma malha com cerca de 100 mil nós e 66 mil elementos. Este sistema foi projetado para oscilar (sem a presença do dispositivo para fixação da membrana de Silício) em 3678,5Hz a 4K (Figura 4.28). Desta forma, os transdutores feitos de CuAl(6%) ($\rho = 8070 \text{ kg/m}^3$) possuirão 11,35mm de altura, enquanto que a altura dos transdutores de Nióbio ($\rho = 8580 \text{ kg/m}^3$) será de 10,75mm. Com a presença do dispositivo para fixação da membrana de Silício (5,0 gramas) e da antena *microstrip* e sonda elétrica (2,9 gramas), o sistema de transdução deverá oscilar em 3248,1kHz a 4K.

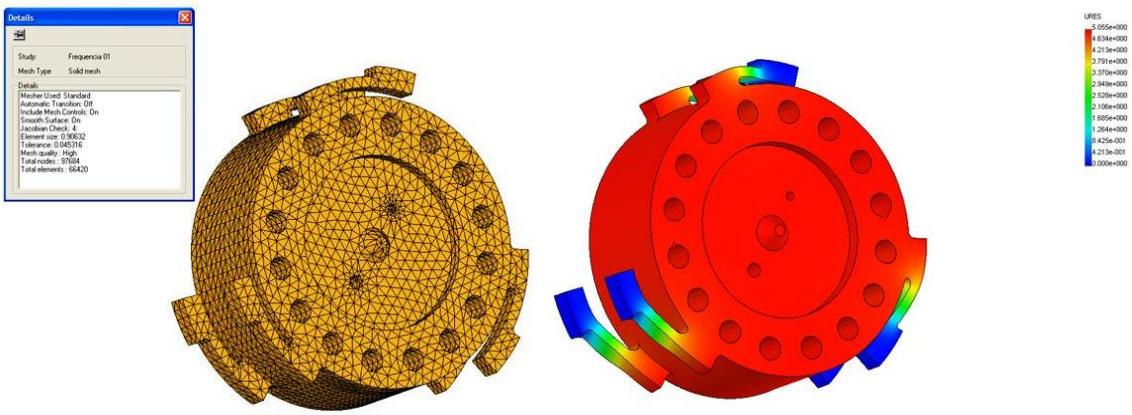


Figura 4.28 – O primeiro modo longitudinal da estrutura mecânica do transdutor de Segunda Geração. Sem a presença do dispositivo para fixação da membrana, a estrutura foi projetada para oscilar em $3678,5 \text{ Hz}$ a $4K$ (simulação utilizando-se o software COSMOSWORKS).

Durante as simulações numéricas, considerou-se que:

- (i) As molas deveriam sofrer uma deformação inicial de $0,1mm$ para que o transdutor pudesse ser introduzido no furo da esfera ressonante;
- (ii) As molas deveriam possuir espessuras superiores a $2,0mm$ para que não fossem danificadas durante o processo de usinagem;
- (iii) As forças exercidas pelas molas na parede cilíndrica do furo da esfera deveriam ser suficientes para que o transdutor se mantivesse fixo até acelerações da ordem de $40g's$ ($g = 9,8m/s^2$), implicando em amplitudes de oscilações da ordem de $1\mu m$, ou seja, muito menor do que o *gap* entre o poste côncico central da cavidade klystron e a face inferior da membrana ressonante, de modo a não danificar a membrana.

A Figura 4.29 mostra os resultados obtidos (por simulação numérica) para molas com espessuras de $2,20mm$ (para *Nb*) e $2,00mm$ (para *CuAl(6%)*). Para obter uma deformação de $0,1mm$, seria necessário submetê-las a uma força normal de $15N$. Portanto, nestas condições, a força aplicada pelas seis molas (atuando simultaneamente) na parede lateral do furo cilíndrico da esfera será da ordem de $90N$.

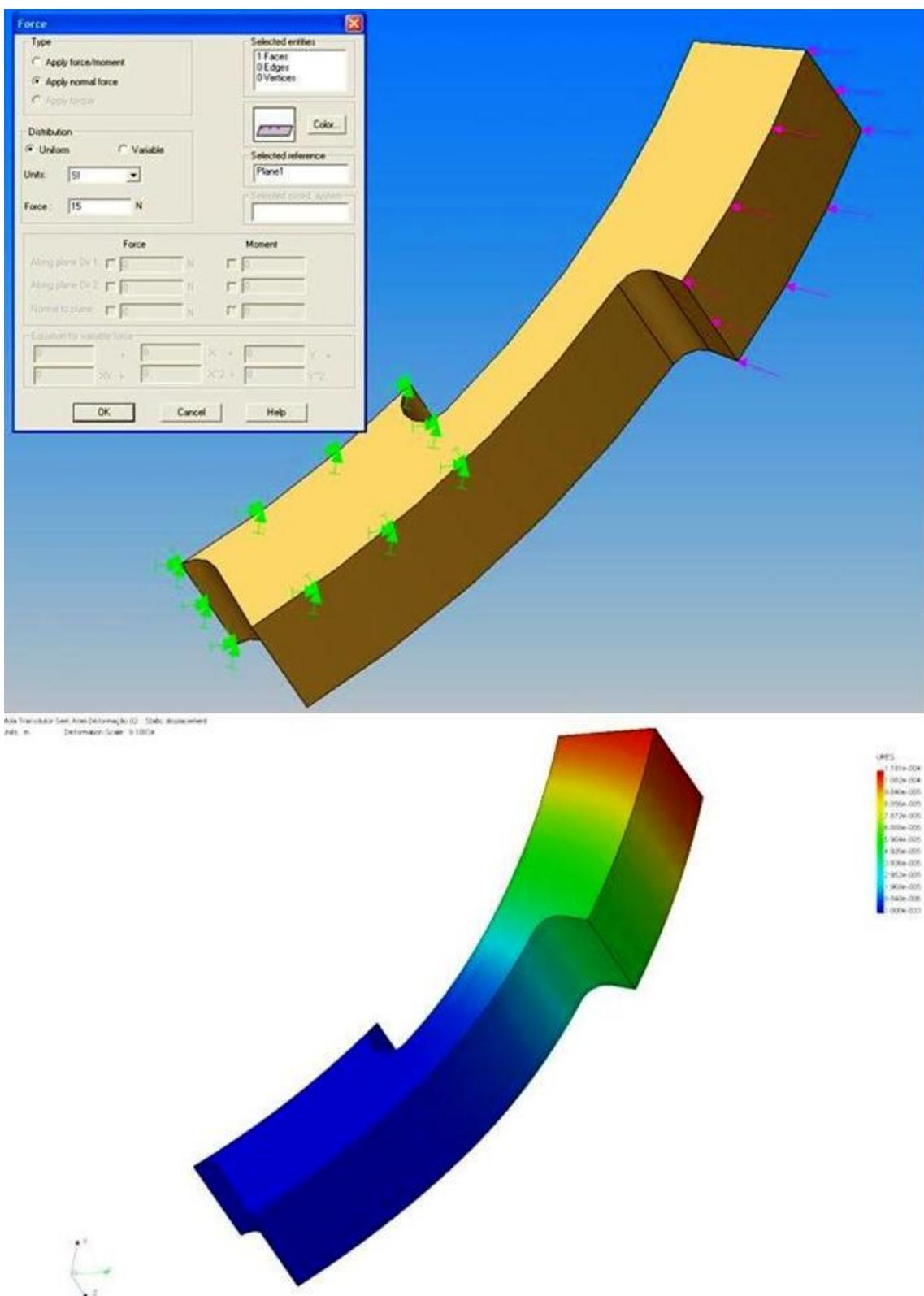


Figura 4.29 – Determinação da espessura das molas que fixarão os transdutores nas paredes dos furos cilíndricos da esfera ressonante do detector *Mario Schenberg* (simulação utilizando-se o software COSMOSWORKS).

4.4.4 RESULTADOS OBTIDOS

Na Figura 4.30 são mostrados os transdutores de segunda geração que serão utilizados no detector *Mario Schenberg*. Foram usinados cinco transdutores, sendo dois deles feitos de Nióbio e três de *CuAl(6%)*. Testes de vibração⁶ (similares àqueles descritos na seção 4.3.5) foram realizados em dois destes transdutores, fazendo-se uma varredura em freqüência de 100Hz a 10kHz e submetendo os mesmos a acelerações de 1g, 2g, 5g e 10g (onde $g = 9,8m/s^2$). De acordo com a Equação (4.19), as amplitudes de oscilação dos transdutores durante os ensaios vibracionais foram, respectivamente, de $2,4 \times 10^{-2} \mu m$, $4,8 \times 10^{-2} \mu m$, $0,12 \mu m$ e $0,24 \mu m$.



Figura 4.30 – Os transdutores de segunda geração que serão utilizados no detector *Mario Schenberg*.

⁶ Os ensaios de vibração foram realizados no Laboratório de Integração e Testes Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (LIT – INPE).

Durante os ensaios de vibração, as estruturas mecânicas dos transdutores foram acopladas mecanicamente ao *shaker* através de um adaptador contendo um furo cilíndrico com as mesmas dimensões do furo da antena ressonante, simulando a sua configuração de montagem final. Também foram realizados ensaios com os dispositivos de fixação das membranas acoplados às estruturas dos transdutores. As Figuras 4.31, 4.32 e 4.33 mostram, respectivamente, o arranjo experimental, o sistema de fixação dos transdutores e as ressonâncias mecânicas obtidas nos ensaios de vibração.

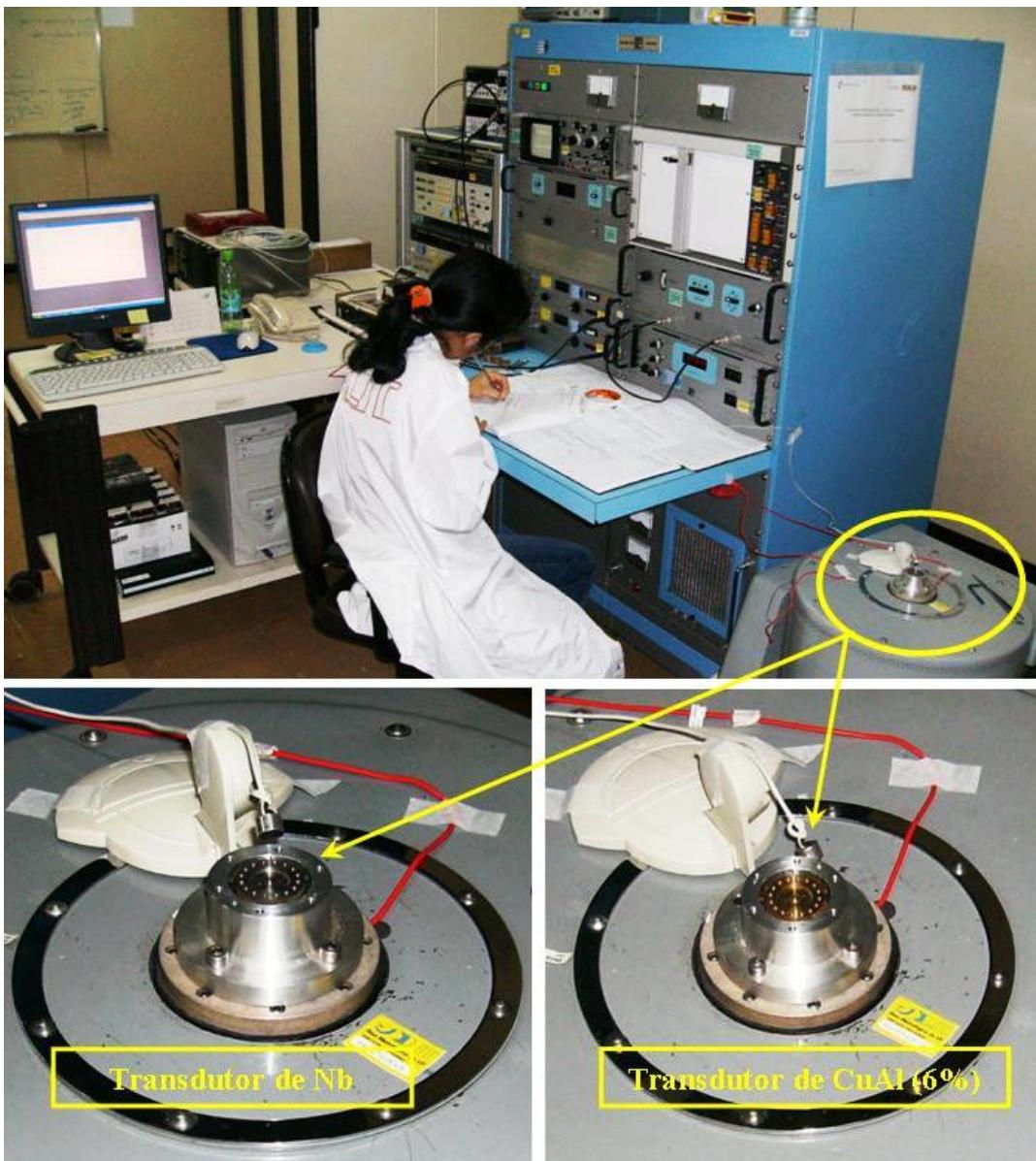


Figura 4.31 – Montagem experimental utilizada nos testes vibracionais dos transdutores de segunda geração do detector *Mario Schenberg*.

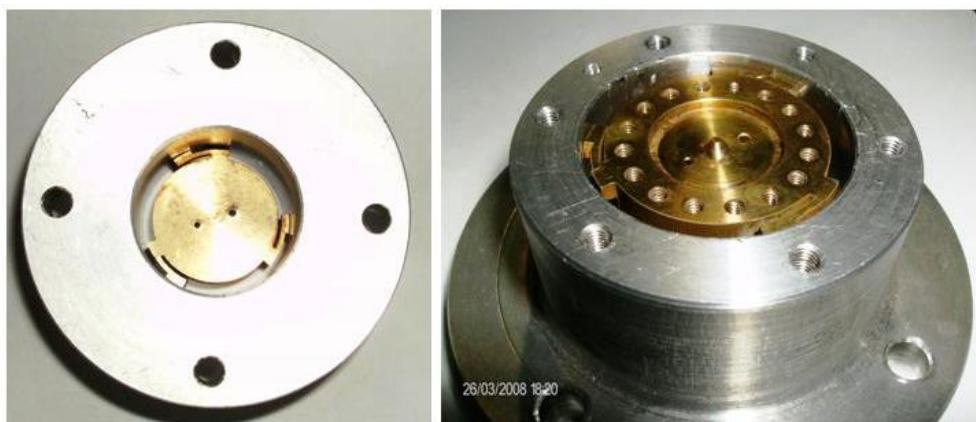


Figura 4.32 – Sistema de fixação utilizado nos ensaios de vibração dos transdutores de segunda geração do detector *Mario Schenberg*.

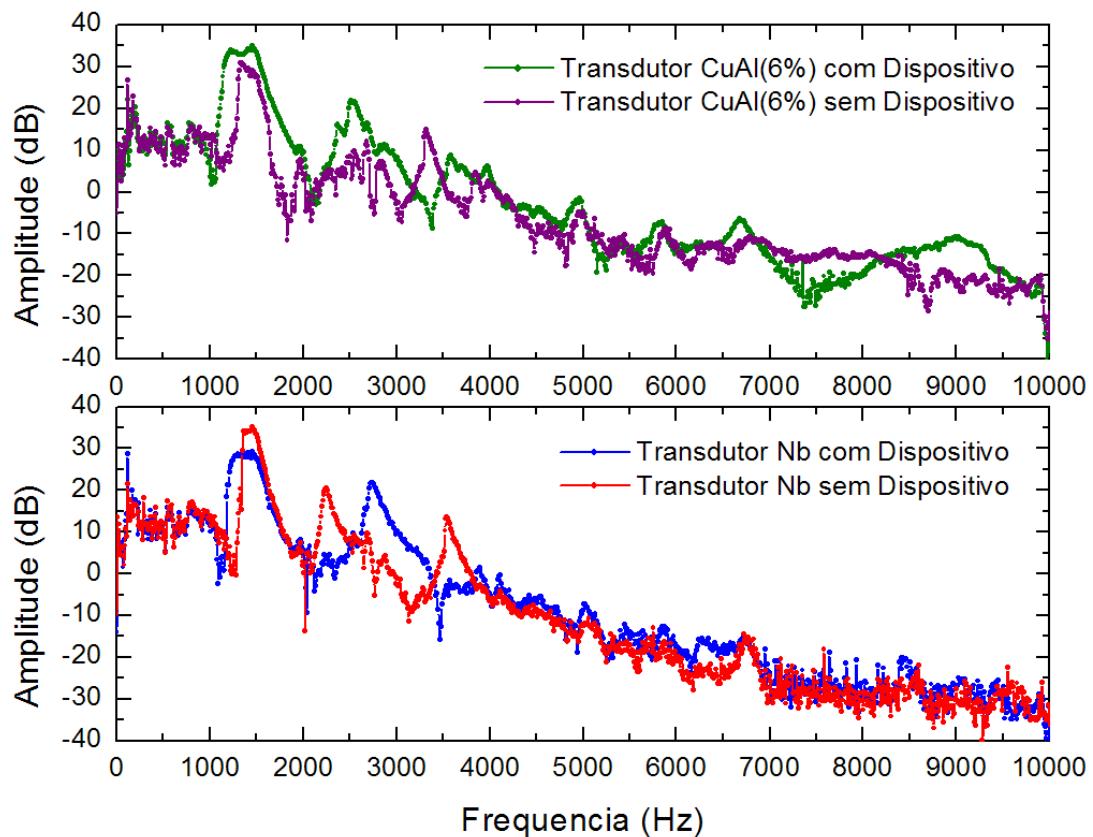


Figura 4.33 – Resultados obtidos através dos ensaios vibracionais realizados em dois transdutores de segunda geração do detector *Mario Schenberg*.

A Tabela 4.7 apresenta os valores das massas dos dispositivos testados, sendo feita uma comparação com os valores projetados. A massa total é igual a soma das massas da estrutura, do dispositivo de fixação das membranas e dos parafusos utilizados. A partir

destes resultados e das dimensões usinadas, foram simulados os valores esperados para as freqüências de oscilação dos transdutores testados.

TABELA 4.7 COMPARAÇÃO ENTRE OS VALORES PROJETADOS E MEDIDOS PARA AS MASSAS ENVOLVIDAS NOS ENSAIOS DE VIBRAÇÃO

		<i>Massa Estrutura</i>		<i>Massa Dispositivo</i>		<i>Massa Total</i>	
Transd	Material	Projetada	Medida	Projetada	Medida	Projetada	Medida
Nº 10	Nb	39,9 g	42,8 g	5,0 g	9,8 g	53,5 g	58,4 g
Nº 14	CuAl(6%)	39,9 g	41,6 g	5,0 g	8,6 g	53,5 g	55,9 g

Nas Tabelas 4.8 e 4.9 são apresentados os resultados obtidos nos ensaios de vibração, considerando-se as duas configurações de montagem citadas anteriormente (com e sem o dispositivo de fixação das membranas acoplado ao sistema de transdução), sendo feita uma comparação com os valores simulados numericamente, obtidos a partir dos resultados apresentados na Tabela 4.7. Os valores obtidos em 300K foram extrapolados para 4K da mesma forma como feito na seção 4.3.4. Para o CuAl(6%), utilizou-se um fator de aumento de 4,2% enquanto que para o Nióbio, o fator utilizado foi de 5,2% (Aguiar, 1990; Duffy e Umstattd, 1994).

TABELA 4.8 ENSAIOS DE VIBRAÇÃO COM OS TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS DE SEGUNDA GERAÇÃO (300K) – SEM DISPOSITIVO DE FIXAÇÃO DA MEMBRANA

Transd	Material	f_{medido} (300K) (Hz)	$f_{extrap.}$ (4K) (Hz)	$f_{simul.}$ (4K) (Hz)	Δf (%)
Nº 10	Nb	3548,1	3732,7	3497,6	6,7
Nº 14	CuAl(6%)	3318,7	3458,1	3678,5	6,4

TABELA 4.9 ENSAIOS DE VIBRAÇÃO COM OS TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS DE SEGUNDA GERAÇÃO (300K) – COM DISPOSITIVO DE FIXAÇÃO DA MEMBRANA

Transd	Material	f_{medido} (300K) (Hz)	$f_{extrap.}$ (4K) (Hz)	$f_{simul.}$ (4K) (Hz)	Δf (%)
Nº 10	Nb	2726,9	2868,7	2945,4	2,7
Nº 14	CuAl(6%)	2520,2	2626,0	3169,5	20,7

De acordo com a Tabela 4.8, percebe-se que a freqüência de oscilação do transdutor feito de Nióbio (sem a presença do dispositivo de fixação da membrana de Silício), extrapolada para $4K$, estará em torno de 3733Hz , ou seja, cerca de 7% acima do valor esperado ($3497,6\text{Hz}$). Considerando-se este dispositivo na montagem final do sistema de transdução, obteve-se uma freqüência de ressonância de $2726,9\text{Hz}$ em $300K$, que extrapolada para $4K$ deverá ocorrer em $2868,7\text{Hz}$, ou seja, cerca de 3% abaixo do valor simulado a partir dos resultados apresentados na Tabela 4.9.

A discrepância observada entre os resultados apresentados deve-se, principalmente, aos valores finais das massas envolvidas que, no caso do sistema de transdução completo feito de Nióbio, possui massa de *58,4 gramas* (Tabela 4.7). Neste caso, para obter os resultados desejados a $4K$, necessita-se retrabalhar o dispositivo de fixação das membranas, reduzindo a sua massa em *7,7 gramas*, de forma que a massa final do sistema de transdução seja *53,6 gramas*. (incluindo os *2,9 gramas* necessários para a montagem da antena *microstrip* e sonda elétrica).

Caso o valor estimado (3733Hz) para freqüência de oscilação da estrutura mecânica do sistema de transdução de Nióbio seja confirmado experimentalmente, após sua montagem e resfriamento, um ajuste fino da freqüência deverá ser feito para que o transdutor oscile num dos cinco modos fundamentais da esfera, conforme mostrado na Tabela 4.1. Este ajuste poderá ser feito diminuindo-se a espessura das molas (e sua constante elástica) através de usinagem por eletro-erosão.

Para o transdutor feito de *CuAl(6%)*, de acordo com a Tabela 4.8, a freqüência de oscilação da estrutura mecânica, extrapolada para $4K$, estará em torno de $3458,1\text{Hz}$ e, portanto, cerca de 6% abaixo do valor esperado (3678Hz). Considerando-se o dispositivo de fixação da membrana de Silício na montagem final deste transdutor, obteve-se uma freqüência de ressonância de $2520,2\text{Hz}$ em $300K$, que extrapolada para $4K$ deverá ocorrer em $2626,0\text{Hz}$, ou seja, cerca de 20% abaixo do valor simulado mostrado na Tabela 4.9.

Da mesma forma que para o transdutor de Nióbio, deve-se retrabalhar o dispositivo de fixação das membranas, reduzindo a sua massa em *5,2 gramas*, de forma a obter os resultados desejados a $4K$. Caso o valor estimado ($3458,1\text{Hz}$) para freqüência de

oscilação da estrutura mecânica do sistema de transdução de *CuAl(6%)* seja confirmado experimentalmente, após sua montagem e resfriamento, um ajuste fino da freqüência deverá ser feito para que o transdutor oscile num dos cinco modos fundamentais da esfera, conforme mostrado na Tabela 4.1. Este ajuste poderá ser feito reduzindo-se as massas do dispositivo de fixação da membrana de Silício e do corpo central da estrutura mecânica do transdutor. Caso seja feito o ajuste fino em freqüência pela variação da massa intermediária do transdutor, a transformação de amplitude do terceiro modo de oscilação será afetada, não sendo atingido seu valor máximo.

4.5 AS MEMBRANAS DE SILÍCIO

A construção das membranas (com massas finais de $10mg$) para o sistema de transdução do detector *Mario Schenberg* apresentou grandes desafios e foi um dos objetivos desta tese de doutoramento.

Segundo simulações numéricas, para que uma membrana metálica seja ressonante em $3,2kHz$, a sua espessura deverá ser da ordem de $0,04mm$. Várias soluções foram testadas para determinação do processo de fabricação das mesmas utilizando *CuAl(6%)* ou Nióbio, podendo-se citar usinagem mecânica e polimento químico. Entretanto, não foi possível obter espessuras inferiores a $0,20mm$, implicando em freqüências de ressonância da ordem de $16kHz$ (Furtado, Aguiar e Almeida, 2006).

4.5.1 CONDIÇÕES DE CONTORNO PARA O PROJETO DA MEMBRANA

O projeto das membranas que fecham a cavidade ressoante foi feito considerando-se as limitações tecnológicas para sua fabricação. Desta forma, optou-se por fazê-las a partir de lâminas de Silício, sendo as espessuras desejadas obtidas através de micro-usinagem (França e Senna, 2006), e subsequente evaporação de Nióbio em uma das suas superfícies (Furtado, Aguiar e Almeida, 2006).

Além da massa efetiva e da freqüência de oscilação, três aspectos importantes foram considerados durante o projeto da estrutura mecânica da membrana ressonante de Silício: (i) possibilidade de cortes mecânicos de acordo com a orientação cristalográfica; (ii) velocidade de corrosão de acordo com os planos cristalográficos; e, (iii) dependência da constante elástica com a temperatura.

A realização de cortes mecânicos em lâminas de Silício somente é possível se realizado de forma retilínea e de acordo com seus planos cristalográficos que, por sua vez, possuem diferentes velocidades de corrosão. Considerando-se isto, optou-se pelo projeto de membranas quadradas com perfil trapezoidal.

A constante elástica (k) de qualquer corpo com massa m pode ser definida em função da sua freqüência de ressonância (f_0) através da relação:

$$\Omega_0 = 2\pi f_0 = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (4.22)$$

Segundo Nikanorov *et al.* (1971), a constante elástica do Silício aumenta cerca de 5,6% para temperaturas variando de $300K$ para $4K$, implicando num aumento da ordem de 2,8% na freqüência de ressonância. Portanto, as membranas ressonantes feitas de Silício foram projetadas para oscilar próximo de 3150 Hz a $300K$.

A massa efetiva da membrana de Silício foi definida de forma que a energia potencial elástica associada à sua oscilação fosse a mesma de um sistema massa-mola, oscilando com a mesma freqüência e amplitude (Figura 4.34).

A energia potencial elástica associada a membrana pode ser escrita como:

$$E = \frac{1}{2} k A^2(x, y) \quad (4.23)$$

Onde $A(x, y) = A_0 Z(x, y)$ é uma função que descreve a amplitude de oscilação em todos os pontos da superfície da membrana, sendo A_0 o valor máximo. De acordo com as Equações (4.22) e (4.23), a energia potencial elástica associada a membrana pode ser reescrita em função da sua espessura (e_{memb}) e densidade (ρ_{memb}):

$$E = \frac{1}{2} \Omega_0^2 \rho_{memb} e_{memb} A_0^2 \int Z^2(x, y) dx dy \quad (4.24)$$

Para um sistema massa-mola, oscilando na mesma freqüência e amplitude da membrana, a energia potencial elástica será dada por:

$$E = \frac{1}{2} \Omega_0^2 M_{eff} A_0^2 \quad (4.25)$$

Desta forma, igualando-se as Equações (4.24) e (4.25), obtém-se o valor da massa efetiva associada a membrana ressonante:

$$M_{\text{eff}} = \rho_{\text{memb}} e_{\text{memb}} \int Z^2(x, y) dx dy \quad (4.26)$$

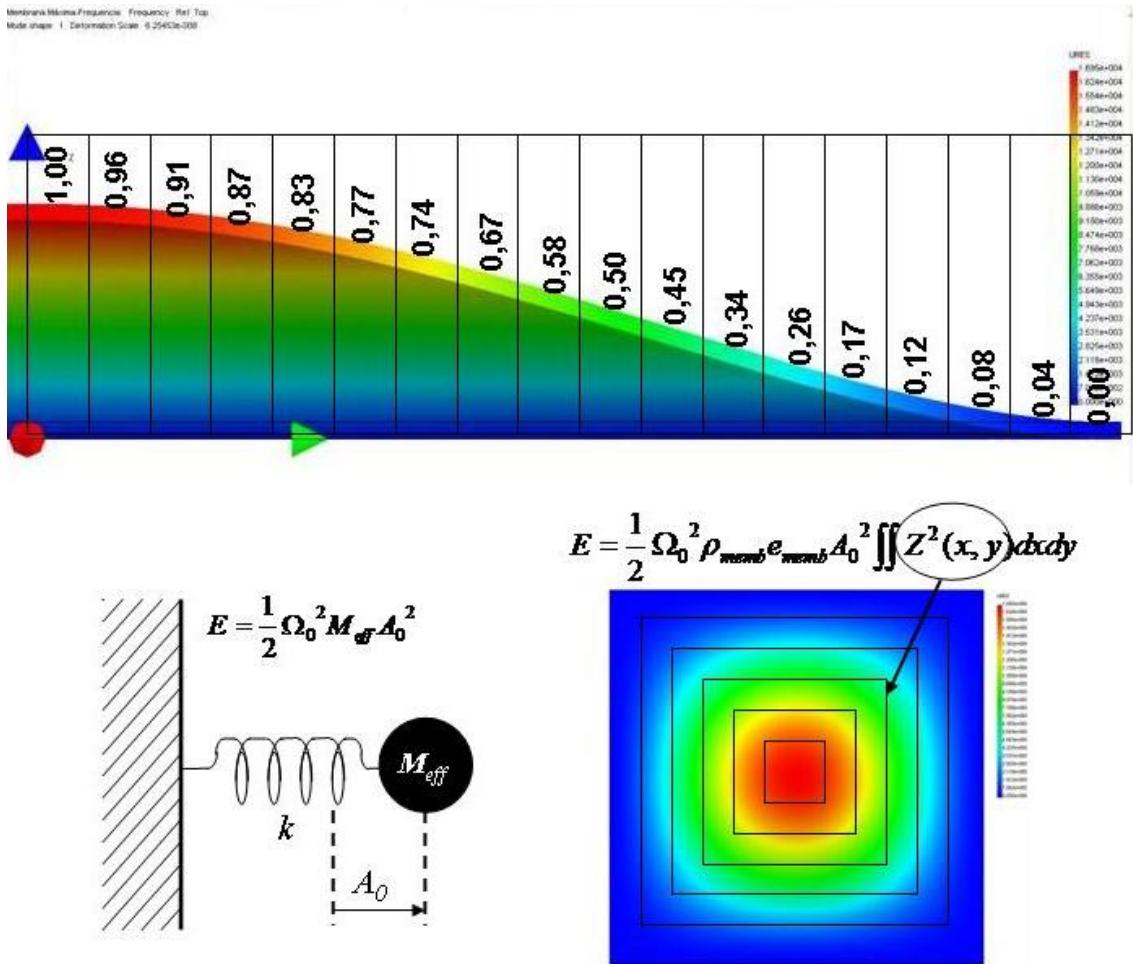


Figura 4.34 – Definição de massa efetiva para membrana quadrada.

Na Figura 4.34 é mostrada a deformação de uma membrana quadrada, na sua ressonância, obtida por simulação numérica. A superfície desta membrana foi dividida em 18 partes com massas m_i e amplitudes normalizadas Z_i ($i = 1..18$). De acordo com a Equação (4.26), a massa efetiva pode ser aproximada por:

$$M_{\text{eff}} \approx \rho_{\text{memb}} e_{\text{memb}} \sum_{i=1}^{18} Z_i^2 m_i \approx \frac{M_{\text{memb}}}{3} \quad (4.27)$$

Onde M_{memb} é a massa da membrana.

4.5.2 O PROJETO MECÂNICO DA MEMBRANA DE SILÍCIO

Devido ao fato do diâmetro externo da cavidade klystron do transdutor ser $2R_2 = 15\text{mm}$ (conforme Figura 4.2), a membrana quadrada de Silício deverá possuir arestas com dimensões máximas de $10,6\text{ mm}$ e espessuras da ordem de $190\mu\text{m}$ para que sua massa efetiva seja de 10mg (conforme Equação (4.27) e Tabela 4.10). Nestas condições, a membrana oscilará próximo de 690kHz .

TABELA 4.10 PROPRIEDADES FÍSICAS DO SILÍCIO

<i>Propriedade</i>	<i>Valor</i>
<i>Módulo de Elasticidade (E)⁷</i>	$1,309 \times 10^{11}\text{N/m}^2$
<i>Razão Poissônica (ν)</i>	0,28
<i>Densidade Volumétrica</i>	2329 kg/m^3

FONTE: McSkimin (1954); Nikanorov *et al.* (1971).

Portanto, para obter, de forma simultânea, uma membrana de Silício ressonante em $3,2\text{kHz}$ e com massa efetiva de 10mg , torna-se necessária a adição de uma massa central M_0 , de forma que a espessura da membrana possa ser reduzida. Neste caso, conforme Figura 4.35 e Equação (4.26), a massa efetiva da membrana será dada por:

$$M_{\text{eff}} \approx M_0 + \frac{M_{\text{memb}}}{3} \quad (4.28)$$

De acordo com a Equação (4.28), uma massa central da ordem de $M_0 \approx 8,5\text{mg}$ será necessária para que uma membrana quadrada de Silício, com $8,0\text{mm}$ de aresta e $24,5\mu\text{m}$ de espessura ($M_{\text{memb}} \approx 4\text{mg}$), seja ressonante em $3,2\text{kHz}$.

⁷ Valores médios considerando aproximação isotrópica.

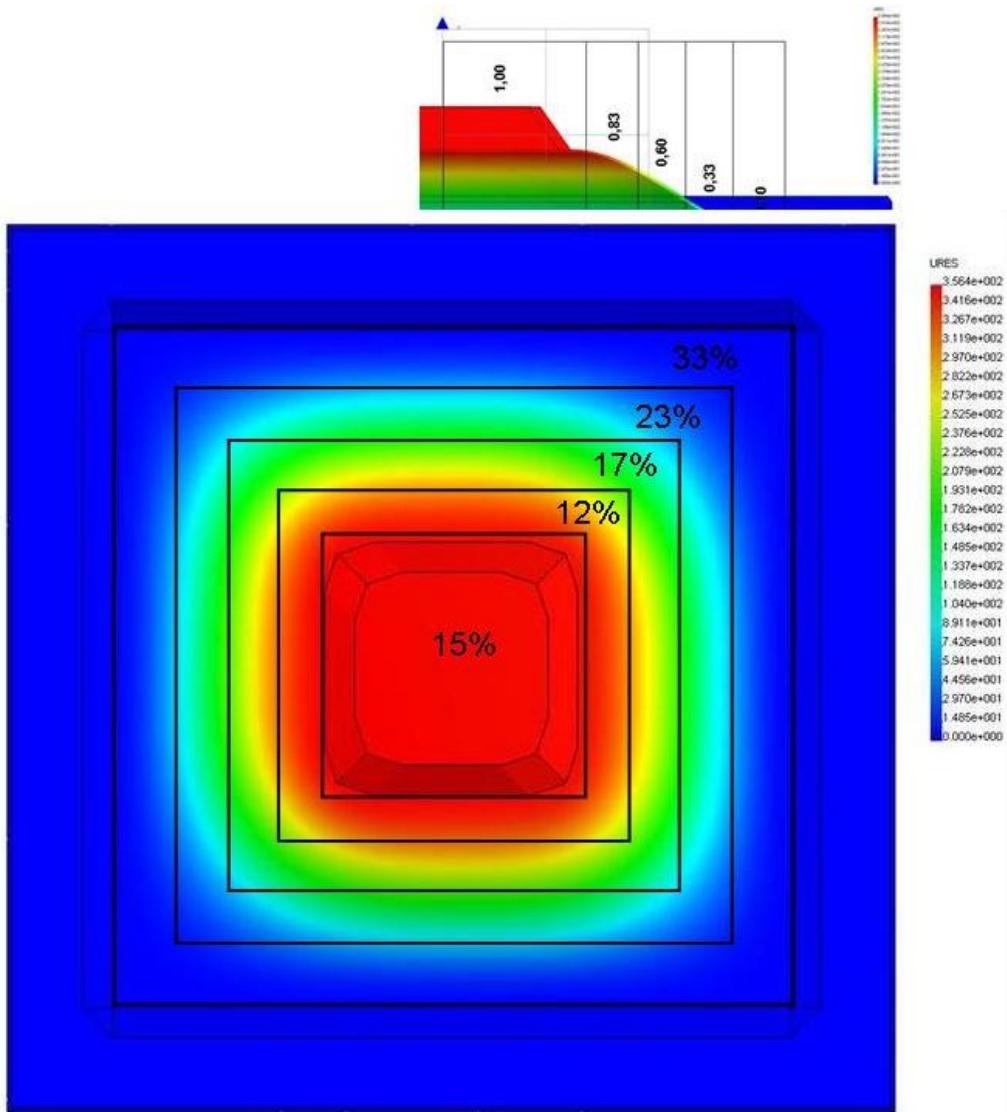


Figura 4.35 – Definição de massa efetiva para membrana quadrada com massa central.

No alto, as amplitudes médias obtidas por simulação numérica.

Embaixo, os valores percentuais das áreas correspondentes as amplitudes médias.

O projeto da membrana ressonante a ser utilizada no transdutor de segunda geração é mostrado na Figura 4.36. Pode-se observar que a membrana de Silício, obtida através de uma lâmina com $500\mu m$ de espessura, possui uma estrutura quadrangular central com a mesma espessura da lâmina e massa $M_0 \approx 8,5mg$, de forma que o sistema membrana-massa central possa ser ressonante em $3150Hz$ ($300K$). Além disso, é utilizada uma estrutura quadrangular externa, feita de Silício, fornecendo rigidez mecânica para sua fixação ao dispositivo metálico utilizado (conforme Figura 4.25).

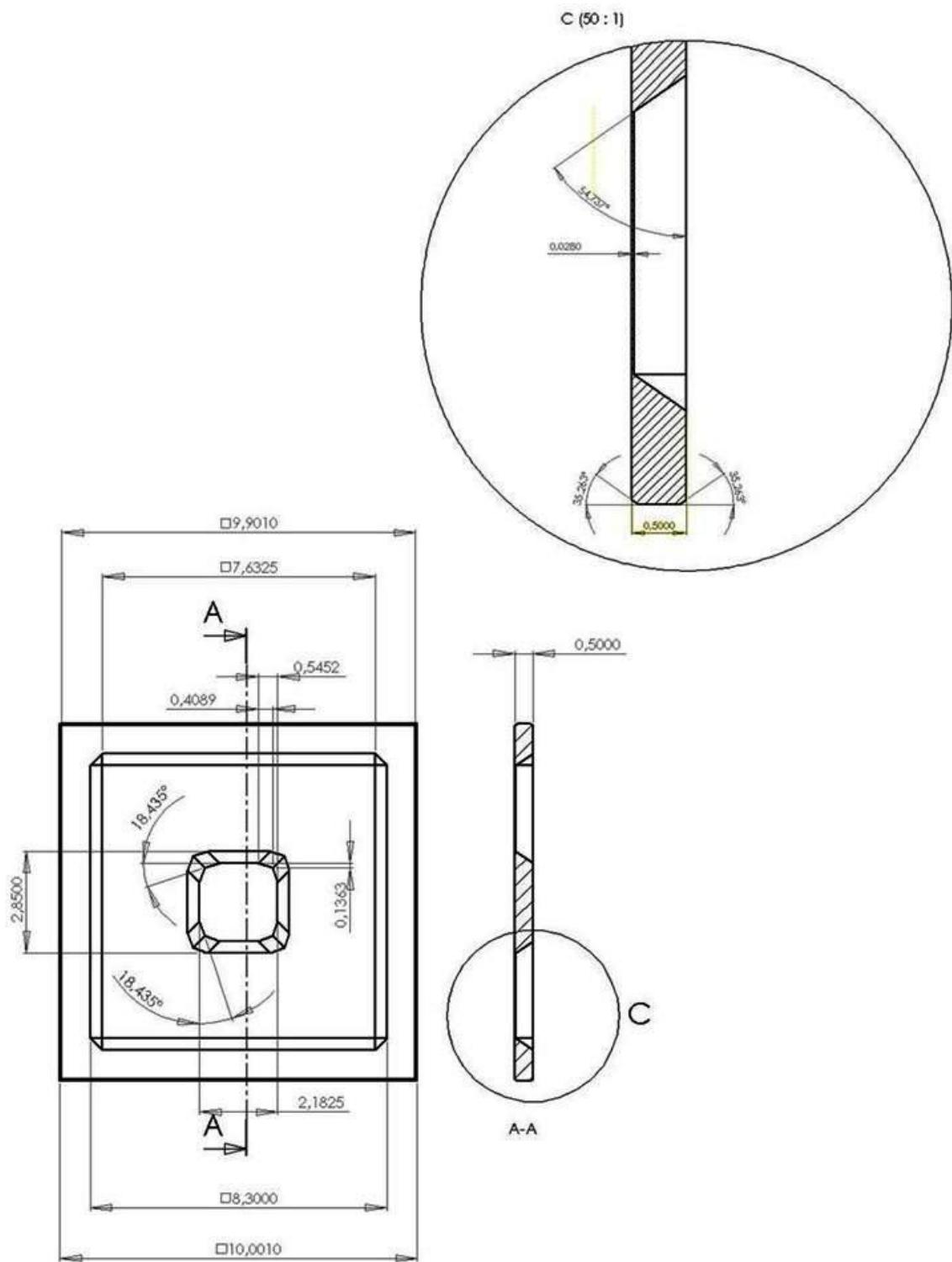


Figura 4.36 – O projeto detalhado da estrutura mecânica da membrana de Silício utilizada no transdutor de segunda geração do detector *Mario Schenberg*.

As dimensões da membrana foram obtidas através de cálculos por elementos finitos (a partir dos valores apresentados na Tabela 4.8), utilizando o software COSMOSWORKS, onde foi gerada uma malha com cerca de 110 mil nós e 60 mil elementos (Figura 4.37).

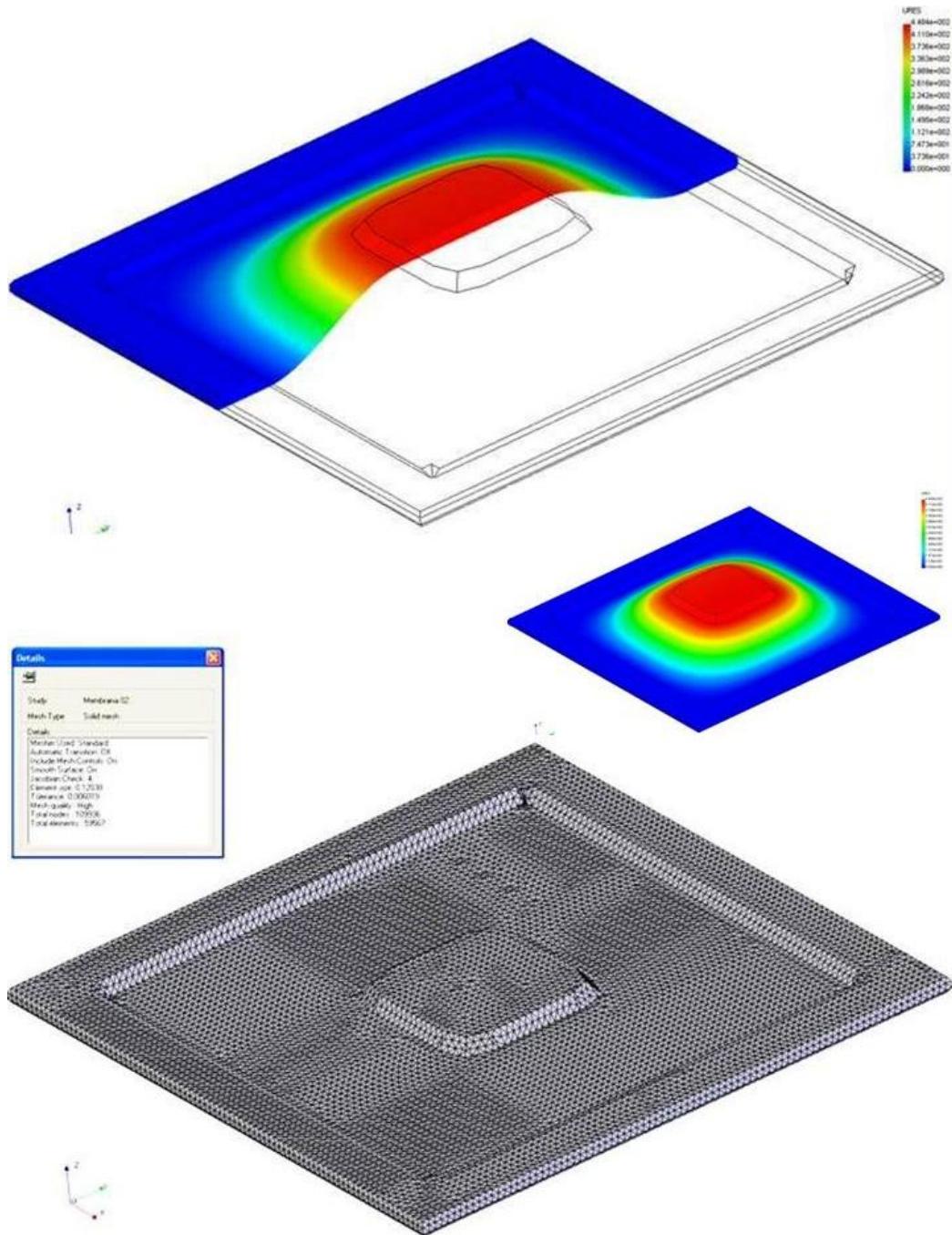


Figura 4.37 – O primeiro modo longitudinal da estrutura mecânica da membrana de Silício do transdutor de Segunda Geração projetado para oscilar próximo de 3150Hz a 300K (simulação utilizando-se o software COSMOSWORKS).

4.5.3 O PROCESSO DE FABRICAÇÃO DAS MEMBRANAS

O processo de fabricação⁸ das membranas de Silício consistiu em etapas de oxidação térmica, litografia ótica e corrosão química em KOH (Beloto *et al.*, 1988; Maia *et al.*, 2000; Louro e Senna, 2001; França, 2003; França e Senna, 2006). A Figura 4.38 apresenta uma vista esquemática das etapas realizadas.

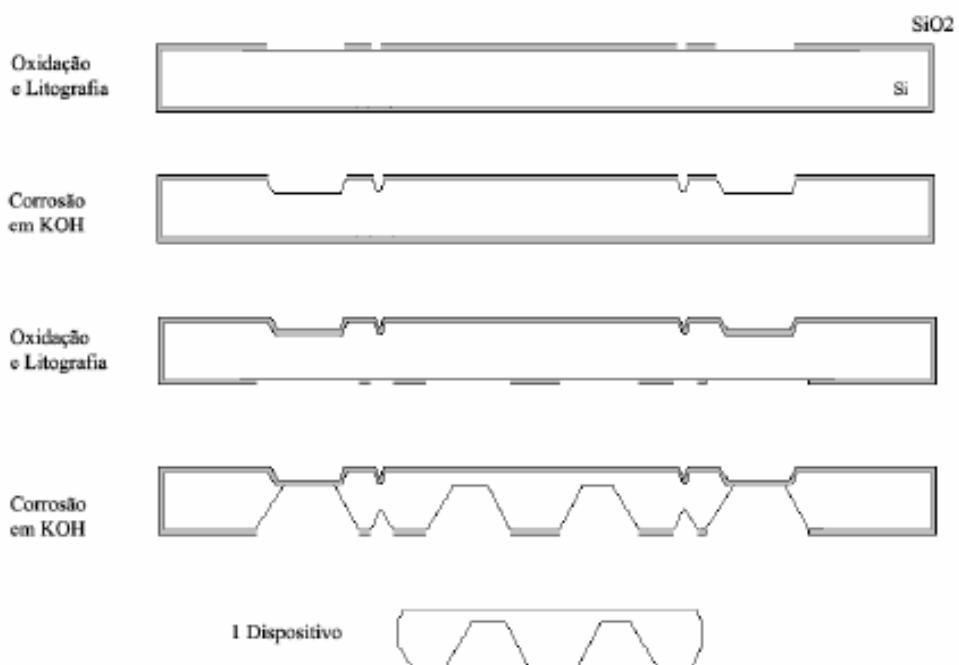


Figura 4.38 – Etapas do processo de fabricação das membranas ressonantes. FONTE: França e Senna (2006).

Conforme mostrado na figura acima, inicialmente foi realizada uma oxidação térmica, criando-se um filme de SiO_2 em toda a lâmina de Silício (substrato). Em seguida, através de litografia ótica numa das faces do substrato, foram abertas pequenas janelas (remoção de óxido) de modo que a primeira corrosão em KOH pudesse ser feita. Como as velocidades de corrosão do Silício e do SiO_2 são diferentes, a camada de óxido criada possuía espessura suficiente para que a corrosão ocorresse até que pequenas cavidades com profundidades equivalentes a espessura da membrana (da ordem de $24\mu m$) fossem criadas na face da lâmina de Silício. Através destas cavidades, foi possível determinar o final do processo de micro-usinagem das membranas.

⁸ A fabricação das membranas de Silício foi realizada nos Laboratórios Associados de Sensores e Materiais (LAS) do INPE.

A fase seguinte do processo de fabricação das membranas consistiu na corrosão profunda da outra face da lâmina de Silício. Como a corrosão é anisotrópica, as cavidades obtidas possuem geometrias bem definidas, determinando o perfil das membranas.

Para que a corrosão profunda da outra face da lâmina de Silício pudesse ser feita, uma nova oxidação térmica foi realizada, seguida de litografia ótica (cujo padrão utilizado foi determinado de acordo com a Figura 4.36). O filme de SiO_2 foi criado com uma espessura suficiente para que a corrosão do Silício fosse encerrada antes que a camada de óxido fosse removida pelo KOH . O final desta etapa de corrosão foi identificado no momento em que a lâmina foi perfurada (Figura 4.39).

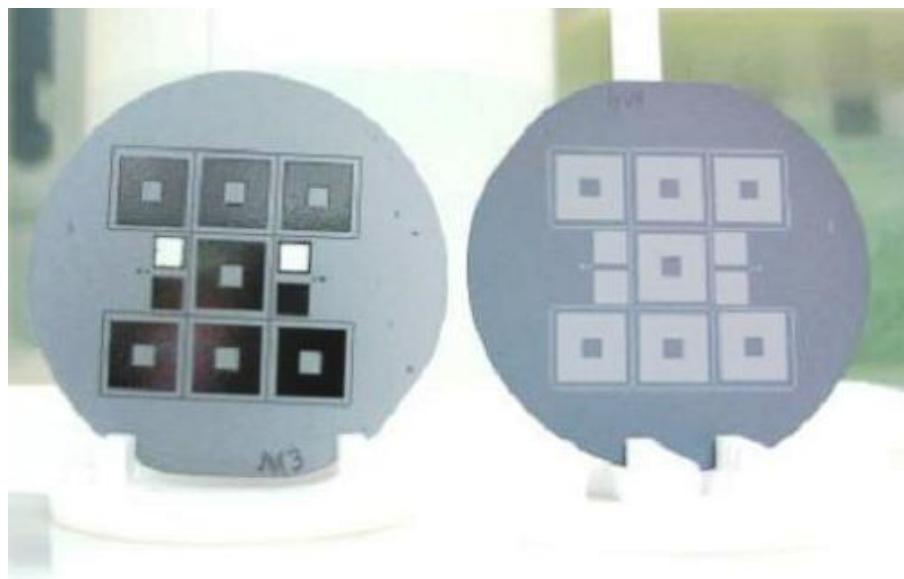


Figura 4.39 – Lâmina de Silício processada (com sete membranas ressonantes) ao lado de uma lâmina não corroída. A corrosão terminou no momento em que foram abertas as duas janelas quadradas (furos passantes) na amostra.
FONTE: França e Senna (2006).

Após a segunda corrosão (que definiu a espessura da membrana) foram realizadas medidas de espessura de lâmina e de profundidade de corrosão. Para as medidas de espessura, foi utilizado um perfilômetro Alpha-Step 500. Foram realizadas quatro medidas em cada amostra, correspondendo à média aritmética de três varreduras de degrau (França e Senna, 2006). Na Tabela 4.11 são mostrados os valores médios de espessura e de profundidade para cada lâmina.

TABELA 4.11 ESPESSURA DA LÂMINA E PROFUNDIDADE DE CORROSÃO DO SILÍCIO

Espessura da Lâmina (μm)	Profundidade (μm)
(263±2)	(18,53±0,11)
(262±2)	(23,32±0,04)
(261±5)	(29,25±0,09)

FONTE: França e Senna (2006).

Na tabela acima pode ser observado que, embora o projeto inicial (Figura 4.36) tenha sido elaborado a partir de lâminas de Silício com $500\mu m$ de espessura, as corrosões foram feitas utilizando-se lâminas de $300\mu m$ para que o processo de micro-usinagem fosse testado. Além disso, cerca de $40\mu m$ da espessura original das lâminas foram comprometidos nos processos de oxidação térmica, litografia ótica e corrosão química em KOH. Desta forma, foram produzidas membranas com massas efetivas da ordem de $5,4mg$.

4.5.4 RESULTADOS OBTIDOS

Na Figura 4.40 são mostradas algumas das membranas e Silício, no seu estágio final, obtidas após serem cortadas com disco diamantado.

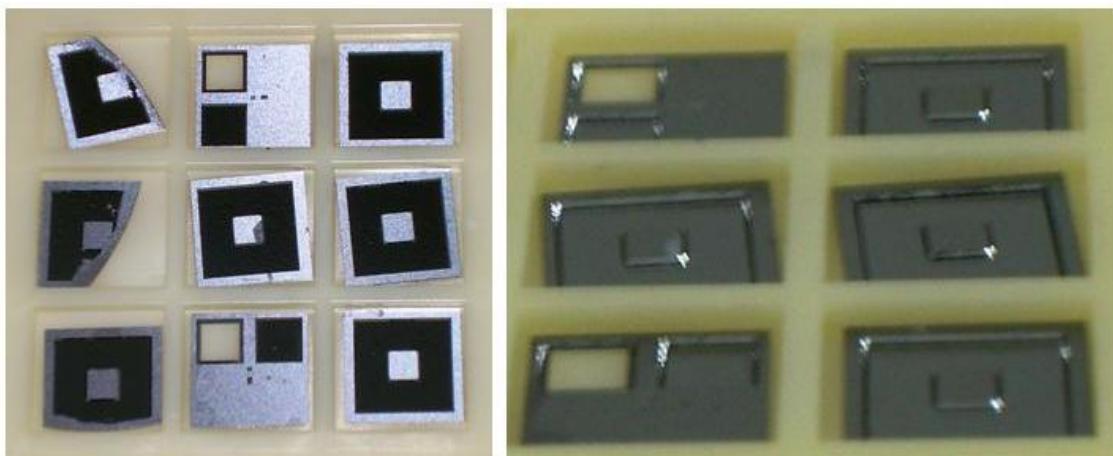


Figura 4.40 – Resultado final obtido através do corte com disco diamantado para as membranas ressonantes de Silício. FONTE: França e Senna (2006).

Testes de vibração⁹ (similares àqueles descritos na seção 4.3.5) foram realizados em quatro membranas, com espessuras de $23\mu m$ e $29\mu m$, fazendo-se uma varredura em freqüência de 100 a 10000Hz e submetendo as mesmas a acelerações de $1g$, $2g$ e $5g$ (onde $g = 9,8m/s^2$).

De acordo com a Equação (4.19), as amplitudes de oscilação das membranas durante os ensaios vibracionais foram de $2,4 \times 10^{-2} \mu m$ ($a = 1g$), $4,8 \times 10^{-2} \mu m$ ($a = 2g$) e $0,12 \mu m$ ($a = 5g$). Durante os ensaios de vibração, as membranas foram acopladas mecanicamente ao *shaker* através de um adaptador metálico, simulando a sua configuração de montagem final (Figura 4.41).

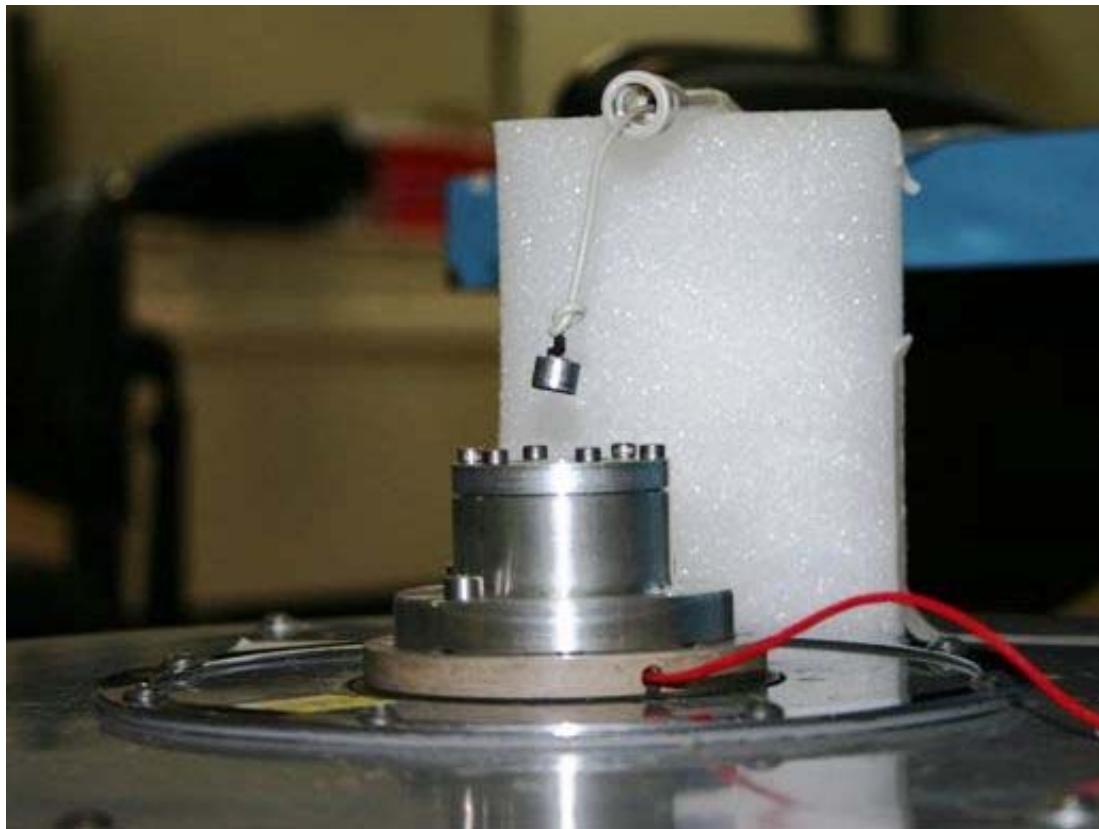


Figura 4.41 – Sistema de fixação utilizado nos ensaios de vibração das membranas ressonantes feitas de Silício.

Na Figura 4.42 e na Tabela 4.12 são apresentados os resultados obtidos através dos ensaios vibracionais para as diversas membranas testadas.

⁹ Os ensaios de vibração foram realizados no Laboratório de Integração e Testes Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (LIT – INPE).

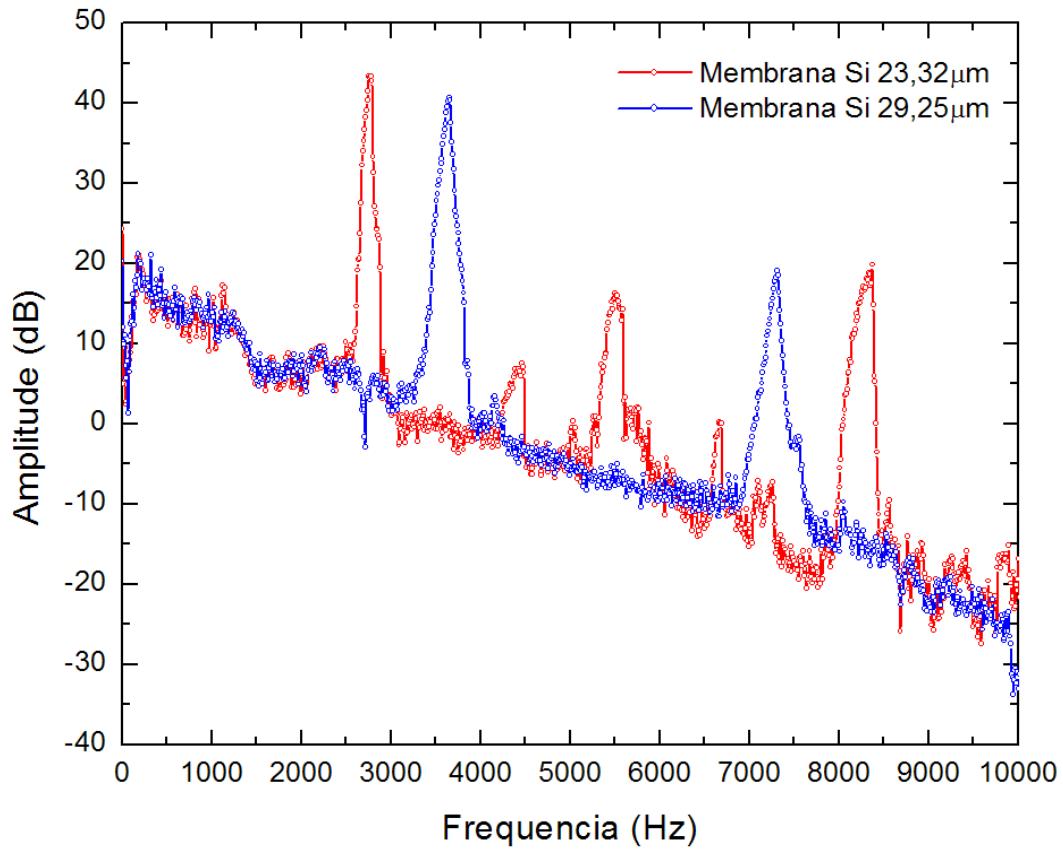


Figura 4.42 – Resultados obtidos através dos ensaios vibracionais realizados em quatro membranas de Silício com espessuras de $23\mu m$ e $29\mu m$.

TABELA 4.12 FREQUÊNCIA DE RESSONÂNCIA EM FUNÇÃO DA ESPESSURA DA MEMBRANA DE SILÍCIO (300K)

Espessura (μm)	MODO 01 (Hz)	MODO 02 (Hz)	MODO 03 (Hz)
$23,32 \pm 0,04$	2762 ± 12	5496 ± 27	8370 ± 42
$29,25 \pm 0,09$	3648 ± 9	7308 ± 20	

Conforme mencionado anteriormente, nas simulações numéricas, foram adotados valores médios (considerando aproximação isotrópica) para o módulo de elasticidade do Silício. Desta forma, de acordo com os resultados experimentais (Tabela 4.12 e Figura 4.42), foi possível determinar, de modo análogo aquele feito na seção 4.3.2, o módulo de elasticidade do Silício a ser utilizado nas simulações numéricas para o projeto final

das membranas. Conforme pode ser observado na Figura 4.43, o módulo de elasticidade que mais se aproxima dos valores experimentais é $E = 100,0 \text{ GPa}$, sendo este o valor a ser utilizado no projeto final da membrana de Silício (Tabela 4.13).

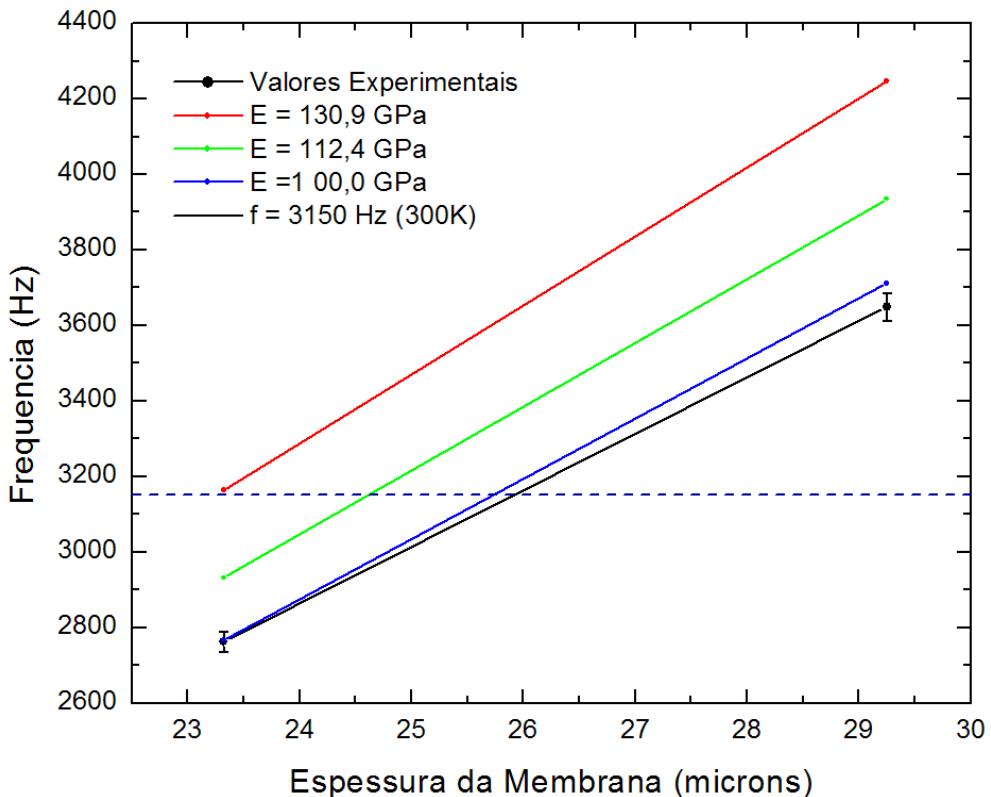


Figura 4.43 – Dependência da espessura da membrana com sua freqüência fundamental em 300K e com o módulo de elasticidade.

TABELA 4.13 PROPRIEDADES FÍSICAS E MECÂNICAS UTILIZADAS NO PROJETO FINAL DAS MEMBRANAS DE SILICIO

<i>Propriedade</i>	<i>Valor</i>
<i>Módulo de Elasticidade (E)</i>	$1,00 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$
<i>Razão Poissônica (v)</i>	0,28
<i>Densidade Volumétrica</i>	2329 kg/m^3

Os resultados apresentados na Figura 4.43 foram obtidos através de cálculos por elementos finitos utilizando-se o software COSMOSWORKS, sendo gerada uma malha

com cerca de 100 mil nós e 56 mil elementos. A Figura 4.44 apresenta o projeto final para as novas membranas de Silício feitas a partir de lâminas com $300\mu m$, utilizando-se os parâmetros apresentados na Tabela 4.13.

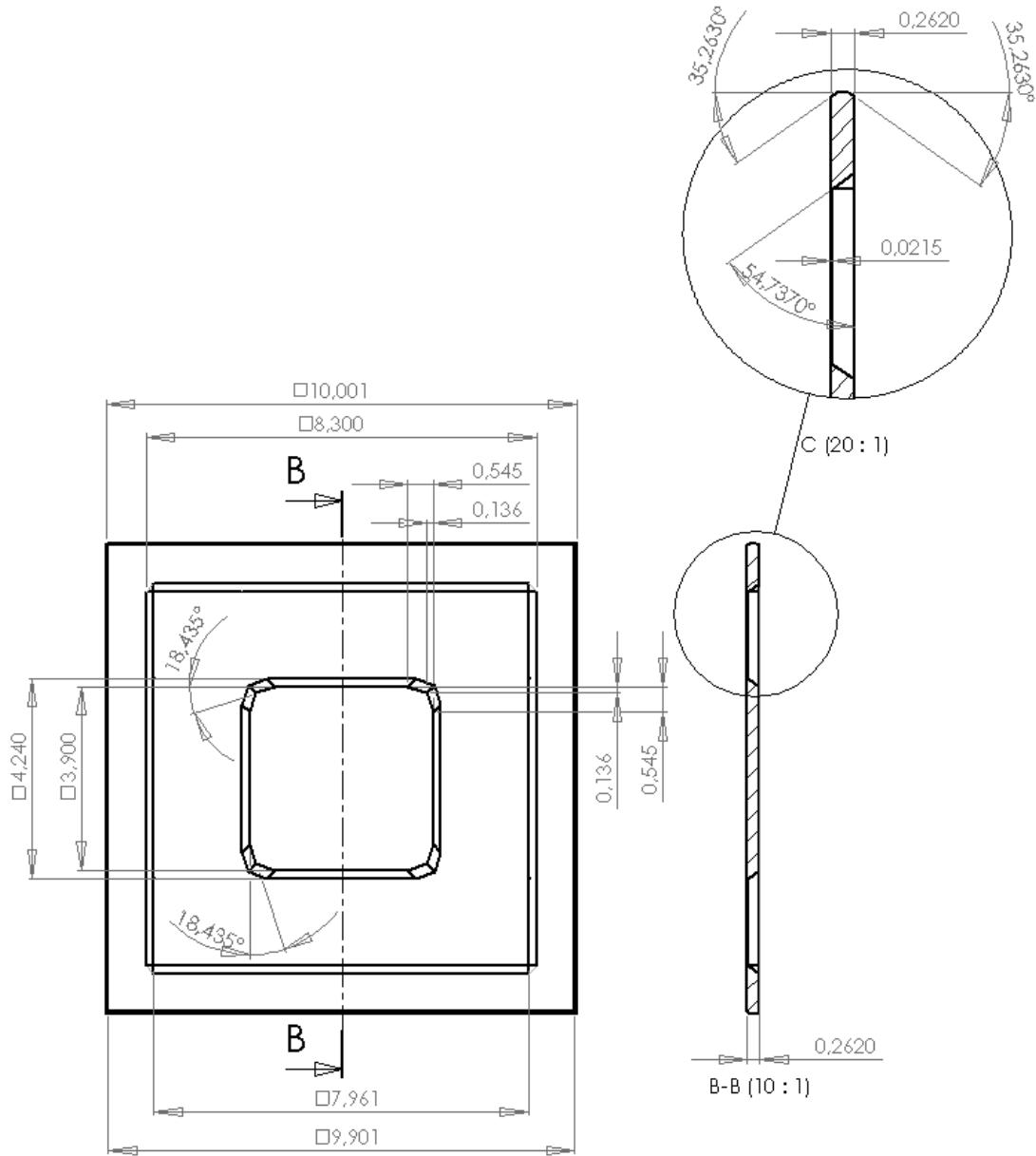


Figura 4.44 – O projeto detalhado da estrutura mecânica da membrana de Silício, feita a partir de lâminas $300\mu m$.

4.5.5 A MONTAGEM MECÂNICA NOS TRANSDUTORES

Conforme discutido na seção 4.4.3, as membranas de Silício foram fixadas a um dispositivo metálico (feito de Nióbio ou $CuAl(6\%)$), sendo posteriormente depositado

um filme fino de Nióbio para obter o efeito de supercondutividade (conforme discutido na seção 4.6). A Figura 4.45 mostra a configuração final do transdutor de segunda geração, onde a membrana de Silício foi fixada (com cola *superbonder*) ao dispositivo metálico que, por sua vez, foi acoplado mecânica mente ao transdutor através de dezesseis parafusos.



Figura 4.45 – Configuração final do transdutor de segunda geração acoplado a membrana ressonante de Silício.

Testes criogênicos e de choque térmico foram realizados para verificar os efeitos das contrações diferenciais sobre o Silício e a cola *superbonder*. Nestes testes, foi realizada uma ciclagem térmica onde a membrana de Silício era mergulhada em Nitrogênio

líquido ($77K$), até que o equilíbrio térmico fosse atingido, sendo retirada do banho criogênico e imediatamente aquecida (até cerca de $400K$) utilizando-se um *heat gun* com $2000W$ de potência. Após terem sido realizados dez ciclos consecutivos, não foram observadas alterações no sistema de fixação da membrana ao dispositivo metálico. A Figura 4.46 mostra dois momentos distintos do testes de ciclagem térmica: a esquerda, observa-se o momento em que a membrana de Silício era retirada do banho de Nitrogênio líquido, e a direita, pode-se observar a membrana após dez ciclos térmicos.



Figura 4.46 – Testes criogênicos e de choque térmico realizados para verificar os efeitos das contrações diferenciais sobre o Silício e a cola *superbonder*.

4.6 DEPOSIÇÃO DE FILMES FINOS DE NIÓBIO SOBRE SILÍCIO E COBRE-ALUMÍNIO

O principal motivo para que um filme fino de Nióbio fosse depositado sobre as superfícies das cavidades de *CuAl(6%)* e das membranas de Silício era a obtenção de superfícies supercondutoras abaixo de $9,2K$, reduzindo as perdas elétricas nos transdutores. Conforme mencionado anteriormente (seção 4.2), Q's elétricos da ordem de 10^6 já foram medidos em cavidades cilíndricas de Nióbio (Linthorne, 1991).

Um filme fino é uma película delgada de um determinado material depositado sobre um substrato, podendo ser classificado como espesso (maior que $1\mu m$) ou fino ($\leq 1\mu m$). O crescimento do filme sobre o substrato ocorre através de um fluxo atômico (ou molecular), envolvendo reações químicas (descargas iônicas no substrato,

decomposição de um composto, reação de gases com a superfície do substrato) ou processos físicos, como a evaporação a partir de uma fonte ou a erosão (*Sputtering*) de um alvo e a condensação do vapor produzido sobre um substrato (Sigaud, 2005).

Uma das maiores dificuldades encontradas na produção de filmes metálicos refere-se à reproduzibilidade do processo, que só pode ser obtida a partir do conhecimento e do controle dos diversos parâmetros envolvidos. As características estruturais do filme produzido dependem de uma série de fatores, atuando simultaneamente durante o seu crescimento, podendo-se citar:

- Pressão e natureza dos gases residuais na câmara de deposição;
- Velocidade de deposição dos átomos ou moléculas sobre o substrato (taxa de deposição);
- Temperatura do substrato;
- Mobilidade superficial dos átomos depositados;
- Natureza do substrato (amorfo, policristalino, monocristalino).

Diversas técnicas de deposição de filmes de Nióbio sob substratos de *CuAl(6%)* e Silício foram testadas, sendo comparados os diferentes resultados e analisadas as vantagens e desvantagens de cada processo.

4.6.1 PROFUNDIDADE DE PENETRAÇÃO NUMA SUPERFÍCIE SUPERCONDUTORA

Uma onda eletromagnética propagando-se num meio condutor tem sua amplitude reduzida à medida que esta avança dentro do meio (Figura 4.47). Pode se representar a variação do campo elétrico que se propaga na direção z em função do fator de atenuação α e da constante de fase β , sendo dado por (Castro Lima, 1999):

$$E(z) = E_0 e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} = E_0 e^{-z/\lambda} e^{-jz/\lambda} \quad (4.29)$$

Onde $\lambda = 1/\alpha = 1/\beta$ é denominado profundidade de penetração. O fator de atenuação α associado à diminuição de amplitude da onda é definido como:

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} \quad (4.30)$$

Onde $\omega = 2\pi f$ é a freqüência da onda incidente, μ é a permeabilidade magnética do meio (vácuo) e σ é a condutividade elétrica do material.

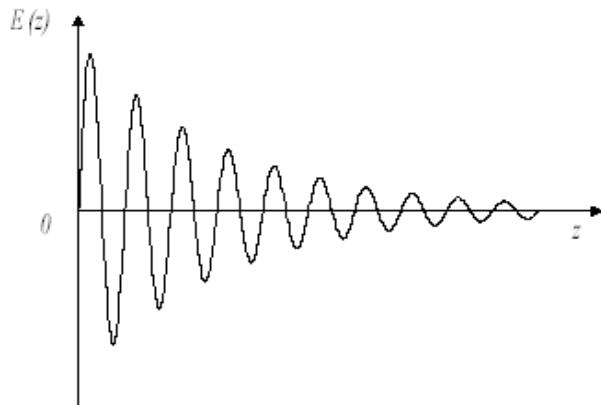


Figura 4.47 – Propagação num meio condutor, sendo $z = 0$ o plano de interface ar-condutor. FONTE: Castro Lima (1999).

Desta forma, a profundidade de penetração da amplitude de campo, definida como a espessura na qual o elétrico incidente (E_0) sobre a superfície condutora é reduzido de 36,8% ($E(\lambda) = E_0 e^{-1} = 0.368E_0$) pode ser aproximada por (Castro Lima, 1999):

$$\lambda = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} = \frac{1}{\sqrt{\pi\mu\sigma f}} \quad (4.31)$$

Portanto, quanto maior a condutividade e/ou freqüência, menor é a penetração da onda no meio condutor.

Devido ao efeito *Meissner*, a profundidade de penetração num supercondutor é muito menor do que a de um condutor normal, sendo definida de acordo com a temperatura em que se encontra o material. A variação com a temperatura da profundidade de penetração $\lambda(T)$ numa superfície supercondutora pode ser descrita por (Parkes, 1969):

$$\lambda(T) = \lambda(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-1/2} \quad \text{para } T < 0,5T_c \quad (4.32)$$

Onde $\lambda(0)$ é a profundidade de penetração em $T = 0K$, e T_c é a temperatura de transição supercondutora. Para o Nióbio, $T_c = 9,2K$ e $\lambda(0) = 48nm$ em $10GHz$, embora estes valores apresentem variações de acordo com a pureza da amostra (Mann,

1987). A indutância da cavidade reentrante também é afetada pelo efeito da penetração do fluxo magnético, sendo equivalente a remoção de uma camada de espessura $\lambda(T)$ das superfícies da cavidade que são tangenciais as linhas de fluxo magnético.

De acordo com a Equação (4.32), a profundidade de penetração no Nióbio a $4,2K$, em $10GHz$, será de $\lambda(4,2K) = 49nm$, podendo chegar a $200nm$, dependendo da pureza do material a ser depositado (Lengeler *et al.*, 1985).

4.6.2 PREPARAÇÃO DAS AMOSTRAS DE COBRE-ALUMÍNIO PARA DEPOSIÇÃO DE FILMES

Foram usinadas diversas amostras de $CuAl(6\%)$ para testes preliminares de deposição de filmes de Nióbio. Estas amostras possuíam o mesmo perfil interno das cavidades a serem utilizadas nos transdutores (ver Figura 4.48). Depois de usinadas, as superfícies internas das amostras foram lixadas com lixas metalográficas de diversas gramaturas (GR400, GR600, GR1000, GR1500) sendo, posteriormente, polidas com pastas de diamante natural de $3\mu m$ e $1\mu m$.

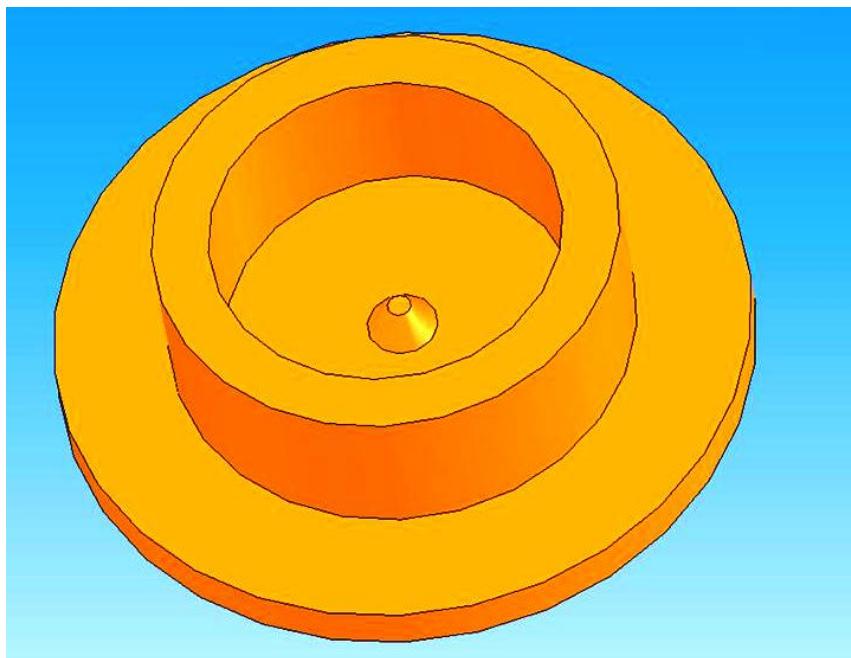


Figura 4.48 – Amostras de $CuAl(6\%)$ utilizadas para testes preliminares de deposição de filmes de Nióbio.

Para limpeza e remoção de óxido das superfícies das amostras de $CuAl(6\%)$, adotou-se o seguinte procedimento:

- Lavagem em água corrente;
- Desengraxar com detergente neutro em banho de ultra-som por 10 minutos;
- Lavagem em água corrente;
- Limpeza química em solução contendo 10% em volume de H_2SO_4 (98%), 1% em volume de H_2O_2 (35%) e 1% em volume de H_2O_2 (35%), por três minutos;
- Limpeza em banho de ultra-som com acetona P.A. por 15 minutos;
- Limpeza em banho de ultra-som com álcool isopropílico P.A. por 15 minutos;
- Secagem e armazenamento em dissecador com vácuo.

4.6.3 DEPOSIÇÃO POR FEIXE DE ELÉTRONS (EB-PVD)

Uma das técnicas utilizadas para revestir, com uma fina camada de Nióbio, as paredes internas das cavidades de *CuAl(6%)* foi a deposição por feixe de elétrons ou *Electron Beam – Physical Vapor Deposition* (EB-PVD).

O processo de EB-PVD permite obter camadas com propriedades singulares, podendo ser ajustado de forma que a deposição possua estrutura colunar (de grãos) perpendicular a interface (substrato). Esta morfologia maximiza a resistência às tensões causadas devido às diferenças de coeficientes de expansão térmicos, obtendo-se uma melhor interação com o substrato e maior tolerância a ciclagem térmica.

Para atingir e aquecer o material a ser evaporado (alvo), um feixe de elétrons é defletido e focalizado por meio de um campo magnético, sendo acelerado com uma voltagem adequada. Para tanto, é necessário uma pressão inferior a $10^{-1} Pa$, evitando o surgimento de descargas elétricas, que possam provocar instabilidades no feixe.

Ao atingir o ponto de evaporação, um fluxo de Nióbio surge em direção aos substratos. Nestas condições, é necessário que a concentração do gás residual no interior da câmara de deposição seja suficientemente baixa de modo que o livre caminho médio das partículas seja muito maior que a distância alvo-substrato. Ao encontrar a superfície do substrato, com uma temperatura mais baixa, as partículas evaporadas se condensarão e formarão o filme de Nióbio (de Siervo, 2002). Uma representação esquemática do processo de deposição EB-PVD é mostrada na Figura 4.49.

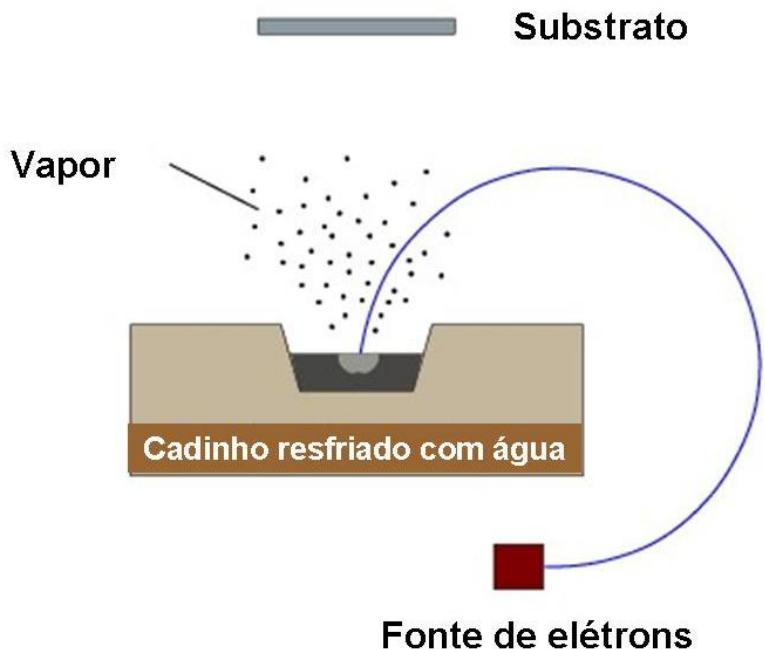


Figura 4.49 – Representação esquemática do processo de deposição EB-PVD.

O sistema de vácuo utilizado¹⁰ apresentava pressão final de 10^{-6} torr (10^{-4} Pa). O material a ser evaporado, cuja composição química é mostrada no Anexo II, foi colocado em um cadinho de Cobre refrigerado com água. Os substratos foram fixados em um suporte situado cerca de 130mm acima do alvo de Nióbio que, por sua vez, foi aquecido até a temperatura desejada ($1977^{\circ}\text{C} - 10^{-6}$ torr)¹¹. Neste processo, utilizou-se um canhão de elétrons com acelerador de tensão de 23,5kV e corrente elétrica do feixe de 0,8A.

O sistema utilizado não possuía medidor de espessura para o controle de diversos parâmetros envolvidos na deposição, como a taxa de deposição, a potência do feixe de elétrons, etc. A taxa de deposição do filme foi determinada através da medida de espessura dos filmes obtidos com diferentes tempos de deposição. Foram produzidos filmes com espessuras entre $2\mu\text{m}$ e $40\mu\text{m}$, com tempos de deposição variando entre 20 e 60 minutos (Furtado, Aguiar e Almeida, 2006).

As Figuras 4.50 e 4.51 mostram, respectivamente, a montagem utilizada nas deposições de filmes de Nióbio por EB-PVD e o resultado obtido em duas amostras de CuAl(6%).

¹⁰ As deposições por EB-PVD foram realizadas na Divisão de Materiais do Centro Tecnológico de Aeronáutica (AMR – IAE - CTA).

¹¹ Kurt J. Lesker Company (<http://www.lesker.com/newweb/index.cfm>).



Figura 4.50 – Montagem utilizada para deposição de filmes de Nióbio por EB-PVD.



Figura 4.51 – Amostras de $CuAl(6\%)$ com as paredes cobertas com filmes de Nióbio através do processo EB-PVD.

Devido às limitações do equipamento utilizado nas deposições por EB-PVD, não foi possível obter reproduzibilidade dos filmes quanto a sua aderência. Os filmes obtidos não apresentaram homogeneidade nas suas espessuras e deterioravam-se rapidamente quando expostos à umidade e à atmosfera. A Figura 4.52 mostra imagens (ampliadas 2000x) obtidas por microscopia eletrônica de varredura (MEV) dos filmes de Nióbio depositados através do processo EB-PVD.

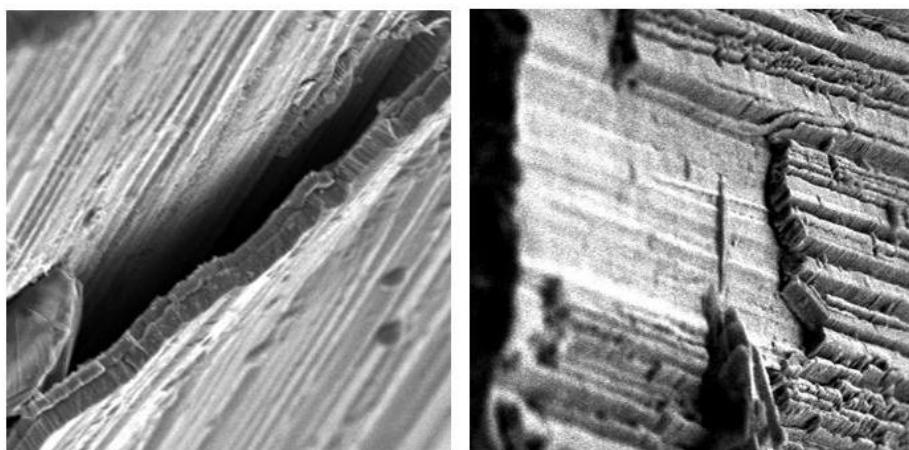


Figura 4.52 – Imagens (ampliadas 2000x) obtidas por microscopia eletrônica de varredura (MEV) dos filmes de Nióbio depositados através do processo EB-PVD.

4.6.4 ELETRODEPOSIÇÃO DE NIÓBIO

Eletrodeposição é o processo de deposição de um metal sobre um substrato através da eletrólise, ou seja, pela ação da corrente elétrica. A operação de eletrodeposição ocorre numa célula eletroquímica, composta por dois eletrodos condutores imersos numa solução eletrolítica e conectados a uma fonte de corrente DC. Devido à transferência de carga elétrica, na interface sólido-solução ocorrem reações químicas de redução no catodo (peça a ser recoberta) e oxidação no anodo.

De acordo com a Lei de Faraday para a eletrólise, a quantidade de todos os elementos liberados no catodo ou no anodo durante a eletrólise é proporcional à quantidade de carga elétrica transportada através da célula. Desta forma, é possível controlar a espessura do filme variando-se a corrente e o tempo de eletrólise. As características do filme depositado também serão determinadas pela temperatura e composição química da solução eletrolítica, tornando-se necessário o controle destes parâmetros.

A obtenção de filmes uniformes por eletrodeposição pode se tornar difícil, dependendo da geometria do substrato. A deposição ocorre, mais intensamente, nos cantos externos e nas elevações. Estas dificuldades podem ser superadas com a utilização de múltiplos anodos ou com um anodo com formato particular que imite a geometria do substrato (Degarmo *et al.*, 2003).

Os depósitos de filmes metálicos obtidos por eletrodeposição podem apresentar grandes variações em sua aparência externa. Dentre os fenômenos que provocam o aparecimento de diferentes morfologias, estão a amplificação da rugosidade superficial e a formação de depósitos na forma de pó.

A amplificação de irregularidades existentes sobre uma superfície é, em geral, um fenômeno observado na deposição de metais a partir de soluções puras de seus sais. A amplificação se torna mais intensa à medida que a taxa de deposição aumenta e a concentração dos íons metálicos, em solução, diminui.

A deposição de pó do metal apresenta baixíssima aderência ao substrato podendo ser facilmente removida. As razões que levam à deposição de pó são as mesmas que aquelas para a amplificação da rugosidade superficial.

A preparação da superfície dos substratos sobre os quais se deseja efetuar eletrodeposição é extremamente importante para a obtenção de coberturas aderentes, compactas e homogêneas. A superfície que irá receber o depósito metálico deve ser convenientemente limpa, removendo-se impurezas como graxas e óxidos do próprio metal. As peças de CuAl(6%) foram preparadas de acordo com o procedimento descrito na seção 4.6.2.

As deposições de Nióbio foram realizadas no Departamento de Materiais da Escola de Engenharia de Lorena da Universidade de São Paulo (DEMAR - EEL - USP), utilizando-se a técnica de Eletrodeposição de Nióbio em Meio de Fluoretos Fundidos (Sartori, 1987).

Inicialmente, os solventes utilizados na solução eletrolítica (fluoretos de Lítio, Sódio e Potássio) foram submetidos (individualmente) a um processo de remoção de umidade, sendo colocados em estufa a 120°C por 24h. Após a secagem, misturou-se os fluoretos e o sal de Nióbio (K_2NbF_7) num cadiño de Níquel, permanecendo sob vácuo (10^{-2} torr) e

a $600K$ por um período de 3 a 4 dias. Posteriormente, a temperatura desta mistura foi elevada a $750^{\circ}C$, numa atmosfera de Argônio ultra-puro (com concentrações de O_2 e H_2O inferiores a $3ppm$), iniciando-se o processo de eletrodeposição com a aplicação de uma corrente elétrica *DC* (densidade de corrente de $30mA/cm^2$). Depois de terminado o processo, a célula eletroquímica foi resfriada naturalmente, obtendo-se o substrato revestido com o filme de Nióbio. A Figura 4.53 mostra um esquema do processo de eletrodeposição utilizado.

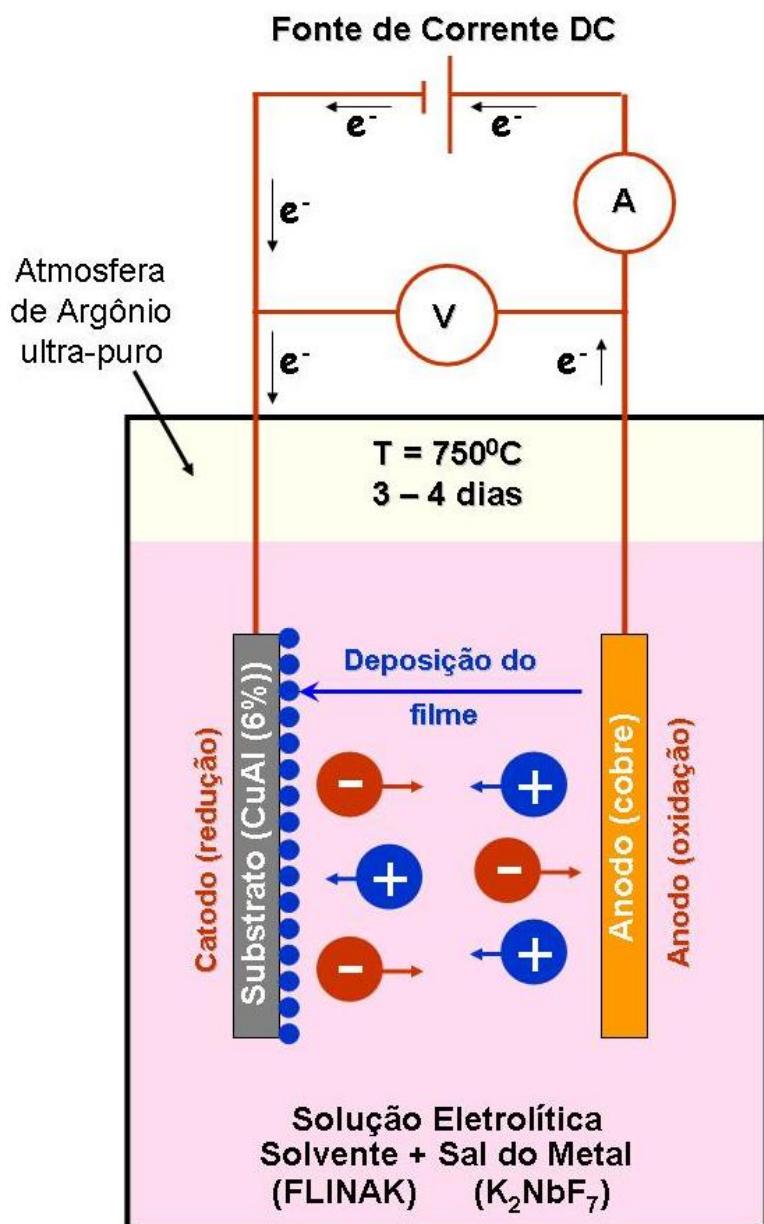


Figura 4.53 – Representação esquemática do processo de eletrodeposição através da técnica de Eletrodeposição de Nióbio em Meio de Fluoretos Fundidos.

A Figura 4.54 apresenta uma amostra de *CuAl(6%)* revestida com um filme de Nióbio através do processo de eletrodeposição.

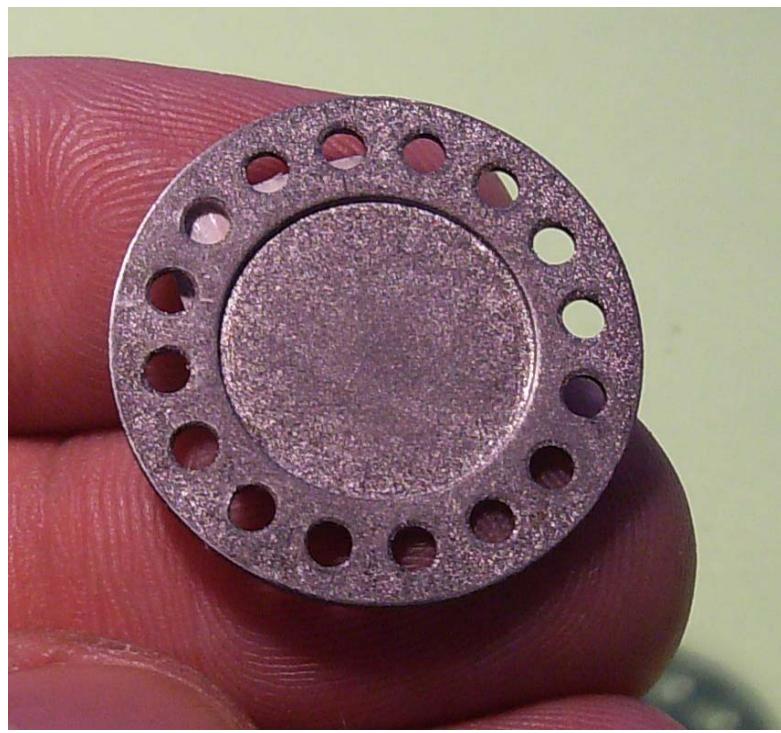


Figura 4.54 – Amostra de *CuAl(6%)* revestida com um filme de Nióbio através do processo de eletrodeposição.

Os filmes obtidos por eletrodeposição apresentaram excelente aderência e aumento da rugosidade em relação ao substrato. Para que a rugosidade superficial fosse diminuída, seria necessária a realização de um polimento eletroquímico posterior a eletrodeposição.

4.6.5 DEPOSIÇÃO POR SPUTTERING

Outra técnica utilizada para cobrir as paredes internas das cavidades de *CuAl(6%)* com filmes de Nióbio foi a deposição por *Sputtering* (PVD) em substratos. A principal diferença em relação ao processo de evaporação é que o *Sputtering* permite a deposição do material independente do ponto de fusão.

O método de deposição por *Sputtering* consiste na geração da fase vapor através do bombardeio do material a ser depositado (alvo) por íons e átomos. Neste processo, o alvo e o substrato são colocados em uma câmara de vácuo com gás inerte sob baixa pressão (em torno de 100mTorr). Geralmente são utilizados gases nobres devido à facilidade de ionização de seus átomos e o seu caráter não reativo, como é o caso do

Argônio. A aplicação de um potencial elétrico entre o alvo (catodo) e o substrato (anodo), através de uma fonte *DC* de alta tensão, promove a ionização do gás. Os íons do plasma assim formado são acelerados pelo campo elétrico e colidem contra o alvo, arrancando átomos (ou moléculas) que se depositam sobre o substrato. Os átomos gerados possuem energia superior (da ordem de dezenas de *eV*) àqueles gerados por processos térmicos (EB-PVD), promovendo uma maior penetração e mistura com os átomos do substrato, tendo uma maior adesão (Mattox, 2003). A Figura 4.55 mostra uma representação esquemática do processo de deposição por *Sputtering*.

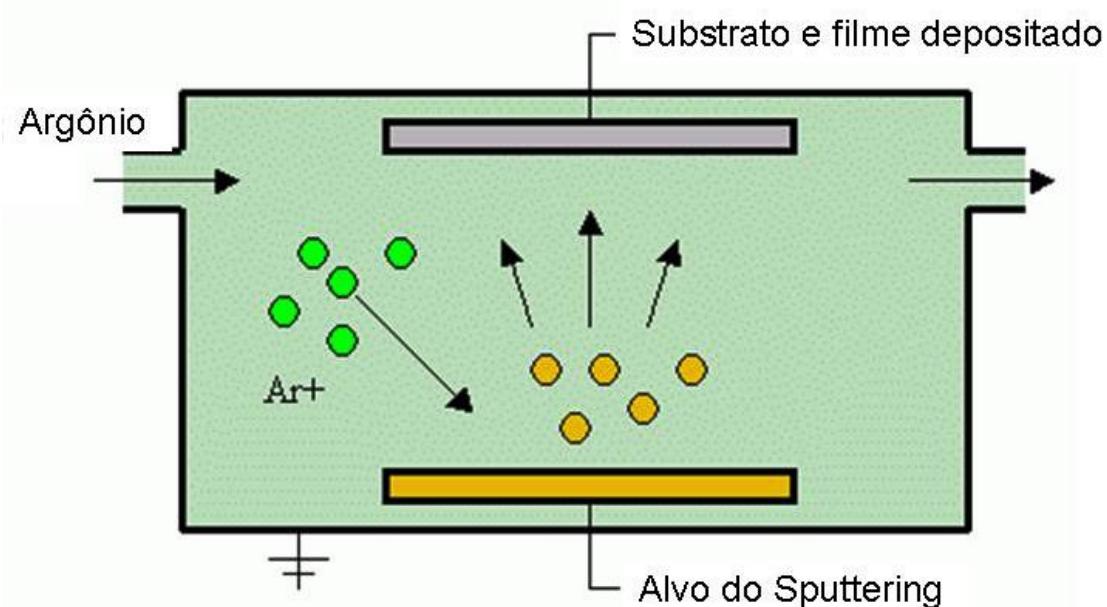


Figura 4.55 – Representação esquemática do processo de deposição por *Sputtering*.

Entre as principais vantagens do processo de *Sputtering*, pode-se citar a possibilidade de deposição de filmes de praticamente qualquer material com a conservação de estequiometria (mesma composição química do alvo), além da obtenção de boa aderência e alta densidade dos filmes depositados.

As deposições de Nióbio em *CuAl(6%)* e Silício foram realizadas pelo Laboratório de Microfabricação do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LMF - LNLS), em Campinas – SP, sendo utilizado um equipamento do tipo *Sputtering* Balzers BA510 (Figura 4.56). O sistema de vácuo utilizado apresentava pressão final de 3×10^{-7} mbar, sendo utilizado Argônio (99.999%) como gás vetor mantido numa pressão para deposição de 4×10^{-3} mbar. A potência utilizada na deposição foi de 500W, obtendo

filmes com espessura de 2000\AA a uma taxa de deposição de $2\text{\AA}/\text{seg}$. A composição química do Nióbio utilizado como alvo é apresentada no Anexo II.



Figura 4.56 – *Sputtering* Balzers BA510 utilizado nas deposições de Nióbio em CuAl(6%) e Silício, realizadas pelo Laboratório de Microfabricação do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LMF - LNLS).

Embora as amostras de CuAl(6%) utilizadas tenham sido previamente preparadas e limpas, conforme procedimento descrito na seção 4.6.2, antes de serem colocadas na câmara de vácuo foi realizado um novo processo de limpeza envolvendo as seguintes etapas:

- Limpeza com sabão Extran (neutro) em ultrasom;
- Limpeza com acetona em ultrasom;
- Limpeza com álcool isopropílico em ultrasom;
- Secagem em Nitrogênio gasoso

Na Figura 4.57 pode ser visto os filmes de Nióbio depositados sobre amostras de CuAl(6%) e membranas de Silício. Além de se obter reproduzibilidade no processo, os

filmes apresentaram ótima aderência (não se deteriorando quando exposto à umidade e à atmosfera) e homogeneidade nas suas espessuras.

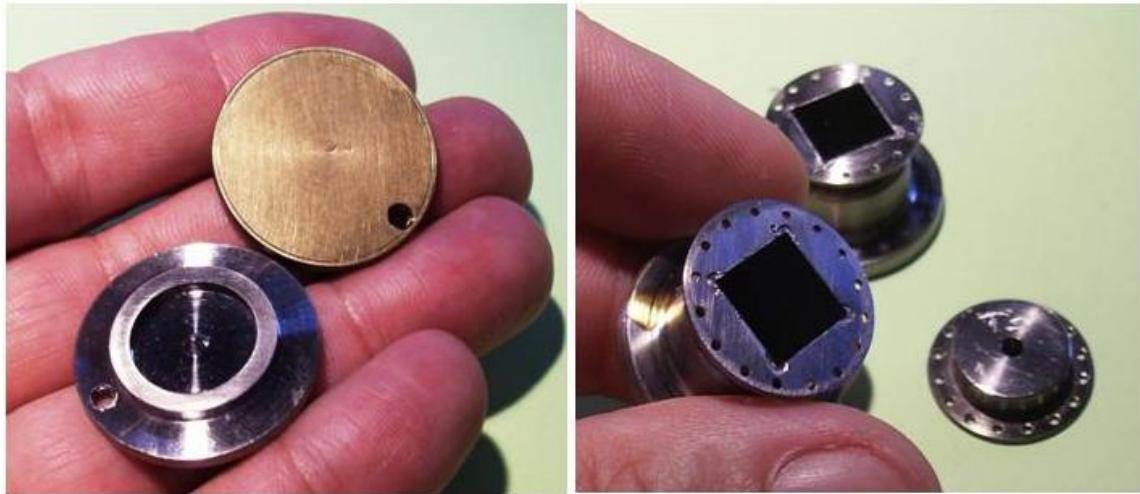


Figura 4.57 – Amostras de *CuAl(6%)* e membranas de Silício com as superfícies recobertas por filmes de Nióbio através do processo de deposição por *Sputtering*.

4.6.6 CONCLUSÕES SOBRE AS TÉCNICAS DE DEPOSIÇÃO DE FILMES DE NIÓBIO

Diante dos resultados apresentados nas seções anteriores, optou-se por utilizar a técnica de deposição de filmes por *Sputtering*. Além da obtenção de boa aderência e alta densidade, a rugosidade superficial dos filmes depositados foi determinada pelo acabamento superficial dos substratos, não sendo necessário nenhum procedimento posterior para melhoria da mesma.

A técnica de *Sputtering* é a que apresentou melhor controle do processo de deposição e, consequentemente, reproduzibilidade. No próximo capítulo são mostrados os resultados de testes feitos com diversas cavidades ressonantes supercondutoras de Nióbio e *CuAl(6%)* recobertas com filmes de Nióbio, sendo discutidos os processos de usinagem e preparação superficial das mesmas. É feita uma descrição do aparato experimental utilizado e discutido os resultados obtidos por diversas técnicas de medidas adotadas.

CAPÍTULO 5

MEDIÇÕES COM AS CAVIDADES KLYSTRON

No Capítulo 4, foi descrito o princípio de funcionamento dos transdutores paramétricos do tipo cavidade reentrante, sendo apresentado o projeto da segunda geração de transdutores utilizados no detector *Mario Schenberg*.

Para aperfeiçoar o sistema de transdução é necessário que a cavidade klystron apresente o maior Q elétrico possível. Desta forma, a cavidade foi feita de material supercondutor para que suas perdas internas fossem diminuídas, sendo consideradas duas possibilidades para sua construção. Na primeira delas foi utilizado Nióbio, que apresenta um alto Q elétrico em temperaturas criogênicas, e na segunda utilizou-se $CuAl(6\%)$, tornando necessária a deposição de um filme fino de Nióbio sobre as superfícies internas da cavidade reentrante e da membrana de Silício, de modo a obter o efeito da supercondutividade em baixas temperaturas ($< 9,2K$), diminuindo significativamente as perdas internas e possibilitando atingir Q 's elétricos similares aos das cavidades reentrantes de Nióbio.

Várias técnicas de deposição de filmes finos de Nióbio foram testadas e, diante dos resultados obtidos (melhor controle do processo de deposição, boa aderência e alta densidade do filme), optou-se por utilizar a técnica de deposição por *Sputtering*, cuja rugosidade superficial dos filmes depositados foi determinada pelo acabamento superficial dos substratos, não sendo necessário nenhum procedimento posterior para melhoria da mesma.

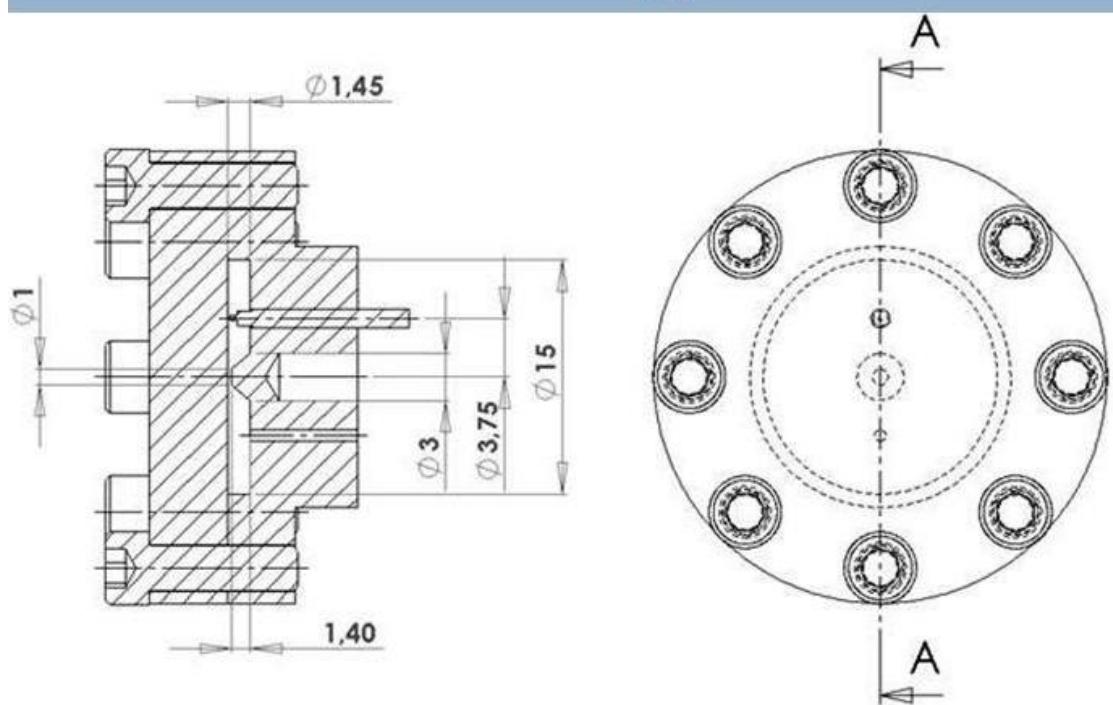
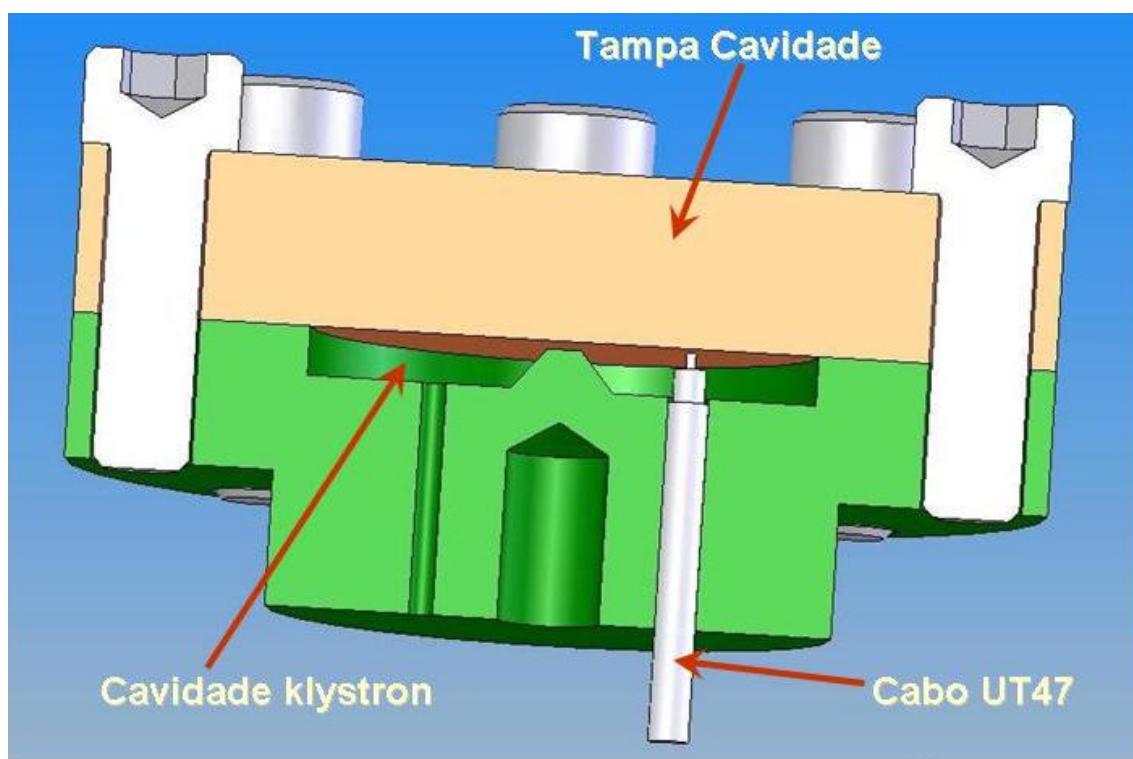
Neste capítulo serão apresentados os resultados dos testes criogênicos realizados com diversas cavidades reentrantes supercondutoras de Nióbio e de $CuAl(6\%)$ recobertas com filmes de Nióbio, sendo descritos os processos de usinagem e preparação superficial das mesmas. Para a realização dos testes, foram construídos dois criostatos permitindo que, durante um mesmo experimento, fosse possível variar o fator de acoplamento da cavidade e, consequentemente, a realização de várias medições. É feita uma descrição do aparato experimental utilizado e discutidos os resultados obtidos por duas técnicas de medições diferentes (reflexão e transmissão).

5.1 DESCRIÇÃO DAS CAVIDADES REENTRANTES UTILIZADAS NOS TESTES CRIOGÊNICOS

As cavidades investigadas são análogas àquelas descritas no capítulo anterior (seções 4.2 e 4.4), e baseiam-se no modelo de cavidade usada pelo grupo australiano da University of Western Australia - UWA (Linthorne e Blair, 1992; Turner, 1995; Blair *et al.*, 1995) com modificação da geometria e acabamento superficial para aumentar a sensitividade e o Q elétrico (Furtado *et. al*, 2006; Ribeiro *et. al*, 2004).

A cavidade reentrante utilizada nas medições é ilustrada na Figura 5.1. Trata-se de uma cavidade cilíndrica com *15mm* de diâmetro e *1,45mm* de profundidade, possuindo um poste cônico central com *1,4mm* de altura e diâmetros de base e de topo com *3,0mm* e *1,0mm*, respectivamente. Para alimentação e monitoramento da cavidade durante os testes, utilizou-se um cabo coaxial de Cobre UT 47 capaz de deslizar através de um furo lateral, deslocado *3,75mm* do centro da cavidade. Em sua parte superior, a cavidade é fechada por uma tampa metálica, mantendo um *gap* entre o cone central e a parede superior (tampa) a sua frente.

As dimensões da cavidade foram obtidas a partir do modelamento de um circuito *RLC*, de forma que somente o modo ressonante híbrido do tipo klystron (modo *TEM₀₁*) pudesse existir. Para isto, dimensionou-se a profundidade da cavidade em $h_{cav} \ll \lambda_0 / 4$ (sendo h_{cav} a profundidade da cavidade e λ_0 o comprimento de onda correspondente à freqüência do modo klystron), de forma que os modos *TE* e *TM* não fossem excitados. O raio externo da cavidade foi definido de forma a ser menor do que $\lambda_0 / 3,41$ (Hays, 1994; Turner, 1995).



A-A (3:1)

Figura 5.1 – Desenho esquemático da cavidade reentrante utilizada nas medições criogênicas.

Foram usinadas diversas cavidades de *CuAl(6%)* e de Nióbio (Grau Comercial com 99,8% de pureza) com concentração de Tântalo de 1420ppm ¹, fornecido pela Companhia Brasileira de Metalurgia e Mineração (CBMM). Para as tampas, além dos materiais utilizados na fabricação das cavidades, utilizou-se Nióbio fornecido pela PLANSEE Aktiengesellschaft High Performance Materials (Grau Comercial com 99,8% de pureza) com concentração de Tântalo inferior a 1000ppm ². A concentração de Tântalo no Nióbio interfere diretamente na obtenção do efeito de supercondutividade, sendo necessários baixos valores de Tântalo para a diminuição das perdas elétricas no interior da cavidade quando resfriada abaixo de $9,2K$.

As altas rugosidades superficiais das cavidades, resultantes dos processos de usinagem, foram minimizadas através de polimento mecânico com pastas de diamante (conforme descrito na seção 4.6.2). Os resultados apresentados nas Figuras 5.2, 5.3 e 5.4, obtidos através de um perfilômetro óptico VECCO WYKO NT1100³, mostram as rugosidades superficiais antes e após o tratamento das superfícies das cavidades usinadas.

Depois de usinadas e polidas, as cavidades e as tampas de *CuAl(6%)* receberam um filme de Nióbio, utilizando a técnica de deposição por *Sputtering* (conforme descrito na seção 4.6.5). O Nióbio utilizado como alvo nas deposições foi fornecido pela CBMM e, portanto, possuía a mesma composição química (e concentração de Tântalo) das cavidades usinadas.

As deposições de Nióbio em *CuAl(6%)* foram realizadas pelo Laboratório de Microfabricação do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LMF - LNLS), em Campinas – SP, com um equipamento do tipo *Sputtering* Balzers BA510. O sistema de vácuo utilizado apresentava pressão final de $3 \times 10^{-7}\text{mbar}$, sendo usado Argônio (99.999%) como gás vetor mantido numa pressão para deposição de $4 \times 10^{-3}\text{mbar}$. A potência utilizada na deposição foi de $500W$, obtendo-se filmes com espessuras de 2000\AA a uma taxa de deposição de $2\text{\AA}/\text{seg}$.

¹ A composição química do Nióbio fornecido pela Companhia Brasileira de Metalurgia e Mineração (CBMM) é mostrada no Anexo II.

² A composição química do Nióbio fornecido pela PLANSEE Aktiengesellschaft High Performance Materials é mostrada no Anexo III.

³ As medições de rugosidades foram realizadas nos Laboratórios Associados de Sensores e Materiais do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (LAS – INPE).

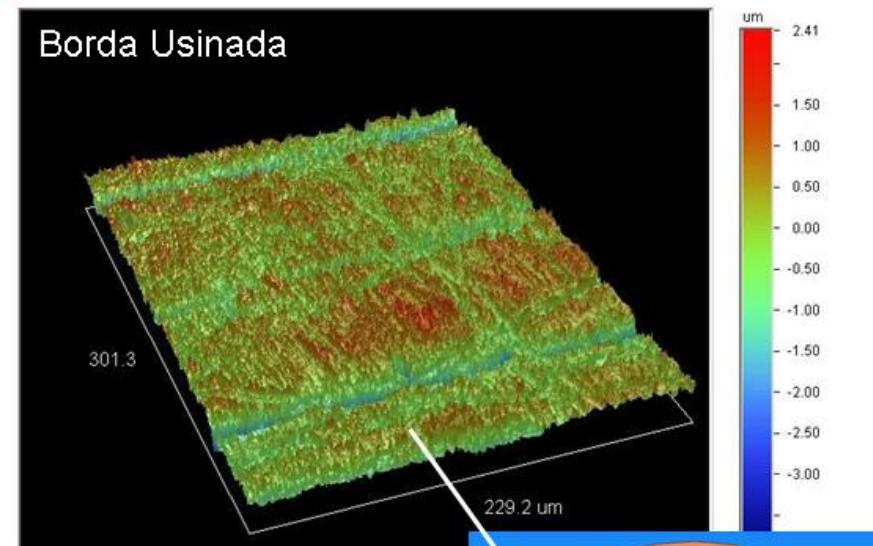


3-Dimensional Interactive Display

Date: 11/17/2008
Time: 15:05:43

Surface Stats:
Ra: 470.57 nm
Rq: 640.18 nm
Rt: 6.30 um

Measurement Info:
Magnification: 20.52
Measurement Mode: VSI
Sampling: 409.36 nm
Array Size: 736 X 480



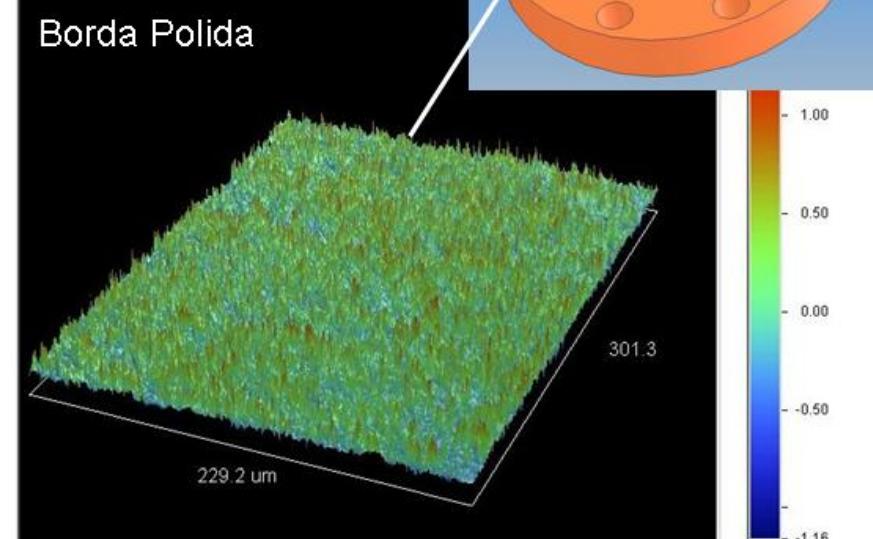
Title:
Note:



3-Dimensional Interactive Disp

Surface Stats:
Ra: 164.06 nm
Rq: 215.42 nm
Rt: 2.67 um

Measurement Info:
Magnification: 20.52
Measurement Mode: VSI
Sampling: 409.36 nm
Array Size: 736 X 480



Title:
Note:

Figura 5.2 – Comparação da rugosidade superficial nas bordas das cavidades utilizadas nos testes criogênicos. Resultados obtidos através de um perfilômetro óptico VECCO WYKO NT1100.



3-Dimensional Interactive Display

Date: 11/17/2008
Time: 15:12:01

Surface Stats:

R_a: 210.85 nm

R_q: 298.02 nm

R_t: 4.43 μ m

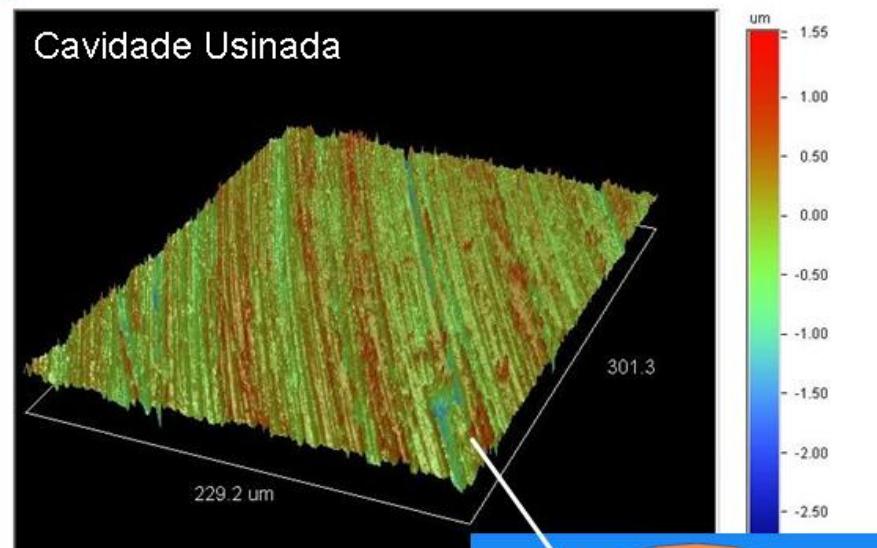
Measurement Info:

Magnification: 20.52

Measurement Mode: VSI

Sampling: 409.36 nm

Array Size: 736 X 480



Title:

Note:



3-Dimensional Interactive Disp

Surface Stats:

R_a: 108.70 nm

R_q: 143.75 nm

R_t: 2.68 μ m

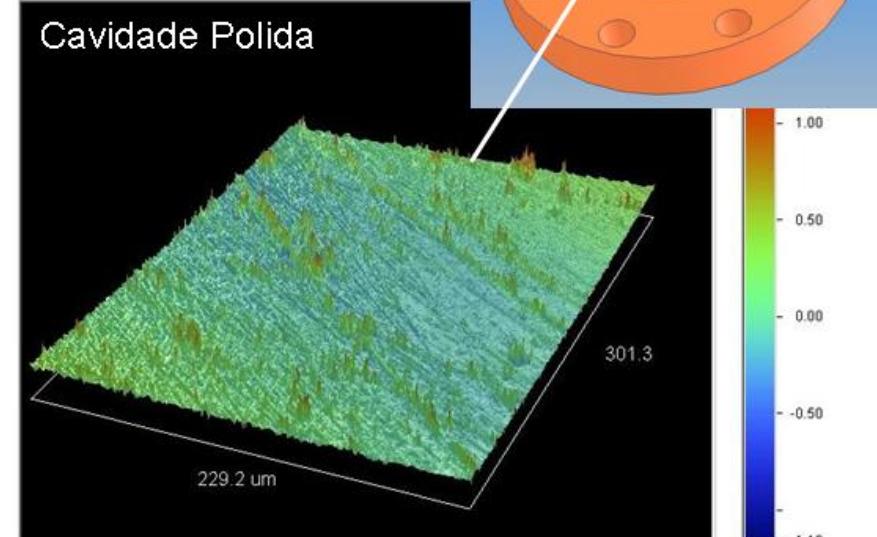
Measurement Info:

Magnification: 20.52

Measurement Mode: VSI

Sampling: 409.36 nm

Array Size: 736 X 480



Title:

Note:

Figura 5.3 – Comparação da rugosidade superficial no interior das cavidades utilizadas nos testes criogênicos. Resultados obtidos através de um perfilômetro óptico VECCO WYKO NT1100.



3-Dimensional Interactive Display

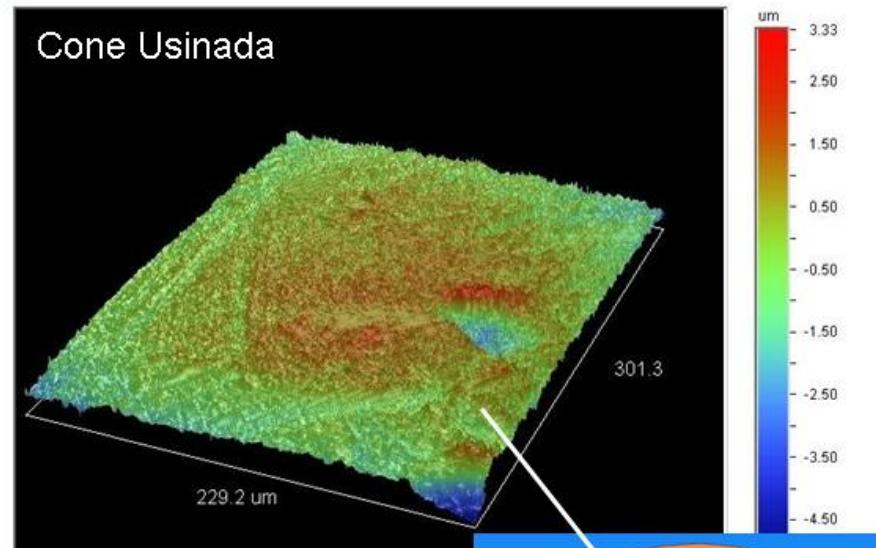
Date: 11/17/2008
Time: 15:31:05

Surface Stats:

R_a: 654.50 nm
R_q: 821.82 nm
R_t: 8.49 μ m

Measurement Info:

Magnification: 20.52
Measurement Mode: VSI
Sampling: 409.36 nm
Array Size: 736 X 480



Title:

Note:



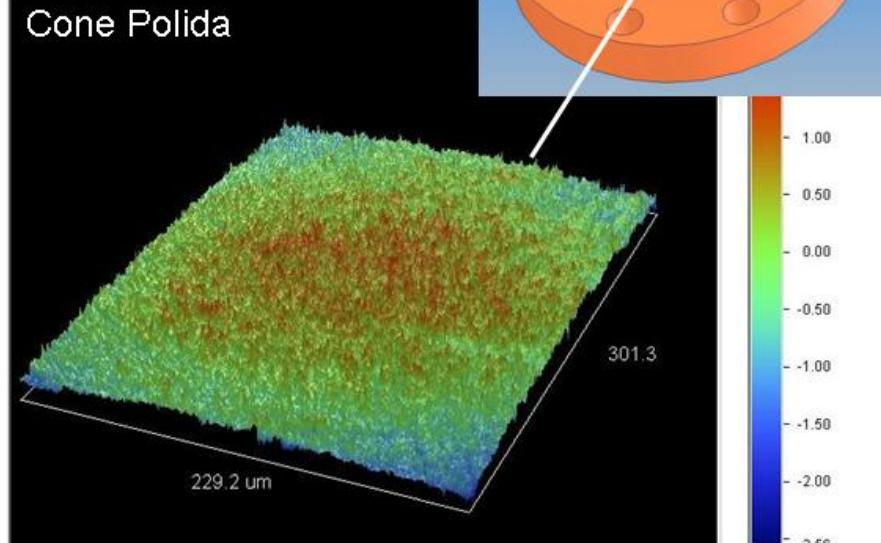
3-Dimensional Interactive Disp

Surface Stats:

R_a: 395.53 nm
R_q: 491.52 nm
R_t: 4.62 μ m

Measurement Info:

Magnification: 20.52
Measurement Mode: VSI
Sampling: 409.36 nm
Array Size: 736 X 480



Title:

Note:

Figura 5.4 – Comparação da rugosidade superficial nos topo dos cones das cavidades utilizadas nos testes criogênicos. Resultados obtidos através de um perfilômetro óptico VECCO WYKO NT1100.

Na Figura 5.5 podem ser vistos os filmes de Nióbio depositados sobre cavidades e tampas de $CuAl(6\%)$ utilizadas nos experimentos. Também são mostradas cavidades e tampas feitas de Nióbio.



Figura 5.5 – Cavidades e Tampas de Nióbio e de $CuAl(6\%)$ com as superfícies recobertas por filmes de Nióbio através do processo de deposição por *Sputtering*.

5.2 DESCRIÇÃO DAS MEDIÇÕES REALIZADAS

Os objetivos principais das medições realizadas foram determinar experimentalmente as freqüências de ressonâncias e os fatores Q 's carregados das cavidades, medidos em função do acoplamento eletromagnético, ou seja, da posição da sonda elétrica na cavidade.

Conforme mencionado no capítulo anterior, o fator-Q é um parâmetro importante na caracterização das cavidades ressonantes, designando a seletividade e o desempenho de um circuito ressonante, sendo proporcional a razão entre a energia armazenada e a potência dissipada por ciclo (Frish e Timoreva, 1973; Hays, 1994; Knobloch, 1991):

$$Q_c = 2\pi f_0 \left(\frac{\text{Energia Armazenada}}{\text{Potencia Dissipada}} \right) \quad (5.1)$$

O fator carregado (Q_C) inclui as perdas interna e externa do sistema acoplamento-cavidade, as quais estão relacionadas da seguinte forma:

$$\frac{1}{Q_C} = \frac{1}{Q_{ext}} + \frac{1}{Q_0} \quad (5.2)$$

Onde Q_{ext} é o fator de qualidade externo, que considera as perdas externas devido ao acoplamento dos campos do ressonador com a linha externa, sendo proporcional a razão entre a potência da linha externa (P_{ext}) e a energia armazenada na cavidade.

De acordo com a teoria de circuitos, uma cavidade ressonante pode ser representada por um circuito *RLC* em série ou paralelo. Para o caso mais geral, onde a cavidade possua duas portas (entrada e saída), operando no modo de transmissão, os fatores Q não-carregado (Q_0) e carregado (Q_C) estão relacionados por (Ginzton, 1957):

$$Q_0 = Q_c(1 + \beta_1 + \beta_2) \quad (5.3a)$$

Onde β_1 e β_2 representam os coeficientes de acoplamento de entrada e saída do circuito ressonante. Esses coeficientes medem a eficiência com que a energia armazenada na cavidade é acoplada à carga externa e por ela dissipada.

Para o caso onde a cavidade possua apenas uma porta, operando em modo de reflexão, os fatores Q_0 e Q_C estão relacionados por:

$$Q_0 = Q_c(1 + \beta) \quad (5.3b)$$

Onde β representa o coeficiente de acoplamento de entrada e saída do circuito ressonante.

O cálculo mais completo do Q não-carregado exige a determinação dos coeficientes de acoplamento, que por sua vez, relacionam-se (nas condições de ressonância e na freqüência central f_0) com a magnitude dos coeficientes de transmissão (S_{21}) e de reflexão (S_{11} e S_{22}) por:

$$S_{21}(f_0) = \frac{2\sqrt{\beta_1\beta_2}}{1 + \beta_1 + \beta_2} \quad (5.4a)$$

$$S_{11}(f_0) = \frac{1-\beta_1}{1+\beta_1} \quad (5.4b)$$

$$S_{22}(f_0) = \frac{1-\beta_2}{1+\beta_2} \quad (5.4c)$$

Onde S_{11} e S_{22} são, respectivamente, os coeficientes de reflexão na entrada e saída do circuito, sendo definidos como a razão entre a potência da onda refletida e incidente.

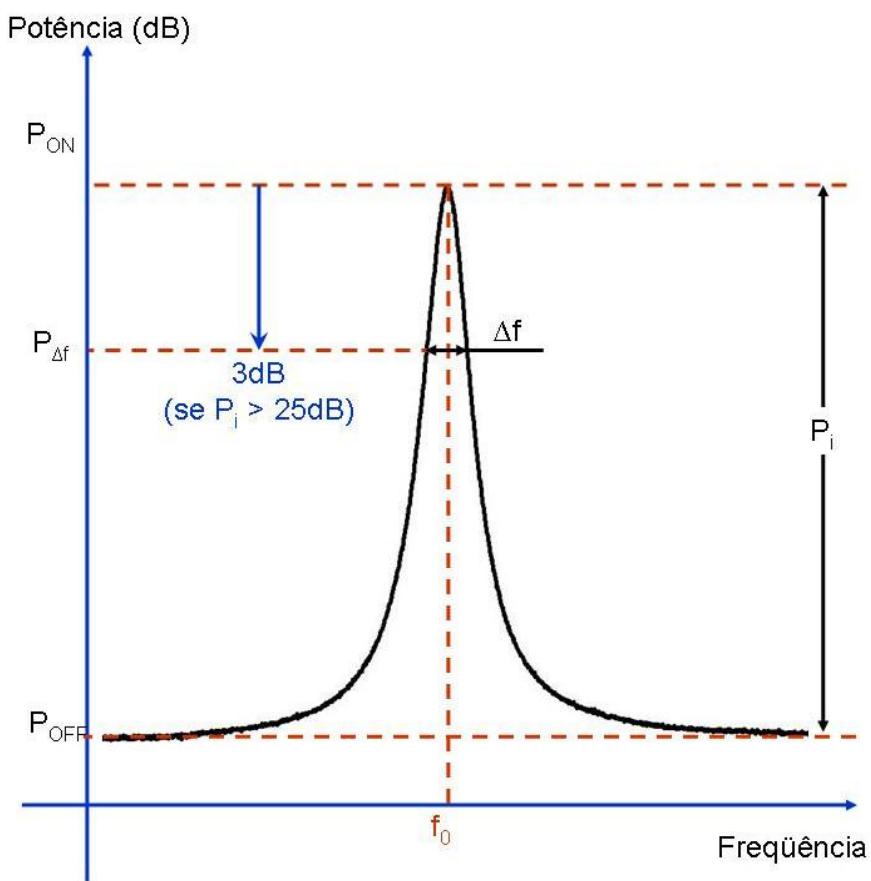


Figura 5.6 - Curva de transmissão na ressonância.

A magnitude do coeficiente de transmissão S_{21} caracteriza o efeito da ressonância como uma função da freqüência sendo, usualmente, expressa em decibéis (dB) e denominada de perda de inserção (P_i). A perda de inserção pode ser definida como a perda de potência do sinal, resultante da inserção de um dispositivo à linha de transmissão. Conforme mostrado na Figura 5.6, se a potência do sinal transmitido (na ressonância)

for P_{on} e a potência do sinal recebido pela carga for P_{off} , então a perda por inserção (em dB) será dada por:

$$P_i(dB) = 10\log(P_{off}) - 10\log(P_{on}) = 10\log\left(\frac{P_{off}}{P_{on}}\right) \quad (5.5)$$

Como P_i é, por definição, uma perda (ganho negativo), S_{21} será sempre menor que a unidade. Assim, para calcular S_{21} a partir de P_i utiliza-se a seguinte expressão:

$$20\log S_{21}(f_0) = P_i(dB) \quad (5.6)$$

Da mesma forma que para o coeficiente de transmissão S_{21} , as magnitudes dos coeficientes de reflexão S_{11} e S_{22} também caracterizam o efeito da ressonância como uma função da freqüência, sendo denominada de perda de reflexão ou perda de retorno (R_L).

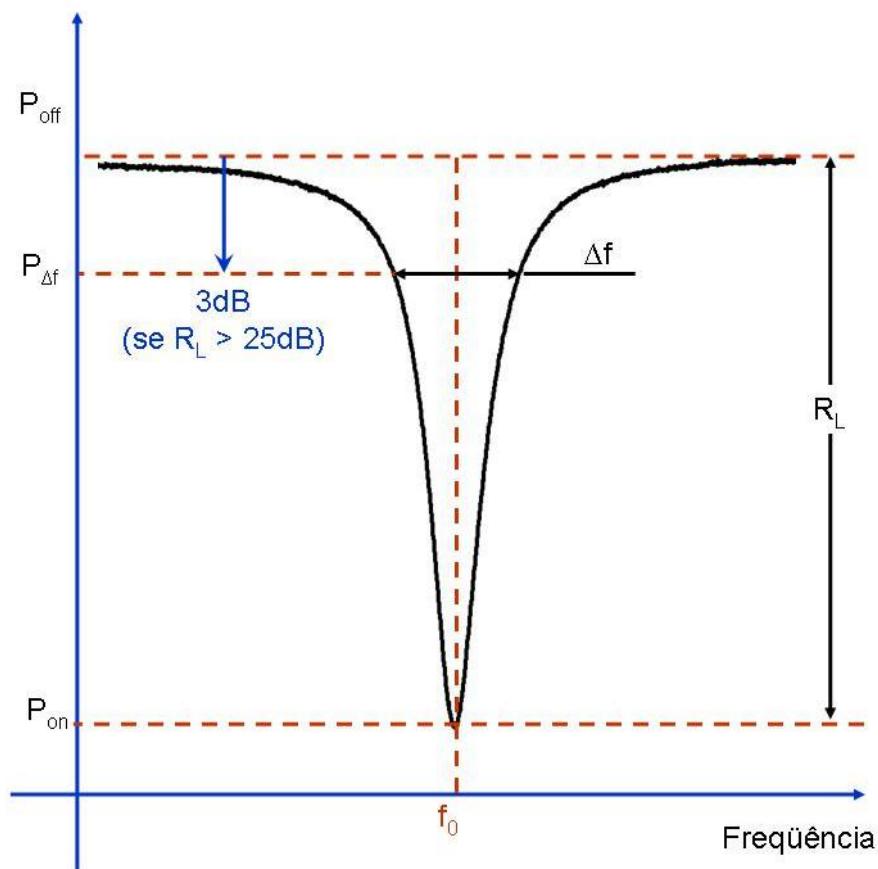


Figura 5.7 - Curva de reflexão na ressonância.

Conforme mostrado na Figura 5.7, a perda de reflexão ocorre devido à reflexão da potência de entrada causada pela inserção de um dispositivo numa linha de transmissão, sendo expressa como a diferença (em dB) entre a potência refletida (P_{off}) e a potência transmitida pela carga na ressonância (P_{on}):

$$R_L(dB) = 10 \log(P_{off}) - 10 \log(P_{on}) = 10 \log\left(\frac{P_{off}}{P_{on}}\right) \quad (5.7)$$

Num condutor metálico, as reflexões ocorrem devido às descontinuidades ou descasamentos de impedâncias. Se R_L possuir um valor positivo alto, a potência refletida será muito pequena em relação à potência incidente, indicando bom casamento de impedância entre a fonte e a carga. Os coeficientes de reflexão S_{11} ou S_{22} podem ser calculados a partir de R_L utilizando-se a seguinte expressão:

$$-20 \log S_{11}(f_0) = -20 \log S_{22}(f_0) = R_L(dB) \quad (5.8)$$

Uma vez conhecidas as perdas de retorno, os coeficientes de acoplamentos eletromagnéticos de entrada e saída do circuito podem ser determinados através das relações:

$$\beta_1 = \frac{1 + S_{11}(f_0)}{1 - S_{11}(f_0)} = \frac{1 - 10^{-R_L/20}}{1 + 10^{-R_L/20}} \quad (5.9a)$$

$$\beta_2 = \frac{1 + S_{22}(f_0)}{1 - S_{22}(f_0)} = \frac{1 - 10^{-R_L/20}}{1 + 10^{-R_L/20}} \quad (5.9b)$$

O fator de acoplamento eletromagnético (definido como a razão entre a potência dissipada externamente e internamente e calculado na ressonância) depende da forma como a cavidade se acopla ao circuito externo. Quando a mesma quantidade de potência é dissipada no circuito externo e no interior da cavidade ressonante, o acoplamento é chamado de crítico e será igual a um ($\beta_{\text{crítico}} = 1$). Um acoplamento subcrítico ($\beta_{\text{subcritico}} < 1$) implica numa dissipação maior de potência no resonador do que no circuito externo, enquanto que um acoplamento supercrítico ($\beta_{\text{supercritico}} > 1$) significa que mais potência é perdida no circuito externo do que no interior da cavidade.

Para obter a máxima supressão da portadora da potência refletida, faz-se necessário ter um fator de acoplamento igual a um (acoplamento crítico), independente do fator-Q elétrico descarregado da cavidade, na freqüência de ressonância.

Conforme mencionado no capítulo anterior, o fator-Q carregado (Q_c) é medido pela razão entre a freqüência de ressonância do sistema (f_0) e a largura de banda passante (Δf) no ponto de meia potência. Assim,

$$Q_c = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (5.10)$$

Sendo a potência da largura de banda passante $P_{\Delta f}$ (dB) determinada através da relação:

$$P_{\Delta f} = \frac{P_{on} + P_{off}}{2} \quad (5.11)$$

Quando expressa em dB, a potência da largura de banda passante $P_{\Delta f}$ será dada por:

$$P_{\Delta f} (dB) = -10 \log 2 + 10 \log \left(10^{\frac{P_{on} (dB)}{10}} + 10^{\frac{P_{off} (dB)}{10}} \right) \quad (5.12)$$

Para perdas de inserção (ou de reflexão) com magnitudes superiores a 25dB, a seguinte aproximação pode ser utilizada:

$$10 \log \left(10^{\frac{P_{on} (dB)}{10}} + 10^{\frac{P_{off} (dB)}{10}} \right) \approx 10 \log \left(10^{P_{on}/10} \right) = P_{on} \quad (5.13a)$$

$$10 \log \left(10^{\frac{P_{on} (dB)}{10}} + 10^{\frac{P_{off} (dB)}{10}} \right) \approx 10 \log \left(10^{P_{off}/10} \right) = P_{off} \quad (5.13b)$$

E, a potência da largura de banda passante $P_{\Delta f}$ (expressa em dB) será dada por:

$$P_{\Delta f} (dB) \approx P_{on} - 3dB \quad (5.14a)$$

$$P_{\Delta f} (dB) \approx P_{off} - 3dB \quad (5.14b)$$

Portanto, para perdas de inserção (ou de reflexão) com magnitudes superiores a 25dB, a largura de banda passante (Δf) no ponto de meia potência $P_{\Delta f}$ (dB) será determinada pela diferença das freqüências situadas na faixa em -3dB do nível de potência medido

na ressonância (em transmissão) ou fora da ressonância (em reflexão), como indicado nas Figuras 5.6 e 5.7. Para perdas com magnitudes inferiores a $25dB$ torna-se necessária a correção determinada pela relação (5.12). A Figura 5.8 mostra os valores corrigidos utilizados para determinação da largura de banda passante, a partir do ponto de ressonância, para perdas de inserção (ou de reflexão) inferiores a $25dB$.

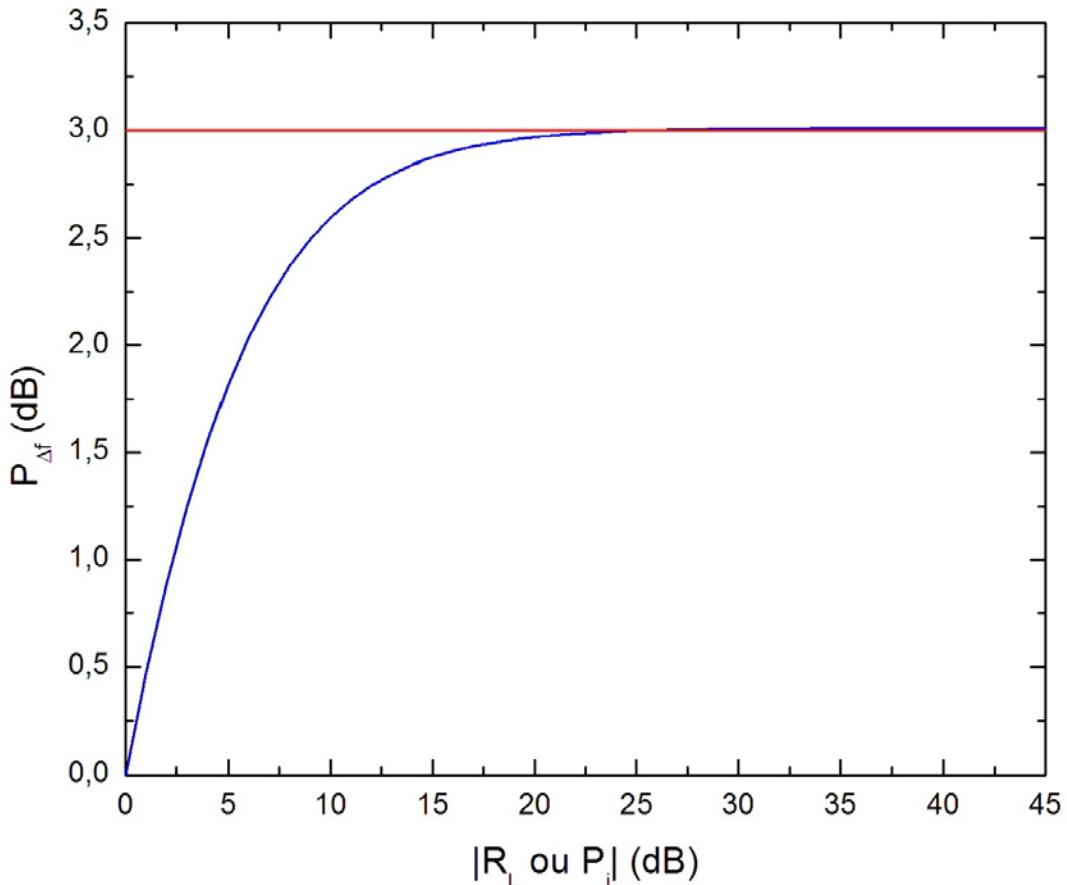


Figura 5.8 – Valor corrigido a ser utilizado para determinação da largura de banda passante para perdas (de inserção ou reflexão) com magnitudes inferiores a $25dB$.

Finalmente, uma vez conhecido os acoplamentos eletromagnéticos e o valor de Q_c , determina-se o Q_0 a partir das relações (5.3a), (5.3b), (5.6) e (5.8):

$$Q_0 = Q_c(1+2\beta) = \frac{Q_c}{1-S_{21}} \quad (\text{considerando } \beta = \beta_1 = \beta_2) \quad (5.15a)$$

$$Q_0 = Q_c(1+\beta) = \frac{2Q_c}{1+S_{11}} = \frac{2Q_c}{1+S_{22}} \quad (5.15b)$$

5.3 ARRANJO EXPERIMENTAL

Para a realização dos experimentos nas condições de supercondutividade do Nióbio ($T < 9,2K$), foram desenvolvidos e construídos dois criostatos, possibilitando o resfriamento das cavidades até $4,2K$ através de sua inserção direta no interior de um *dewar*⁴ contendo Hélio líquido (*LHe*).

Um dos criostatos utilizados foi desenvolvido para a realização das medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo de reflexão, sendo composto por dois longos tubos de aço inoxidável com paredes finas, inseridos um dentro do outro. A montagem foi feita de forma que o tubo interno girasse em relação ao externo. Numa das extremidades do tubo externo soldou-se uma câmara de latão, onde a cavidade reentrante pudesse ser alojada e fechada através de oito parafusos *M3*. Os comprimentos dos tubos metálicos ($\approx 1600mm$) foram determinados de acordo com a profundidade do tanque utilizado para armazenamento de *LHe*, de forma que a câmara experimental pudesse ser introduzida no mesmo e permanecesse submersa no líquido. Um cabo coaxial de Cobre *UT85* foi fixado nas extremidades do tubo interno e mantido em seu interior. Na extremidade inferior deste cabo foi conectada uma sonda elétrica (feita com cabo coaxial de Cobre *UT47*) que, por sua vez, era introduzida no interior da cavidade klystron através de um furo cilíndrico com diâmetro de $1,20mm$ deslocado $3,75mm$ do centro da cavidade (conforme mostrado na Figura 5.1). O movimento de rotação do tubo interno em relação ao externo, através de um sistema de roscas, permitia o movimento do cabo coaxial no interior da cavidade, desde uma posição próxima à tampa até cerca de $5mm$ da mesma, possibilitando aumentar (ou diminuir) o acoplamento eletromagnético da cavidade com o circuito externo através do ajuste da posição da sonda elétrica. Na extremidade superior do criostato existiam conexões para o sistema de vácuo, os sensores de pressão e de temperatura e para que o cabo coaxial *UT85* fosse ligado ao sistema de medição externo. As Figuras 5.9, 5.10 e 5.11 ilustram alguns detalhes desta montagem experimental.

⁴ Os reservatórios criogênicos *dewar* são tanques construídos com paredes metálicas duplas isoladas com materiais de baixíssima condutibilidade térmica e mantidos em vácuo. A função destes reservatórios é armazenar e transportar líquidos em temperaturas criogênicas, tais como Hélio e Nitrogênio líquidos, com um mínimo de perda dos líquidos para a manutenção da temperatura interna.

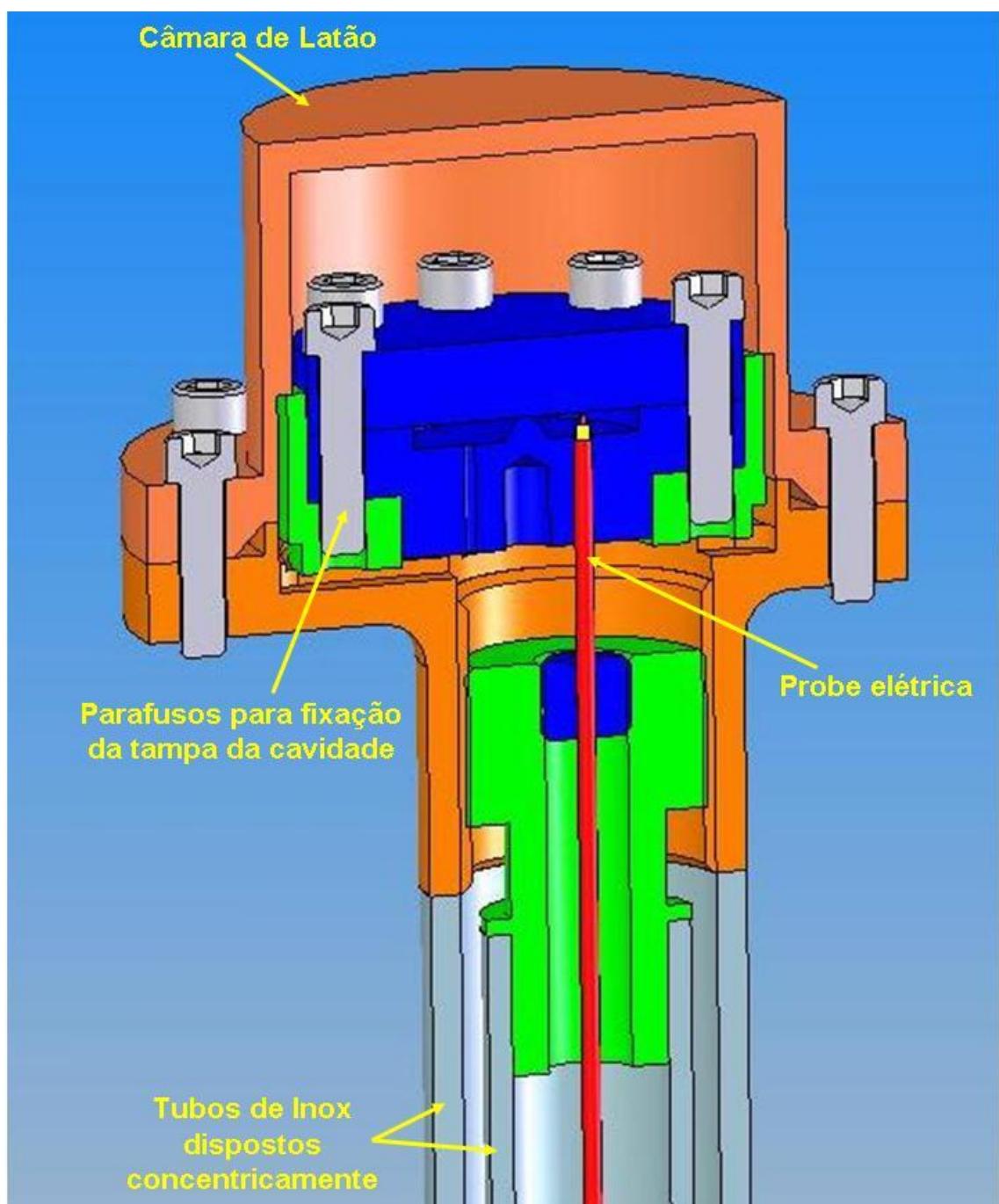


Figura 5.9 – Câmara experimental utilizada no criostato para a realização das medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo de reflexão.

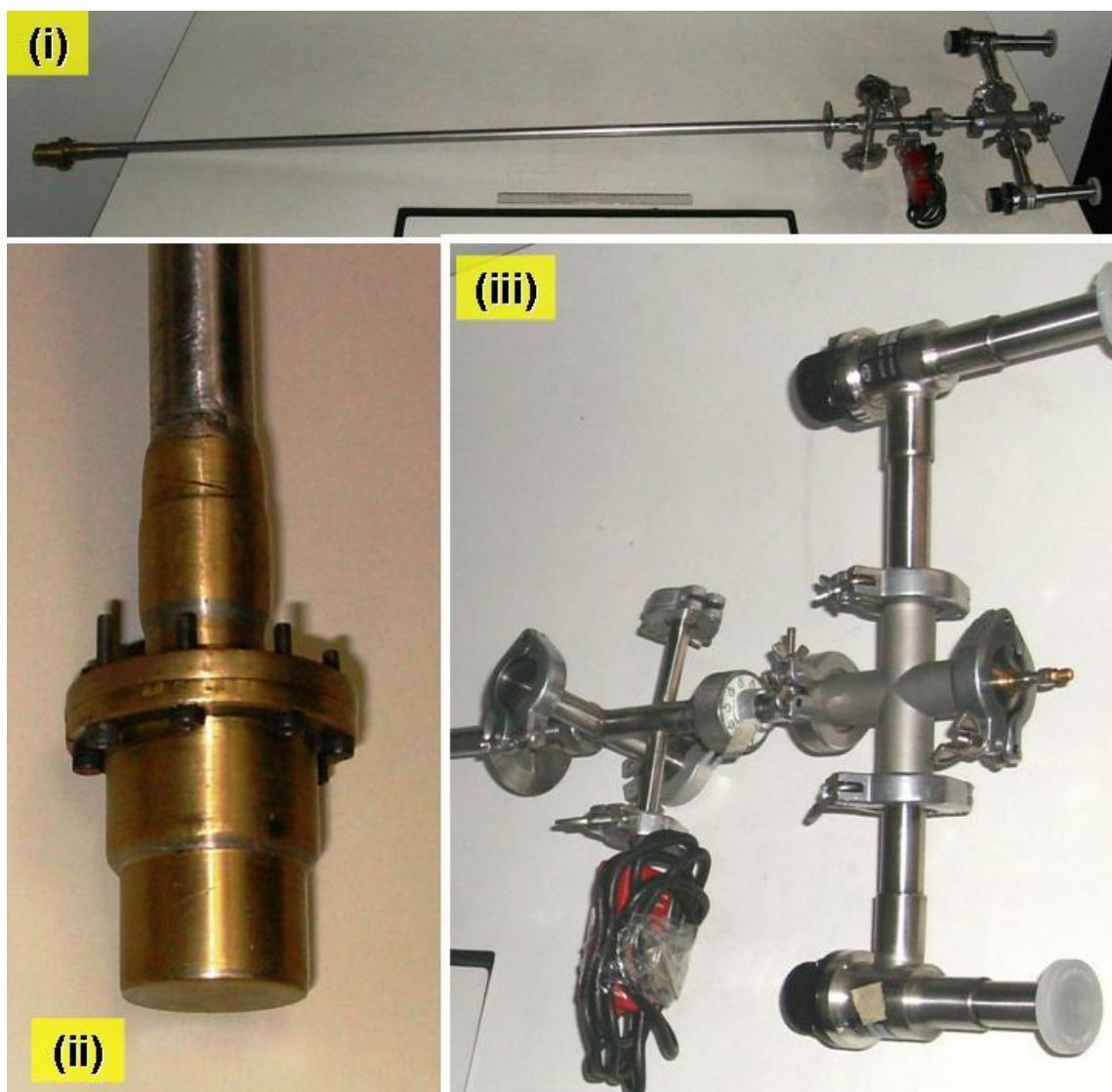


Figura 5.10 – Montagem experimental utilizada para medições em modo de reflexão.

(i) vista frontal do criostato composto por dois longos tubos de aço inox, montados de forma que o tubo interno pudesse girar em relação ao externo; (ii) câmara experimental (feita de latão) soldada numa das extremidades do tubo externo, onde a cavidade reentrante de Nióbio pudesse ser alojada; (iii) conexões para o sistema de vácuo, os sensores de pressão e de temperatura e para que o cabo coaxial *UT85* fosse ligado ao sistema de medição externo.

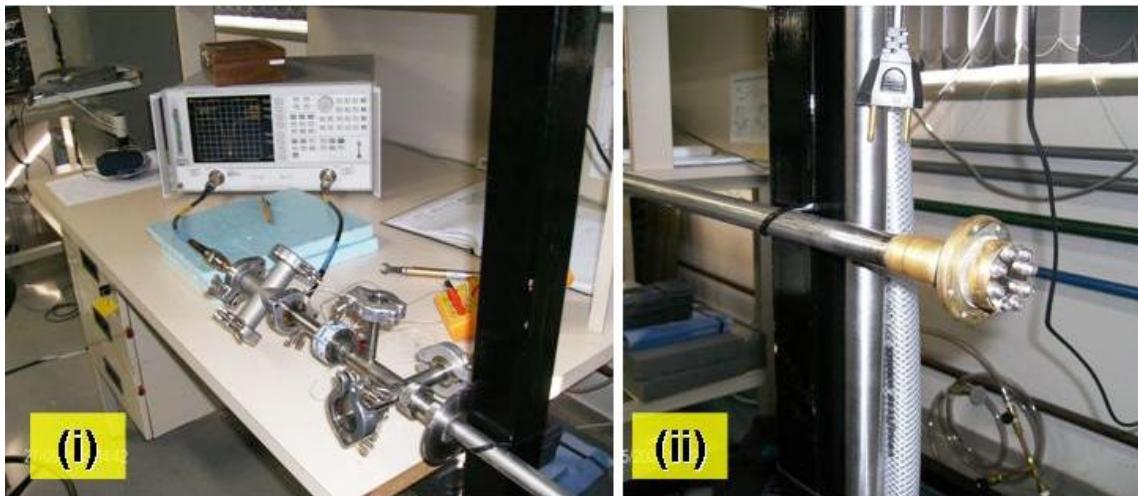


Figura 5.11 – Detalhes da montagem experimental utilizada para medições em modo de reflexão: (i) conexão do cabo coaxial ao VNA 8722ES; (ii) sistema de fixação da cavidade com tampa na câmara experimental.

As medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado⁵ em modo de reflexão foram efetuadas a partir da montagem ilustrada na Figura 5.12, utilizando-se um analisador de rede vetorial Agilent Modelo 8722/ES que possuía uma fonte de varredura operando numa faixa de freqüência de $10MHz$ a $40GHz$, com resolução de freqüência a partir de $1Hz$ e capacidade de medição (em magnitude e fase) de perda de inserção, ganho e perda de retorno. Na figura é mostrado o diagrama da montagem experimental utilizada e o arranjo da sonda na cavidade, cuja tampa foi tomada como zero de referência. Um sinal de varredura, numa faixa de freqüência pré-definida, era injetado na cavidade e analisado em modo de reflexão, sendo absorvido na região de ressonância do modo klystron da cavidade, conforme mostrado na Figura 5.7 (Hays, 1991, Knobloch, 1991). Os resultados obtidos com o analisador de rede forneceram informações relativas ao que havia sido transmitido e absorvido, sendo a depressão observada correspondente ao modo ressonante da cavidade de microondas.

⁵ As medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modos de reflexão e transmissão foram realizadas no Laboratório de Sistemas Eletromagnéticos da Divisão de Física Aplicada do Centro Tecnológico de Aeronáutica (EFA – IEAv - CTA). O analisador de rede vetorial Agilent Modelo 8722/ES havia sido calibrado pelo fabricante em 03/01/2008 (Ref. 1-118181186-1).

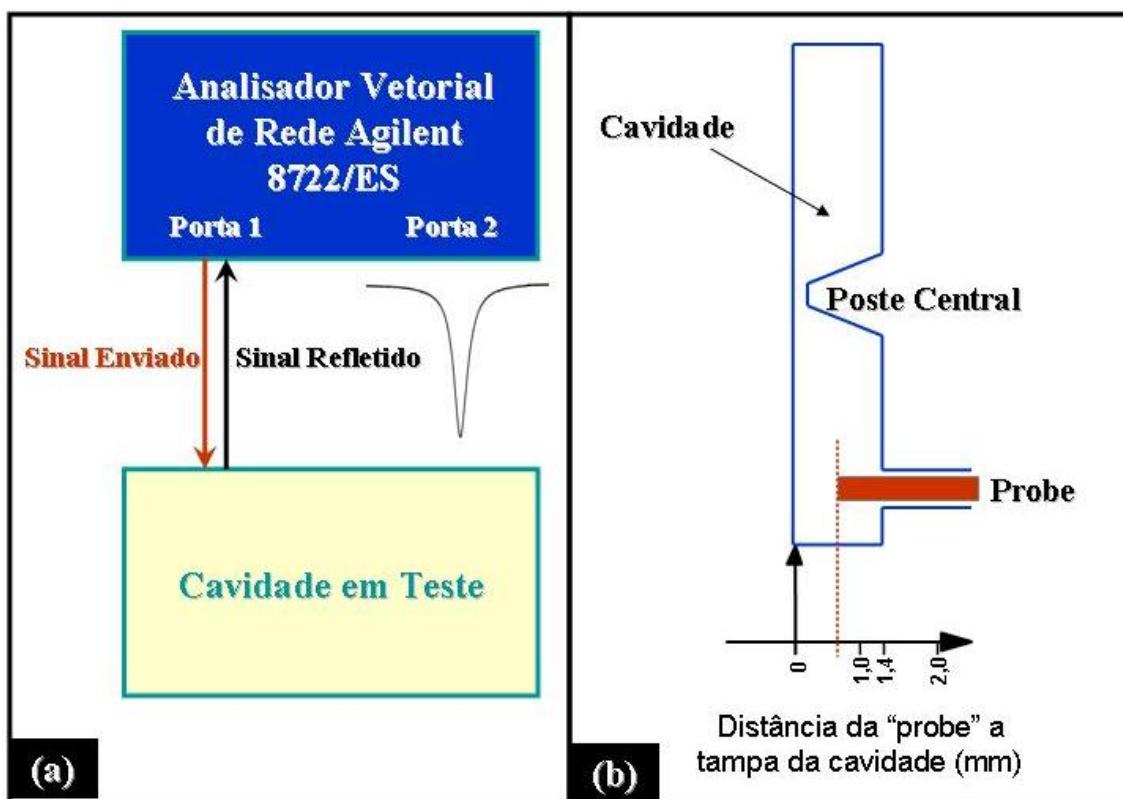


Figura 5.12 – Representação esquemática da montagem experimental para medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo reflexão: (a) diagrama em bloco; (b) arranjo da cavidade com sonda elétrica.

O segundo criostato desenvolvido foi utilizado para a realização das medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo de transmissão, sendo composto por um longo tubo de aço inoxidável com parede fina. Numa das extremidades soldou-se uma câmara de latão, onde a cavidade reentrante pudesse ser alojada. O comprimento do tubo metálico ($\approx 1600\text{mm}$) foi determinado de acordo com a profundidade do tanque utilizado para armazenamento de LHe , de forma que a câmara experimental pudesse ser introduzida no mesmo e permanecesse submersa no líquido. Na extremidade superior do criostato existiam conexões para o sistema de vácuo, os sensores de pressão e de temperatura e para que dois cabos coaxiais *UT85* fossem conectados ao sistema de medição externo. Estes cabos foram fixados numa das extremidades do tubo e mantidos em seu interior, cujas extremidades inferiores foram conectadas a duas sondas elétricas (feitas com cabos coaxiais de Cobre *UT47*) que, por sua vez, foram introduzidas e fixadas (com resina epóxi *STYCAST 2850 FT*) no interior da cavidade klystron através de dois furos cilíndricos com diâmetros de $1,20\text{mm}$

deslocados 3,75mm do centro da cavidade. Nesta configuração, não foi possível variar o acoplamento elétrico no interior das cavidades, sendo que as posições das sondas foram definidas (a partir das medidas por reflexão) de modo a obter acoplamentos eletromagnéticos próximos de um em 4,2K . As Figuras 5.13, 5.14, 5.15 e 5.16 ilustram alguns detalhes desta montagem experimental.

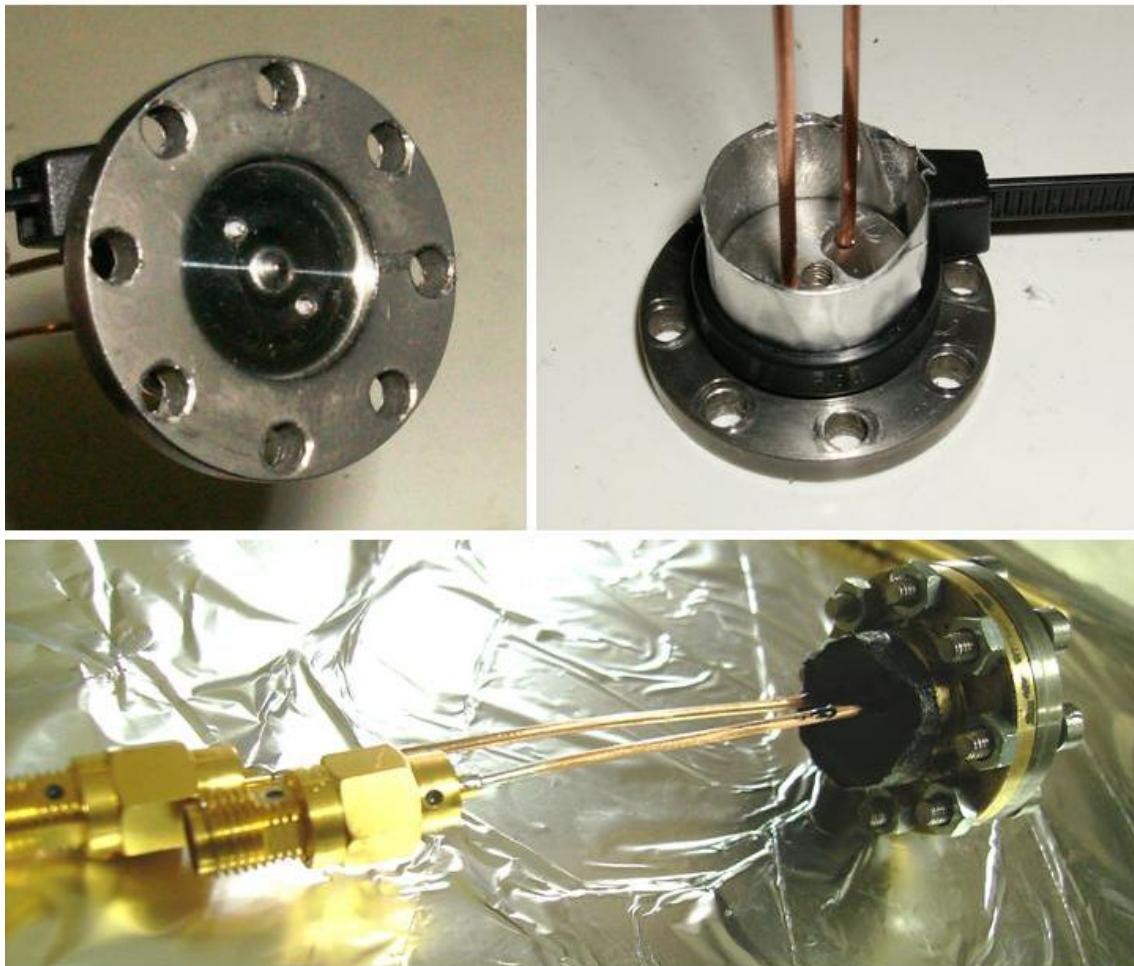


Figura 5.13 – Detalhes da fixação das sondas, com resina epóxi STYCAST 2850 FT, nas cavidades klystron para medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo de transmissão.



Figura 5.14 – Detalhes da montagem experimental utilizada para medições em modo de transmissão: as posições das sondas foram definidas de forma a obter acoplamentos eletromagnéticos próximos de um em $4,2K$.

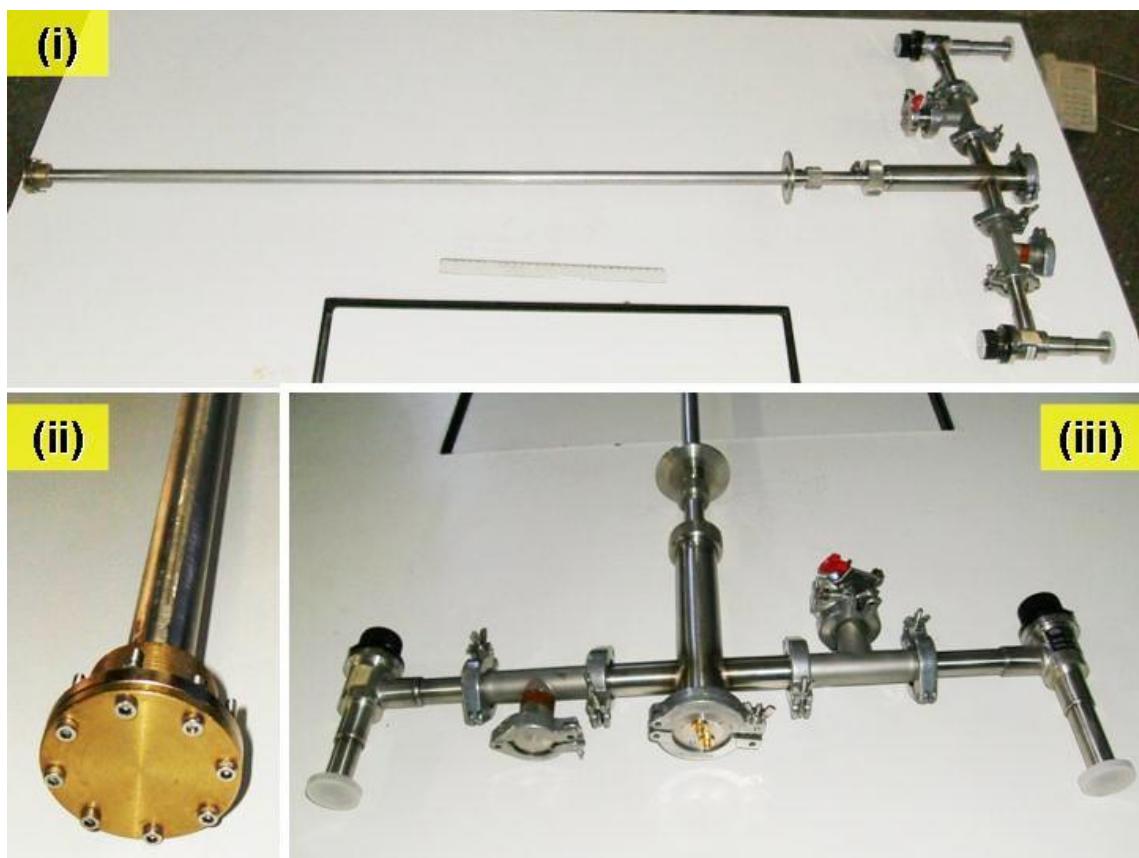


Figura 5.15 – Montagem experimental utilizada para medições em modo de transmissão: (i) Vista frontal do criostato; (ii) Câmara experimental para a cavidade klystron; (iii) Conexões para o sistema de vácuo, os sensores de pressão e de temperatura e para os cabos coaxiais.



Figura 5.16 – Detalhes das conexões das sondas, feitas com cabos coaxiais *UT47*, aos cabos coaxiais *UT85* do criostato.

As medições foram efetuadas a partir da montagem ilustrada na Figura 5.17, utilizando-se um analisador de rede vetorial Agilent Modelo 8722/ES. A figura mostra o diagrama da montagem experimental utilizada para as medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo de transmissão, onde as posições das sondas foram definidas a partir de medidas obtidas em modo de reflexão, de forma a obter acoplamento eletromagnético próximo de um (crítico). Um sinal de varredura, numa faixa de freqüência pré-definida, era injetado na cavidade e analisado em modo de transmissão, sendo transmitido na região de ressonância do modo klystron da cavidade, conforme mostrado na Figura 5.6. Os resultados obtidos com o analisador de rede forneceram informações relativas ao que havia sido transmitido e absorvido, sendo o pico observado, correspondente ao modo ressonante da cavidade de microondas.

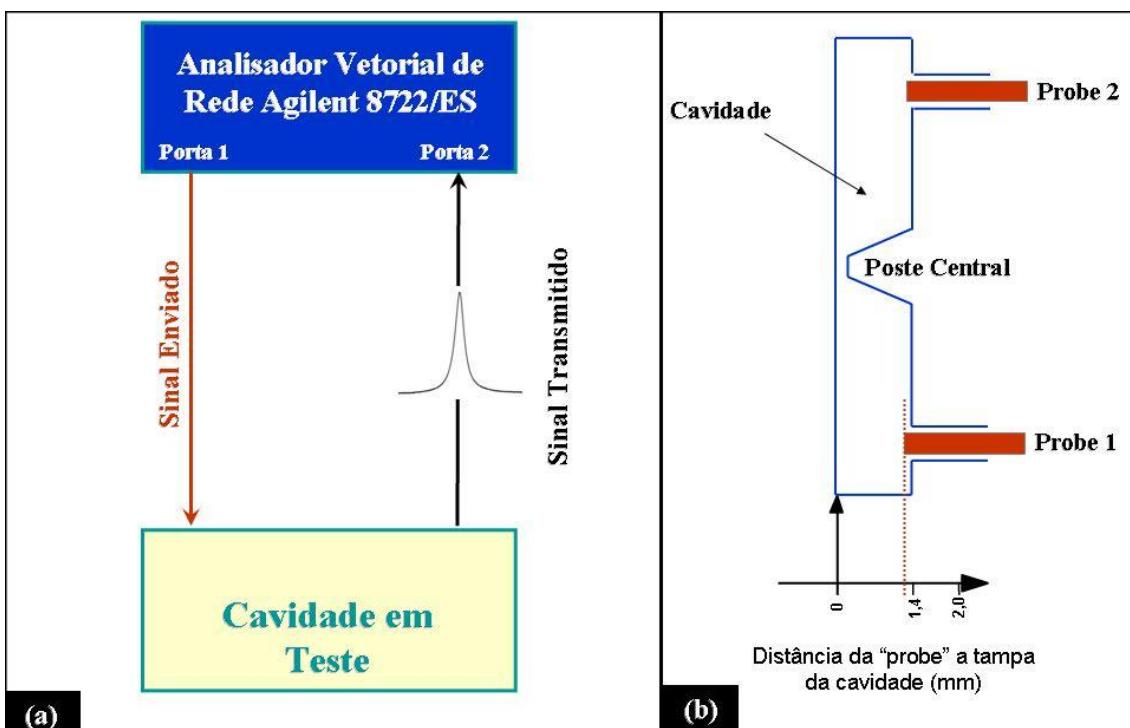


Figura 5.17 – Representação esquemática da montagem experimental para medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo transmissão: (a) diagrama em bloco; (b) arranjo da cavidade com sondas elétricas.

5.4 TRATAMENTO TÉRMICO NOS CABOS COAXIAIS UTILIZADOS

Conforme mencionado na seção anterior, para a realização dos experimentos nas condições de supercondutividade do Nióbio, foram desenvolvidos e construídos dois criostatos, possibilitando o resfriamento das cavidades até 4,2 K através de sua inserção direta no interior de um tanque contendo *LHe*.

Para minimizar as alterações das características mecânicas e elétricas ocasionados por resfriamentos e aquecimentos sucessivos, os cabos coaxiais semi-rígidos utilizados nos experimentos (incluindo aqueles das sondas elétricas) foram submetidos a uma ciclagem térmica, sendo mergulhados e mantidos em Nitrogênio líquido (77K) até atingir o equilíbrio térmico, retirados do banho criogênico e imediatamente aquecidos (até cerca de 400K) utilizando-se um *heat gun* com 2000W de potência.

Os cabos coaxiais semi-rígidos submetidos ao tratamento térmico estavam acrescidos de um comprimento cerca de 10mm em cada uma das suas extremidades. Depois de completado dez ciclos térmicos, os cabos foram mantidos em temperatura ambiente por

24h antes de sofrerem qualquer tipo de inspeção ou performance. Após esse período, realizaram-se os seguintes procedimentos:

- Verificação visual dos cabos coaxiais, principalmente nas regiões onde sofreriam performances;
- Verificação visual da existência de possíveis quebras ou trincas que pudessem comprometer as características mecânicas e elétricas dos cabos;
- Verificação visual da existência de alterações dimensionais no diâmetro do condutor externo;
- Verificação de continuidade (utilizando um ohmímetro) elétrica em toda extensão dos condutores internos e externos;
- Verificação de não continuidade (utilizando um ohmímetro) elétrica entre os condutores internos e externos de cada cabo.

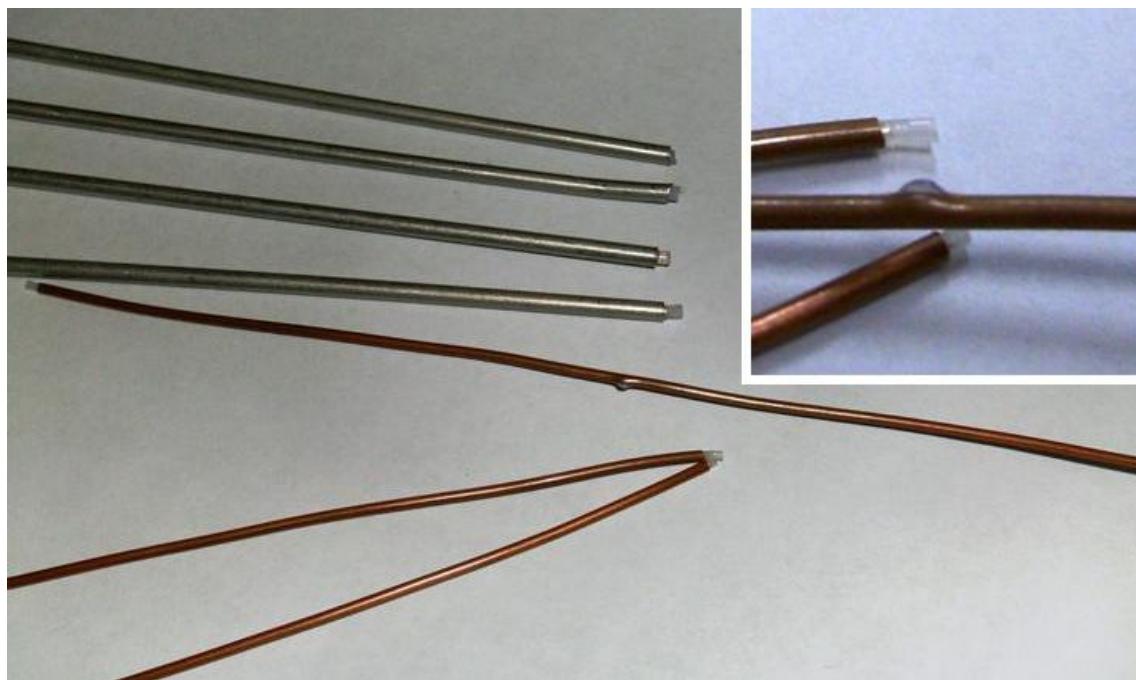


Figura 5.18 – Resultado do tratamento térmico realizado para minimizar as alterações das características mecânicas e elétricas ocasionados por resfriamentos e aquecimentos sucessivos dos cabos coaxiais semi-rígidos utilizados nos experimentos.

A Figura 5.18 mostra os efeitos dos testes de ciclagem térmica sobre os cabos coaxiais semi-rígidos *UT47* e *UT85* utilizados. Pode ser observado que os dielétricos (teflon) sofreram expansão e que um dos condutores externos *UT47* apresentou ruptura, sendo descartado para fins de testes experimentais. A variação do comprimento dos dielétricos foi corrigida através do corte do comprimento excedente das extremidades dos cabos.

5.5 ARMAZEMAMENTO DAS CAVIDADES

Conforme discutido na seção 5.2, foram usinadas diversas cavidades de Nióbio e de *CuAl(6%)* com suas respectivas tampas. Depois de usinadas e polidas, as cavidades e as tampas de *CuAl(6%)* receberam um filme de Nióbio, utilizando a técnica de deposição por *Sputtering*.

Para limpeza e remoção de óxido das superfícies das cavidades e tampas utilizadas nas medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado, adotou-se o seguinte procedimento:

- Lavagem em água corrente;
- Desengraxar com detergente neutro em banho de ultra-som (a 50⁰C) por 10 minutos;
- Lavagem em água corrente;
- Limpeza em banho de ultra-som (a 50⁰C) com acetona P.A. por 15 minutos;
- Limpeza em banho de ultra-som (a 50⁰C) com álcool isopropílico P.A. por 15 minutos;
- Secagem e armazenamento em dessecador com vácuo.

A Figura 5.19 mostra o sistema de armazenamento das cavidades e tampas utilizadas nas medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado.



Figura 5.19 – Armazenamento (em dessecador com vácuo) das cavidades e tampas utilizadas nas medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado.

5.6 MONTAGEM DO SISTEMA DE MEDIÇÕES

A realização dos experimentos nas condições de supercondutividade do Nióbio ($T < 9,2K$), exigia que a câmara experimental utilizada para alojar as cavidades reentrantes permanecesse em temperaturas inferiores a $9,2K$. Para que isto fosse possível, utilizou-se um *dewar* contendo *LHe* da CRYOFAB Inc. Modelo CMSH 250, com capacidade de armazenamento de 275 litros de líquido, cuja profundidade interna efetiva era de 1348mm (até sua flange externa), conforme pode ser visto na Figura 5.20. Desta forma, considerando-se as conexões externas (para sistema de vácuo, sensores de pressão, de temperatura e para os cabos coaxiais) utilizadas, os criostatos foram dimensionados de forma a possuírem comprimentos da ordem de 1600mm .



CMSH 250-S		
Net Capacity	250 liters	250 liters
Gross Capacity	275 liters	275 liters
Weight (Empty)	150 kg	330 lbs
Material of Construction	304 SS	304 SS
N.E.R.	1 %	1 %
Operating Pressure	69 kPa	10 PSIG
Design Pressure ²	206.9 kPa	30 PSIG
Neck ID	54.7 mm	2.15 inches
Depth (Flange to Bottom)	1196 mm	47 inches
Outside Overall Diameter	814 mm	32 inches
Height	1524 mm	60 inches
Maximum Transfer Line O.D.	19 mm	3/4 inch
Minimum Transfer Line O.D.	9.5 mm	3/8 inch
Transfer Line Length For Withdrawal	1374 mm	54 inches
Minimum Fill Lance Length	814 mm	32 inches
Caster Size	127 mm	5 inches
Vent Connection (MNPT)		1/2 inch

Figura 5.20 – Características técnicas do reservatório criogênico *dewar* utilizado e fabricado pela CRYOFAB Inc. Modelo CMSH 250, com capacidade para 250 litros de *LHe*⁶.

As medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modos de reflexão e transmissão foram efetuadas, respectivamente, a partir das montagens ilustradas nas Figuras 5.12 e 5.17, sendo necessária a utilização de um analisador de rede vetorial Agilent Modelo 8722/ES com uma fonte de varredura operando numa faixa de freqüência de 10MHz a 40GHz.

Para que as perdas elétricas ao longo da linha de transmissão (composta pelos cabos de testes flexíveis do analisador de rede conectados aos cabos coaxiais do criostato) fossem minimizadas durante as medições criogênicas, o analisador de rede vetorial permaneceu

⁶ Extraído do sítio http://www.cryofab.com/html/stand_1.htm.

apoiado sobre uma plataforma fixada a uma estrutura metálica, construída na mesma altura ($\approx 1600\text{mm}$) do sistema criostato–*dewar*. Para evitar vibrações mecânicas ou mudanças nas posições dos cabos testes durante a realização das medições, tanto o sistema criostato–*dewar* quanto à linha de transmissão foram mantidas fixas à estrutura metálica. As Figuras 5.21 e 5.22 mostram detalhes da montagem experimental realizada.



Figura 5.21 – Vista geral da estrutura metálica construída para que o analisador de rede vetorial Agilent Modelo 8722/ES permanecesse na mesma altura do criostato inserido no dewar CRYOFAB CMSH 250, minimizando o comprimento da linha de transmissão utilizada durante as medições.



Figura 5.22 – Vista geral da montagem do sistema de medição: (i) analisador de rede vetorial Agilent Modelo 8722/ES apoiado sobre uma plataforma fixada a uma estrutura metálica; (ii) detalhe da fixação do criostato a estrutura metálica; (iii) detalhe da fixação da linha de transmissão (composta pelos cabos de testes flexíveis do analisador de rede conectados aos cabos coaxiais) fixada à estrutura metálica.

5.7 DETERMINAÇÃO DO TEMPO DE RESFRIAMENTO DAS CAVIDADES REENTRANTES DE NIÓBIO

O tempo de resfriamento (de $300K$ até $4,2K$) das cavidades, foi determinado utilizando dois sensores de temperatura feitos com filmes de óxido de rutênio (RuO_2), cuja resistividade varia com a temperatura de acordo com a Figura 5.23.

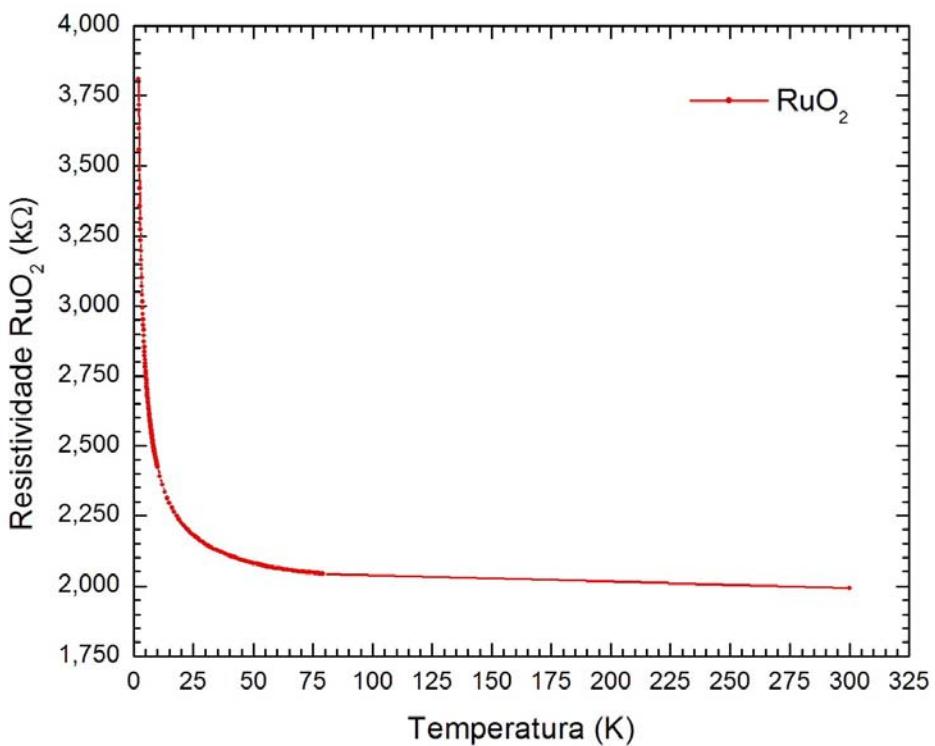


Figura 5.23 – Variação da resistividade do filme de RuO_2 com a temperatura.

Um dos sensores de temperatura foi colocado no interior da cavidade de Nióbio, alojada na câmara experimental do criostato. O outro sensor foi colocado na parte externa da tampa que fechava a cavidade. As resistividades ($\approx 1,994\text{k}\Omega$) dos dois filmes de RuO_2 foram medições em 300K, com a câmara experimental fechada e mantida em vácuo. Em seguida, o criostato foi pressurizado com Hélio gasoso (GH_2) até 10mbar , atuando como gás de troca de calor durante o resfriamento da câmara experimental. O criostato foi inserido no *dewar*, com a câmara experimental submersa em *LHe* e sendo enviado um sinal com potência de -5dBm (valor máximo permitido para o analisador vetorial) até que o equilíbrio térmico fosse atingido. O tempo necessário para que as resistividades dos filmes de RuO_2 fossem iguais a $2,464\text{k}\Omega$ (aproximadamente $9,0\text{K}$) foi de 10 minutos. O gás de troca foi retirado, permanecendo a câmara experimental em vácuo ($\approx 10^{-3}\text{mbar}$) e submersa em *LHe* até que a resistividade dos filmes de RuO_2 atingisse o valor de $2,894\text{k}\Omega$ ($T = 4,2\text{K}$), num tempo adicional de 5 minutos. A Figura 5.24 apresenta a montagem experimental utilizada.

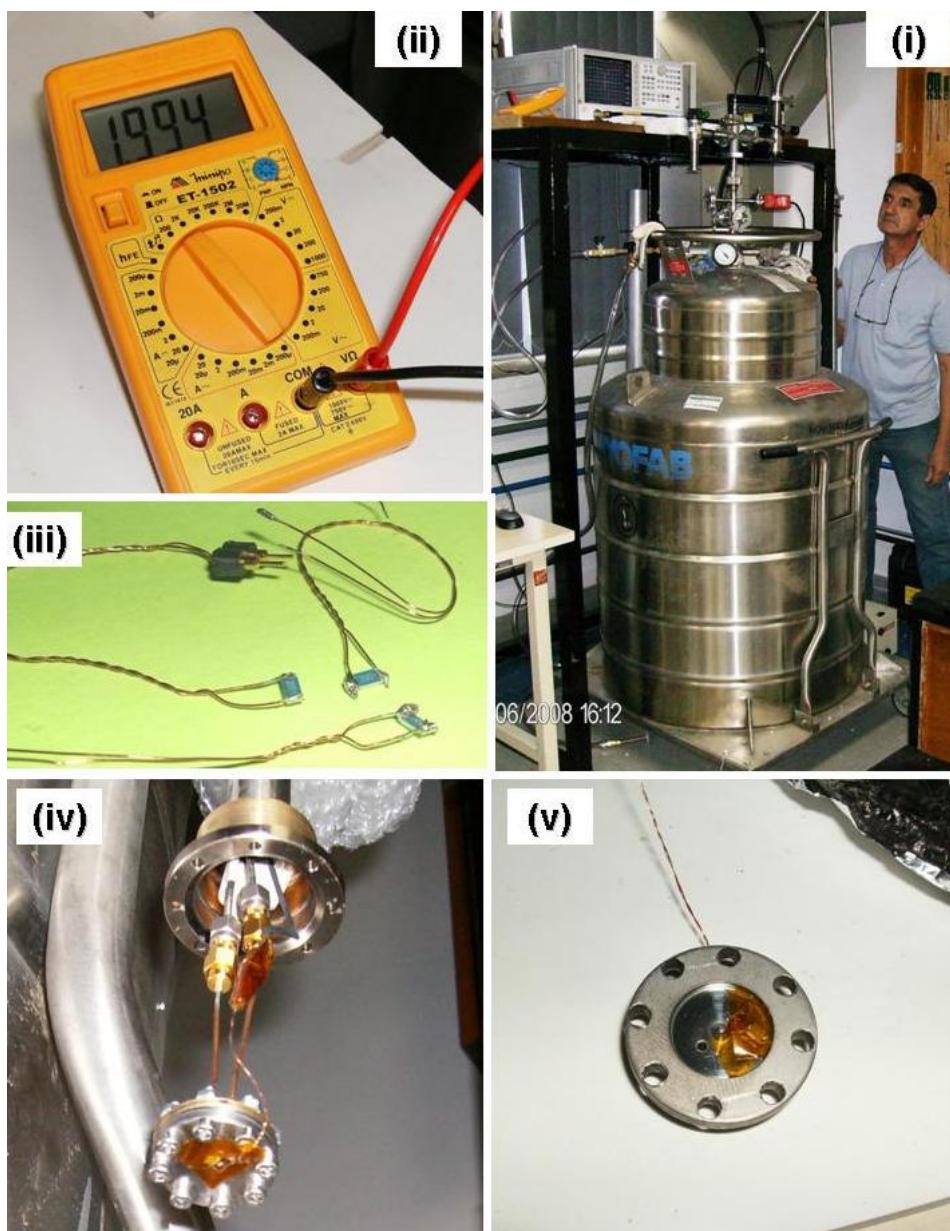


Figura 5.24 – Determinação do tempo de resfriamento das cavidades reentrantes de Nióbio: (i) montagem experimental; (ii) medida da resistividade do filme de RuO_2 ; (iii) detalhe dos sensores de temperatura feitos com filmes de RuO_2 ; (iv) detalhe da fixação do sensor de temperatura no interior da cavidade klystron; (v) Detalhe da fixação do sensor de temperatura na tampa da cavidade klystron.

Portanto, de acordo com o procedimento descrito, utilizando-se GHe a 10mbar como gás de troca e mantendo um sinal com potência de -5dBm , o tempo necessário para que as cavidades de Nióbio fossem resfriadas de $300K$ para $4,2K$ foi de 15 minutos.

5.8 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL PARA MEDIÇÕES CRIOGÊNICAS DE RESSONÂNCIA E FATOR-Q CARREGADO

Nesta seção são descritos os procedimentos experimentais adotados para a realização das medições criogênicas da freqüência de ressonância e fator-Q carregado das cavidades reentrantes, de acordo com a montagem ilustrada na Figura 5.25.

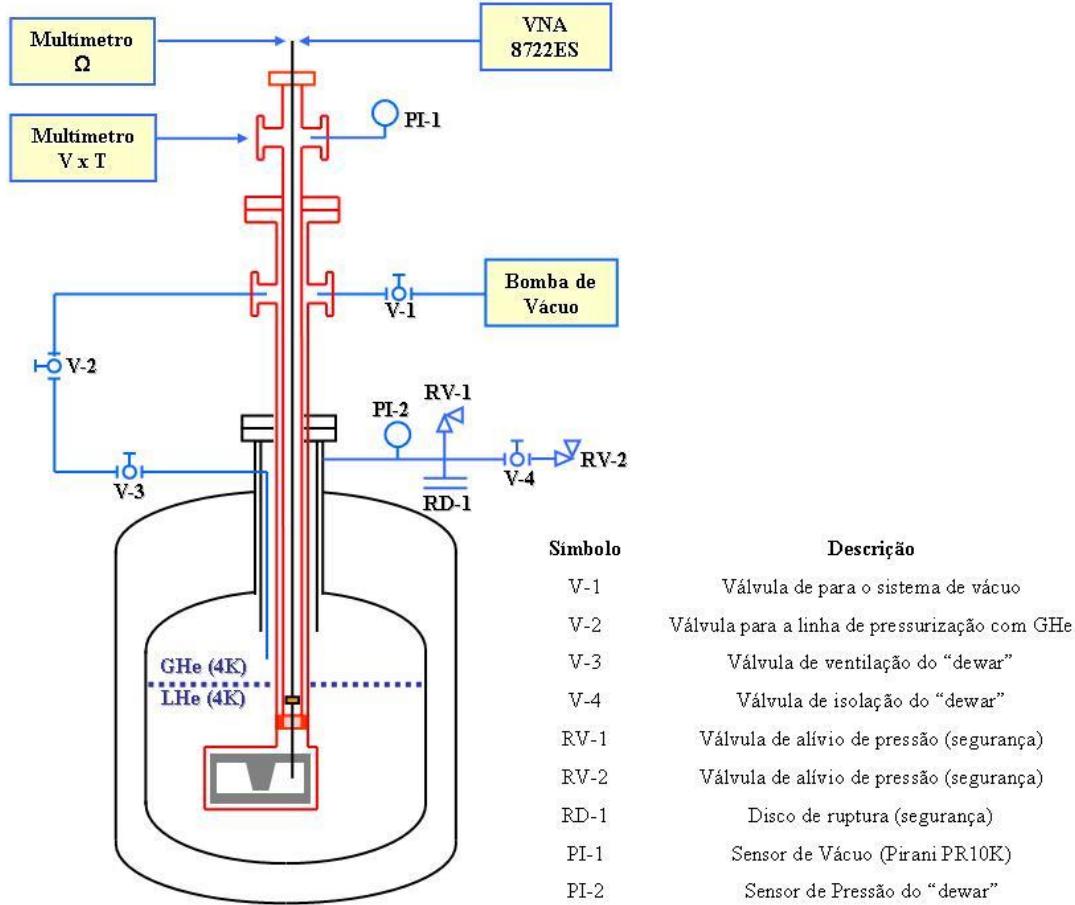


Figura 5.25 – Arranjo experimental utilizado para a realização das medições criogênicas da freqüência de ressonância e fator-Q carregado das cavidades reentrantes.

Na Figura 5.25 é mostrado o diagrama do aparato experimental utilizado para as medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado das cavidades klystron. Basicamente, o sistema de medição era composto por um analisador vetorial de rede Agilent 8722/ES; dois multímetros Minipa modelo ET-1502 (com precisão de três casas decimais para medições de resistividade em escalas de $k\Omega$) utilizados para medir a

resistividade do óxido de rutênio e para testes de continuidade entre a sonda e a tampa da cavidade; os dois criostatos desenvolvidos e um *dewar* CRYOFAB Inc. Modelo CMSH 250, com capacidade de armazenamento de 275 litros de Hélio líquido.

Para a obtenção do vácuo primário (entre 1000mbar e $1\times 10^{-3}\text{mbar}$) na câmara experimental, foi utilizada uma *bomba* mecânica de vácuo Varian SD300, com velocidade de bombeamento de $18,8\text{m}^3/\text{h}$ (na pressão atmosférica), montada em série e conectada a uma das saídas do criostato. O monitoramento da pressão interna no criostato foi realizado através de um sensor de vácuo (localizado numa das saídas do criostato) do tipo Pirani Edwards PRH10 (identificado na Figura 5.25 como PI-1), operando numa faixa de pressão de 1000mbar até $1\times 10^{-3}\text{mbar}$, com incertezas da ordem de 5% nas medições. Duas válvulas de alto-vácuo KEY HIGH VACUUM PRODUCTS, INC. modelo N^º SA=100-N (identificadas na Figura 5.25 como V-1 e V-2 e com vazamentos inferiores a $4,5\times 10^{-9}\text{torr.l/s}$, medidos através de testes de fuga) foram utilizadas para controlar o fluxo de gás no interior dos criostatos.

O *dewar* CRYOFAB CMSH 250 possuía um sistema de válvulas de segurança (V-3, V-4, RV-1, RV-2 e RD-1, conforme mostrado na Figura 5.25) que poderiam ser acionadas caso a pressão interna fosse superior a 5atm . Além de atuar no alívio de pressão (ventilação), a válvula V-3 foi utilizada para introdução de *GHe* no criostato para ser utilizado como gás de troca de calor e na pressurização até a pressão atmosférica, ao final de cada medição, evitando a deposição direta de vapor d'água nas superfícies das cavidades klystron.

A seguir, são descritos os procedimentos experimentais adotados para as medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado das cavidades klystron em modo de reflexão e de transmissão.

5.8.1 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL PARA MEDIÇÕES EM MODO DE REFLEXÃO

O tempo médio para a realização das medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado de cada cavidade klystron em modo de reflexão foi de 6h ininterruptas, sendo adotados os seguintes procedimentos experimentais:

- I. Calibração (em modo de reflexão) da linha de transmissão composta pelo cabo de teste flexível do analisador de rede conectado ao cabo coaxial *UT85* do criostato. Para isto, o criostato era fixado à estrutura metálica na mesma posição que ocuparia quando estivesse inserido no *dewar* e conectado ao analisador vetorial de rede Agilent 8722/ES, de modo que a linha de transmissão permanecesse na mesma posição ocupada durante a calibração do sistema de medição. A calibração foi realizada nas seguintes faixas de freqüência: $5 - 20\text{GHz}$; $5 - 10\text{GHz}$, $10 - 15\text{GHz}$, $15 - 20\text{GHz}$, $8 - 10\text{GHz}$, $10 - 12\text{GHz}$, $12 - 14\text{GHz}$, $14 - 16\text{GHz}$, $16 - 18\text{GHz}$, $18 - 20\text{GHz}$, $8 - 9\text{GHz}$, $9 - 10\text{GHz}$, $10 - 11\text{GHz}$, $11 - 12\text{GHz}$, $12 - 13\text{GHz}$, $13 - 14\text{GHz}$, $14 - 15\text{GHz}$ e $15 - 16\text{GHz}$;
- II. Fixação da cavidade klystron e respectiva tampa na câmara experimental através de oito parafusos *M3*. Para isto, o criostato era retirado da estrutura metálica, sendo esta operação realizada utilizando-se luvas apropriadas, evitando a contaminação da cavidade por gorduras ou poeiras;
- III. Fechamento e vedação (com índio) da câmara experimental através de oito parafusos *M3*. Assim como no item anterior e pelos mesmos motivos, esta operação foi realizada utilizando-se luvas apropriadas;
- IV. Medições de continuidade elétrica para determinação da posição de contato da sonda com a tampa da cavidade reentrante. Após definida a posição de contato (ou o zero de referência), a sonda era recuada cerca de $0,1mm$ evitando danos na mesma (por contração diferencial) durante o processo de resfriamento térmico;
- V. Obtenção de vácuo primário ($\approx 10^{-2}\text{ mbar}$) na câmara experimental, com auxílio do sistema de bombeamento. Para isto, o sistema de vácuo era conectado a válvula V-1 (aberta), permanecendo a válvula V-2 fechada (Figura 5.25);
- VI. Início do processo de desgaseificação (eliminação de vapores de água) da cavidade klystron através do aquecimento da câmara experimental (até cerca de $400K$) utilizando-se *heat gun*;
- VII. Introdução de *GHe* como gás de troca de calor no criostato, sendo mantida a pressão interna em cerca de 10mbar . Para isto, conectava-se o criostato ao

sistema de ventilação do *dewar*, com as válvulas V-2 e V-3 mantidas abertas e a válvula V-1 fechada, conforme Figura 5.25;

- VIII. Início do processo de introdução do criostato no *dewar*, realizado de forma lenta e gradual, sendo a velocidade de introdução determinada pela quantidade de vapor de *GHe* liberado pelo *dewar*. Para isto, o criostato era desconectado da linha de vácuo e do sistema de ventilação do *dewar*, com as válvulas V-1 e V-2 mantidas fechadas, enquanto que a válvula de ventilação V-3 permanecia aberta, conforme Figura 5.25;
- IX. Obtenção do equilíbrio térmico do sistema. Após a introdução completa do criostato no *dewar*, a válvula V-3 (Figura 5.25) era fechada e esperava-se 30 minutos (duas vezes o tempo medido para atingir o equilíbrio térmico, conforme discutido na seção 5.7) para que as medições por reflexão fossem realizadas. Durante este intervalo de tempo, o *dewar* era colocado próximo a estrutura metálica, sendo o criostato fixado na mesma posição daquela durante a calibração evitando mudanças nas posições dos cabos devido a vibrações externas;
- X. Obtenção de vácuo primário ($>10^{-3} \text{ mbar}$). Após ter sido atingido o equilíbrio térmico, o criostato era novamente conectado ao sistema de vácuo, sendo retirado o gás de troca com auxílio da *bomba* mecânica de vácuo. Para isto, mantinha-se a válvula V-1 aberta e a válvula V-2 fechada, conforme Figura 5.25;
- XI. Medições de continuidade elétrica para determinação da posição de contato da sonda com a tampa da cavidade reentrante. Após definida a posição de contato (ou o zero de referência), a sonda era recuada cerca de $0,1\text{mm}$ sendo iniciadas as medições em modo de reflexão;
- XII. Início das medições em modo de reflexão em $4K$. Para isto, o analisador vetorial de rede Agilent 8722/ES era conectado ao cabo coaxial *UT85* (na mesma posição em que havia sido realizada a calibração do item I), sendo iniciada a retirada gradual da sonda com a realização de medições das perdas por reflexão (S_{11}) e dos Q_c 's a cada deslocamento de $0,1\text{mm}$, até cerca de $3,4\text{mm}$ da tampa da cavidade;

- XIII. Finalização das medições em modo de reflexão com a introdução gradual da sonda e repetição das medições das perdas por reflexão (S_{11}) e dos Q_c 's a cada deslocamento de $0,1mm$, desde a posição de $3,4mm$ até $0,1mm$ da tampa da cavidade. Isto era feito para verificar a coerência dos resultados com os valores obtidos no item anterior;
- XIV. Medições de continuidade para determinação da posição de contato da sonda com tampa da cavidade reentrante e verificação da coerência com relação à posição obtida no item XI;
- XV. Início do processo de retirada do criostato do *dewar*. Após definida a posição de contato, a sonda era recuada cerca de $0,1mm$ evitando danos na mesma (por expansão diferencial) durante o processo de aquecimento térmico;
- XVI. Retirada do criostato do *dewar*, realizado de forma rápida e gradual para evitar a formação de gelo ao redor da câmara experimental e a perda excessiva de *GHe*. Para isso, o criostato era desconectado da linha de vácuo e do analisador vetorial de rede Agilent 8722/ES, mantendo-se as válvulas V-1 e V-2 fechadas (Figura 5.25);
- XVII. Aquecimento da câmara experimental (até cerca de $400K$) utilizando-se um *heat gun*. Para isto, o sistema de vácuo era novamente conectado a válvula V-1 (aberta), mantendo-se a válvula V-2 fechada, conforme Figura 5.25;
- XVIII. Medições de continuidade para determinação da posição de contato da sonda com a tampa da cavidade reentrante e verificação da coerência (em relação à posição) com os valores obtidos nas medições a frio. Foi observado que o zero de referência da sonda em $300K$ correspondia à posição $0,05mm$ em $4K$;
- XIX. Início das medições em modo de reflexão em $300K$. Para isto, o criostato era fixado à estrutura metálica (na mesma posição ocupada durante as medições a frio) e conectado ao analisador vetorial de rede Agilent 8722/ES, de modo que a linha de transmissão permanecesse na mesma posição ocupada durante as medições a frio;
- XX. Medições em modo de reflexão em $300K$. Para isto, o analisador vetorial de rede Agilent 8722/ES era conectado ao cabo coaxial *UT85*, sendo iniciada a

- retirada gradual da sonda com a realização de medições das perdas por reflexão (S_{11}) e dos Q_c 's a cada deslocamento de $0,1mm$, até cerca de $3,4mm$ da tampa da cavidade;
- XXI. Finalização das medições em modo de reflexão (em $300K$) com a introdução gradual da sonda e medição da perda por reflexão (S_{11}) e dos Q_c 's, desde a posição de $3,4mm$ até $0,1mm$ da tampa da cavidade;
- XXII. Pressurização gradual do criostato com GHe , até obter pressão atmosférica. Para isto, o sistema de vácuo era desconectado, com a válvula V-1 mantida fechada e as válvulas V-2 e V-3 abertas, conforme Figura 5.25;
- XXIII. Abertura da câmara experimental e retirada da cavidade klystron. Esta operação era realizada utilizando-se luvas apropriadas, evitando a contaminação da cavidade por gorduras ou poeiras;
- XXIV. Armazenamento imediato da cavidade em dessecador mantido a vácuo. Assim como no item anterior e pelos mesmos motivos, esta operação foi realizada utilizando-se luvas apropriadas;
- XXV. Medição do nível de LHe no *dewar*. O consumo médio por medição efetuada foi de $5LHe$.

5.8.2 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL PARA MEDIÇÕES EM MODO DE TRANSMISSÃO

O tempo médio para a realização das medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado de cada cavidade klystron em modo de reflexão foi de 4h ininterruptas, sendo adotados os seguintes procedimentos experimentais:

- I Calibração (em modo de reflexão e transmissão) da linha de transmissão composta pelos cabos de teste flexíveis do analisador de rede conectados aos cabos coaxiais *UT85* do criostato. Para isto, o criostato era fixado à estrutura metálica na mesma posição que ocuparia quando estivesse inserido no *dewar* e conectado ao analisador vetorial de rede Agilent 8722/ES, de modo que a linha de transmissão permanecesse na mesma posição ocupada durante a calibração do sistema de medição. A calibração foi realizada nas seguintes faixas de

- freqüência: $5 - 20\text{GHz}$, $5 - 10\text{GHz}$, $10 - 15\text{GHz}$, $15 - 20\text{GHz}$, $8 - 10\text{GHz}$, $10 - 12\text{GHz}$, $12 - 14\text{GHz}$, $14 - 16\text{GHz}$, $16 - 18\text{GHz}$ e $18 - 20\text{GHz}$;
- II Fixação da cavidade klystron e respectiva tampa na câmara experimental através de oito parafusos $M3$. Para isto, o criostato era retirado da estrutura metálica, sendo esta operação realizada utilizando-se luvas apropriadas, evitando a contaminação da cavidade por gorduras ou poeiras;
 - III Fechamento e vedação (com índio) da câmara experimental através de oito parafusos $M3$. Assim como no item anterior e pelos mesmos motivos, esta operação foi realizada utilizando-se luvas apropriadas;
 - IV Obtenção de vácuo primário ($\approx 10^{-2}\text{ mbar}$) na câmara experimental, com auxílio do sistema de bombeamento. Para isto, o sistema de vácuo era conectado a válvula V-1 (aberta), permanecendo a válvula V-2 fechada (Figura 5.25);
 - V Início do processo de desgaseificação (eliminação de vapores de água) da cavidade klystron através do aquecimento da câmara experimental (até cerca de $400K$) utilizando-se *heat gun*;
 - VI Introdução de GHe como gás de troca de calor no criostato, sendo mantida a pressão interna em cerca de 10mbar . Para isto, conectava-se o criostato ao sistema de ventilação do *dewar*, com as válvulas V-2 e V-3 mantidas abertas e a válvula V-1 fechada, conforme mostrado na Figura 5.25;
 - VII Início do processo de introdução do criostato no *dewar*, realizado de forma lenta e gradual, sendo a velocidade de introdução determinada pela quantidade de vapor de GHe liberado. Para isto, o criostato era desconectado da linha de vácuo e do sistema de ventilação do *dewar*, com as válvulas V-1 e V-2 mantidas fechadas, enquanto que a válvula de ventilação V-3 permanecia aberta, conforme Figura 5.25;
 - VIII Obtenção do equilíbrio térmico do sistema. Após a introdução completa do criostato no *dewar*, a válvula V-3 (Figura 5.25) era fechada e esperava-se 30 minutos para que as medições por reflexão fossem realizadas. Durante este intervalo de tempo, o *dewar* era colocado próximo a estrutura metálica, sendo o

- criostato fixado na mesma posição daquela durante a calibração de modo a evitar mudanças nas posições dos cabos devido a vibrações externas;
- IX Obtenção de vácuo primário ($>10^{-3} \text{ mbar}$). Após ter sido atingido o equilíbrio térmico, o criostato era novamente conectado ao sistema de vácuo, sendo retirado o gás de troca com auxílio da *bomba* mecânica de vácuo. Para isto, mantinha-se a válvula V-1 aberta e a válvula V-2 fechada, conforme Figura 5.25;
 - X Medições em modo de reflexão e transmissão em $4K$. Para isto, o analisador vetorial de rede Agilent 8722/ES era conectado aos cabos coaxiais *UT85* (na mesma posição em que havia sido realizada a calibração do item I), sendo realizadas as medições das perdas por reflexão (S_{11} e S_{22}), por transmissão (S_{21} e S_{12}) e dos Q_c 's;
 - XI Retirada do criostato do *dewar*, realizada de forma rápida e gradual para evitar a formação de gelo ao redor da câmara experimental e perda excessiva de *GHe*. Para isso, o criostato era desconectado da linha de vácuo e do analisador vetorial de rede Agilent 8722/ES, mantendo-se as válvulas V-1 e V-2 fechadas (Figura 5.25);
 - XII Aquecimento da câmara experimental (até cerca de $400K$) utilizando-se um *heat gun*. Para isto, o sistema de vácuo era novamente conectado a válvula V-1 (aberta), mantendo-se a válvula V-2 fechada, conforme Figura 5.25;
 - XIII Medições em modo de reflexão e transmissão em $300K$. Para isto, o analisador vetorial de rede Agilent 8722/ES era conectado aos cabos coaxiais *UT85* (na mesma posição em que havia sido realizada a calibração do item I), sendo realizadas as medições das perdas por reflexão (S_{11} e S_{22}), por transmissão (S_{21} e S_{12}) e dos Q_c 's;
 - XIV Pressurização gradual do criostato com *GHe*, até obter pressão atmosférica. Para isto, o sistema de vácuo era desconectado, com a válvula V-1 mantida fechada e as válvulas V-2 e V-3 abertas, conforme Figura 5.25;

- XV Abertura da câmara experimental e retirada da cavidade klystron. Esta operação era realizada utilizando-se luvas apropriadas, evitando a contaminação da cavidade por gorduras ou poeiras;
- XVI Armazenamento imediato da cavidade em dessecador mantido a vácuo. Assim como no item anterior e pelos mesmos motivos, esta operação foi realizada utilizando-se luvas apropriadas;
- XVII Medida do nível de *LHe* no *dewar*. O consumo médio por medida efetuada foi de *5LHe*.

5.9 RESULTADOS OBTIDOS PARA MEDIÇÕES DE RESSONÂNCIA E FATOR-Q CARREGADO DAS CAVIDADES

Nesta seção serão apresentados os resultados dos testes criogênicos realizados com diversas cavidades reentrantes feitas de Nióbio com 99,8% de pureza, fornecido pela CBMM (*Cavidades Nb-CBMM*) e de *CuAl(6%)* recobertas com filme de Nióbio obtido a partir de um alvo com a mesma composição química das cavidades de Nióbio usinadas (*Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM*).

As cavidades testadas, cuja representação esquemática é mostrada na Figura 5.26, eram similares as utilizadas no sistema de transdução paramétrica do detector *Mario Schenberg*. Também foi testada uma cavidade semelhante à usada pelo grupo australiano da University of Western Australia (UWA) no detector Niobè (*Cavidade UWA*), feita de Nióbio com 99,8% de pureza e concentração de Tântalo inferior a 1000 ppm, fornecido pela PLANSEE Aktiengesellschaft High Performance Materials, conforme mostrado na Figura 5.27 (Ribeiro, 2003; Ribeiro *et al.*, 2006).

Na Tabela 5.1 são mostradas as dimensões características e materiais das cavidades testadas.

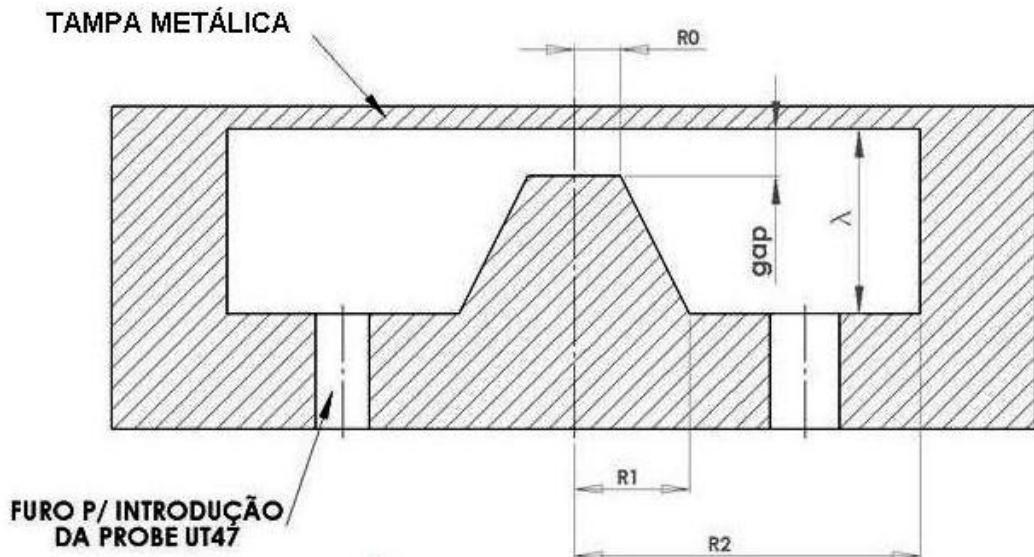


Figura 5.26 – Representação esquemática das cavidades klystron testadas.

Na figura acima, R_0 é o raio do topo do poste cônicos central, R_1 é o raio da base do poste cônicos central, R_2 é o raio externo da cavidade, λ é a profundidade da cavidade e λ' é a altura do poste cônicos central.

TABELA 5.1 DIMENSÕES CARACTERÍSTICAS E MATERIAIS DAS CAVIDADES KLYSNTRON TESTADAS

Cavidade	Material	R_0 (mm)	R_1 (mm)	R_2 (mm)	Gap (μm)	λ (mm)
01	<i>CuAl (6%)-Nb-CBMM</i>	0,50	1,50	7,50	25	1,35
02	<i>CuAl (6%)-Nb-CBMM</i>	0,50	1,50	7,50	30	1,34
05	<i>CuAl (6%)-Nb-CBMM</i>	0,50	1,50	7,50	25	1,38
13	<i>Nb-CBMM</i>	0,50	1,50	7,50	25	1,40
15	<i>Nb-CBMM</i>	0,50	1,50	7,50	20	1,40
16	<i>Nb-CBMM</i>	0,50	1,45	7,50	10	1,37
17	<i>Nb-CBMM</i>	0,35	1,30	7,50	40	1,37
18	<i>Nb-CBMM</i>	0,50	1,40	7,50	60	1,27
UWA	<i>Nb-PLANSEE</i>	0,40	0,50	4,00	20	1,45

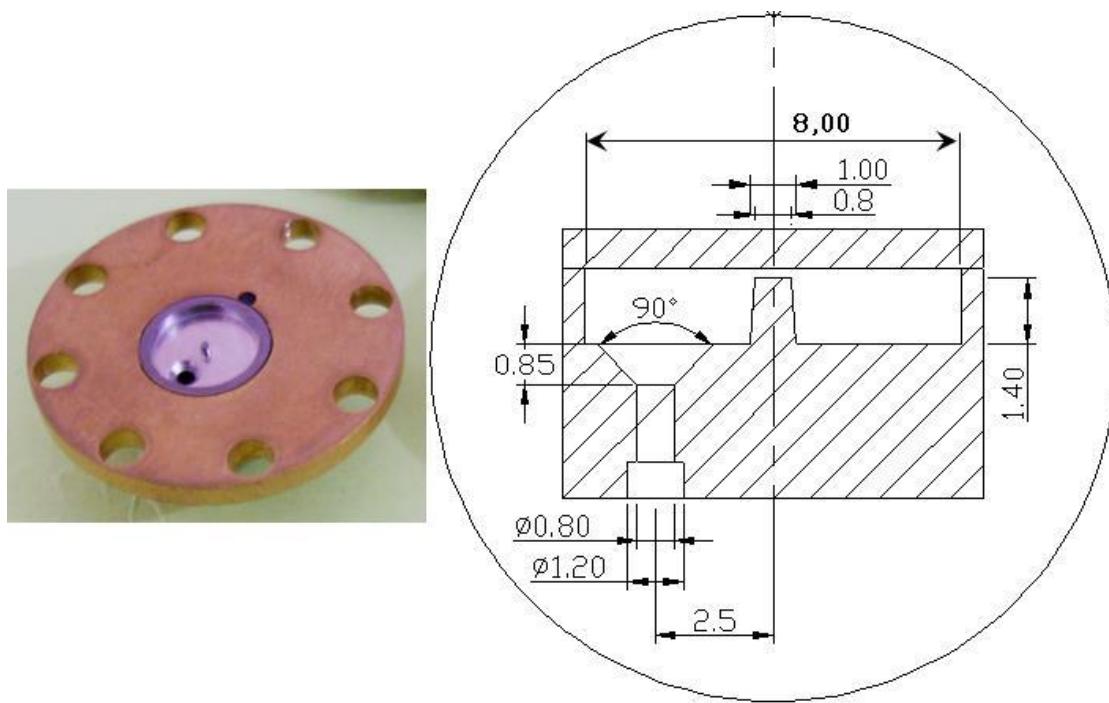


Figura 5.27 - Desenho esquemático da *Cavidade UWA* com dimensões semelhantes à utilizada pelo grupo australiano (Ribeiro *et al.* 2006)

Foram utilizados três tipos diferentes de tampas metálicas para fechar as cavidades durante as medições. Uma das tampas foi feita de *CuAl(6%)* e recoberta com filme de Nióbio com as mesmas características das cavidades de *CuAl(6%)* (*Tampa CuAl (6%)-Nb-CBMM*). As outras duas tampas foram feitas de Nióbio com 99,8% de pureza e concentrações diferentes de Tântalo. A *Tampa Nb-CBMM* possuía concentração de Tântalo de 1420 ppm, enquanto que a *Tampa Nb-PLANSEE* possuía concentração de Tântalo inferior a 1000 ppm.

5.9.1 RESULTADOS OBTIDOS PARA MEDIÇÕES EM MODO DE REFLEXÃO

As medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo de reflexão, foram efetuadas a partir da montagem ilustrada na Figura 5.12, utilizando-se um analisador de rede vetorial Agilent Modelo 8722/ES. Na Figura 5.28 são mostrados detalhes da montagem experimental.



Figura 5.28 – Montagem experimental utilizada nas medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo de reflexão: (i) vista do criostato mantido no interior do tanque de LHe ; (ii) analisador de rede vetorial Agilent Modelo 8722/ES com a linha de transmissão (composta pelo cabo de teste flexível do analisador de rede conectado ao cabo coaxial do criostato) fixada à estrutura metálica; (iii) detalhe da fixação do criostato e da linha de transmissão a estrutura metálica.

As cavidades foram excitadas e monitoradas por uma sonda (constituída por um cabo coaxial UT47), que era introduzida através de um furo lateral (deslocado 7,5 mm do centro da cavidade), sendo responsável pelo acoplamento elétrico entre a cavidade e o circuito externo, conforme mostrado na Figura 5.1. Um sinal de varredura, numa faixa de freqüência pré-definida, era injetado na cavidade e analisado em modo de reflexão. Quando na ressonância do modo klystron, a absorção na cavidade tornava-se máxima, indicando que para outras freqüências o sinal era refletido e detectado pelo analisador de rede.

A Figura 5.29 mostra um espectro típico (numa faixa de freqüência de 1GHz) obtido pelo analisador de rede durante as medições em modo de reflexão. Conforme pode ser observado, a depressão mais estreita (centrada em torno de 11,276GHz) é a do modo ressonante da cavidade de microondas.

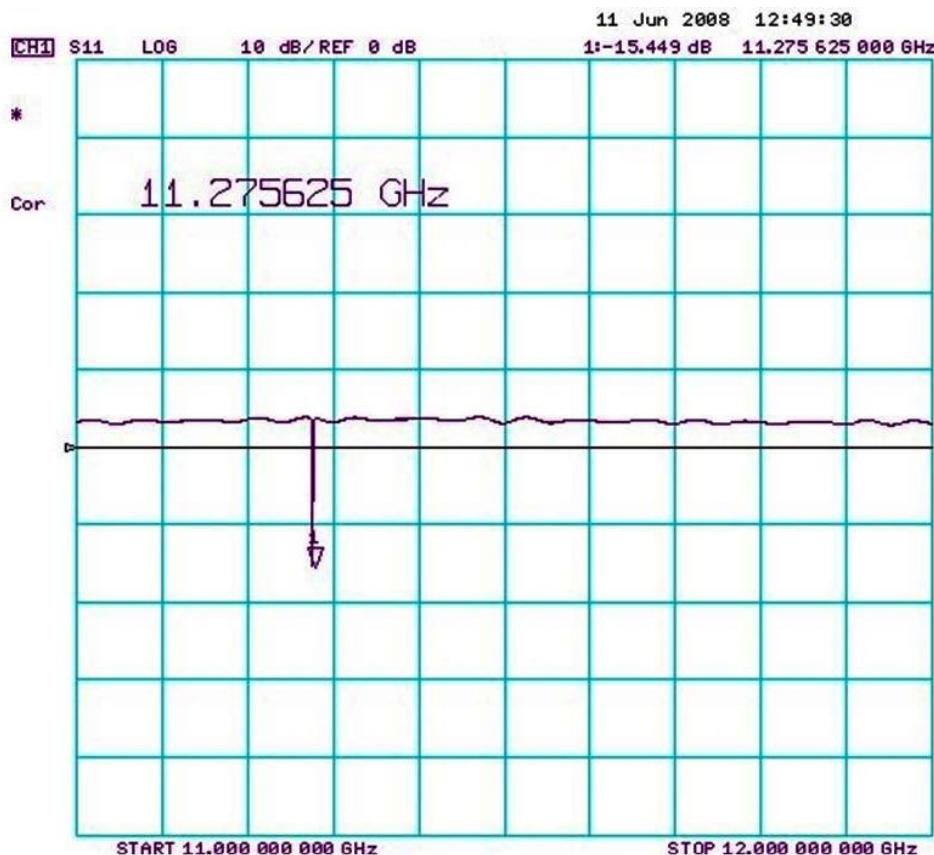


Figura 5.29 - Espectro típico apresentado pelo analisador de rede durante as medições em modo de reflexão. O eixo x representa a freqüência, enquanto o eixo y representa um valor relativo da potência em dB.

No espectro apresentado na Figura 5.29, o eixo x representa a freqüência, enquanto o eixo y representa um valor relativo da potência em dB . A partir destes resultados, e utilizando as relações apresentadas na seção 5.2, foi possível determinar os parâmetros de interesse para o estudo realizado (freqüência de ressonância e fator-Q carregado em função da posição da sonda no interior da cavidade), conforme mostrado na Figura 5.30.

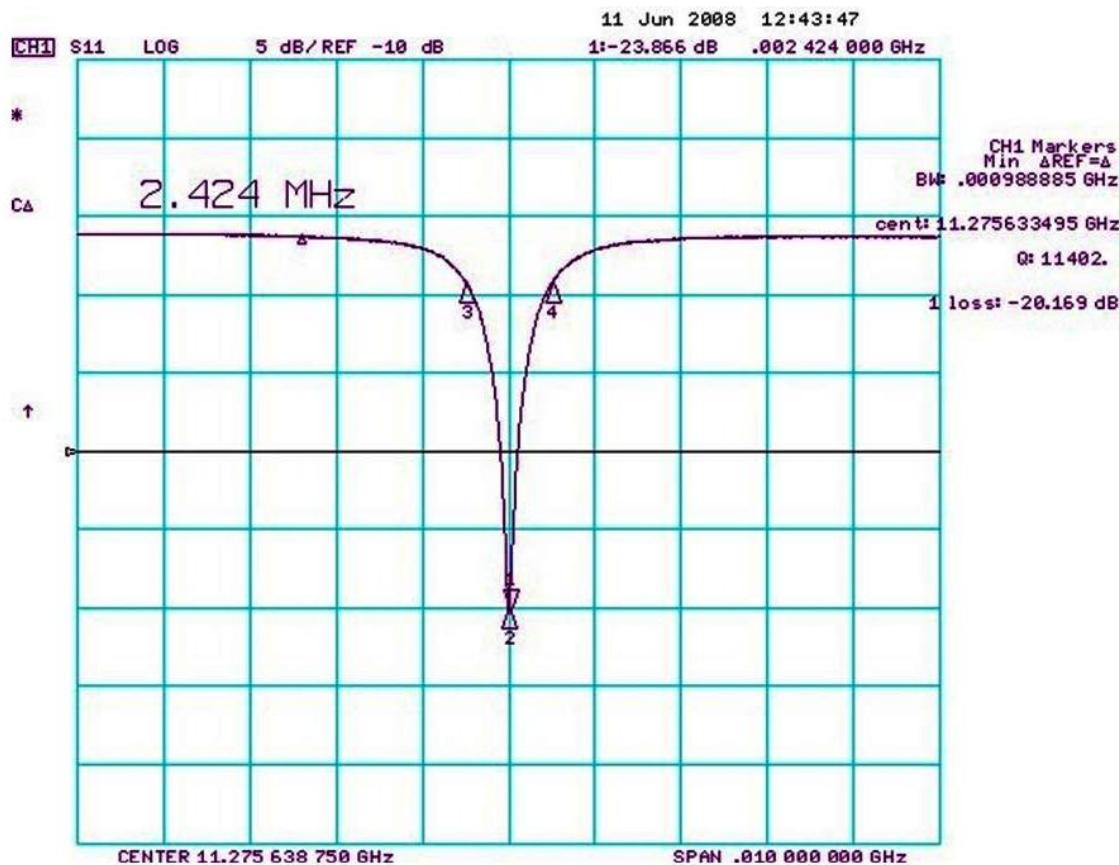


Figura 5.30 – Medida típica da freqüência de ressonância e do fator-Q carregado em função da posição da sonda no interior da cavidade.

A figura acima mostra o resultado obtido através do analisador de rede para o modo de ressonância apresentado na Figura 5.28. Neste caso, a potência da largura de banda foi calculada a partir da Equação (5.12), considerando $P_{on} = 0dB$ e $P_{off} = 23,866dB$:

$$P_{Af}(dB) = -10\log 2 + 10\log \left(10^{\frac{0}{10}} + 10^{\frac{23,866}{10}} \right) = 20,874dB \quad (5.16)$$

Portanto, a largura de banda $\Delta f = 988,9\text{kHz}$ foi obtida a $-2,993\text{dB}$ do nível de potência P_{off} . O fator-Q carregado (Q_c) foi calculado a partir de (5.10), resultando em:

$$Q_c = \frac{f_0}{\Delta f} = \frac{11,275633495\text{GHz}}{0,000988885\text{GHz}} = 11402 \quad (5.17)$$

De acordo com a Figura 5.29, a perda por reflexão medida foi de $R_L = 23,866\text{dB}$ e o fator de acoplamento pode ser calculado a partir da Equação (5.9a), resultando em:

$$\beta = \frac{1 - 10^{-R_L/20}}{1 + 10^{-R_L/20}} = 0,88 \quad (5.18)$$

Finalmente, o valor do fator-Q não-carregado (Q_0) foi determinado a partir da relação (5.3b):

$$Q_0 = Q_c(1 + \beta) = 21436 \quad (5.19)$$

Foram realizadas várias medições para o Q carregado em função da posição da sonda para as cavidades indicadas na Tabela 5.1. Durante as medições com as *Cavidades CuAl(6%) -Nb-CBMM* foram utilizadas as *Tampas CuAl(6%) -Nb-CBMM* e *Nb-PLANSEE*.

A Figura 5.31 mostra o comportamento das freqüências de ressonância das *Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM* com a posição da sonda. Quando fechadas com a *Tampa CuAl (6%)-Nb-CBMM*, os valores obtidos em $4K$ apresentaram uma redução da ordem de 1% em relação àqueles obtidos em $300K$. Provavelmente, este comportamento está relacionado às contrações térmicas das cavidades ocorridas durante os resfriamentos. Para o caso da *Tampa Nb-PLANSEE*, as freqüências de ressonâncias em $4K$ foram cerca de 1,3% superiores aos valores obtidos em $300K$.

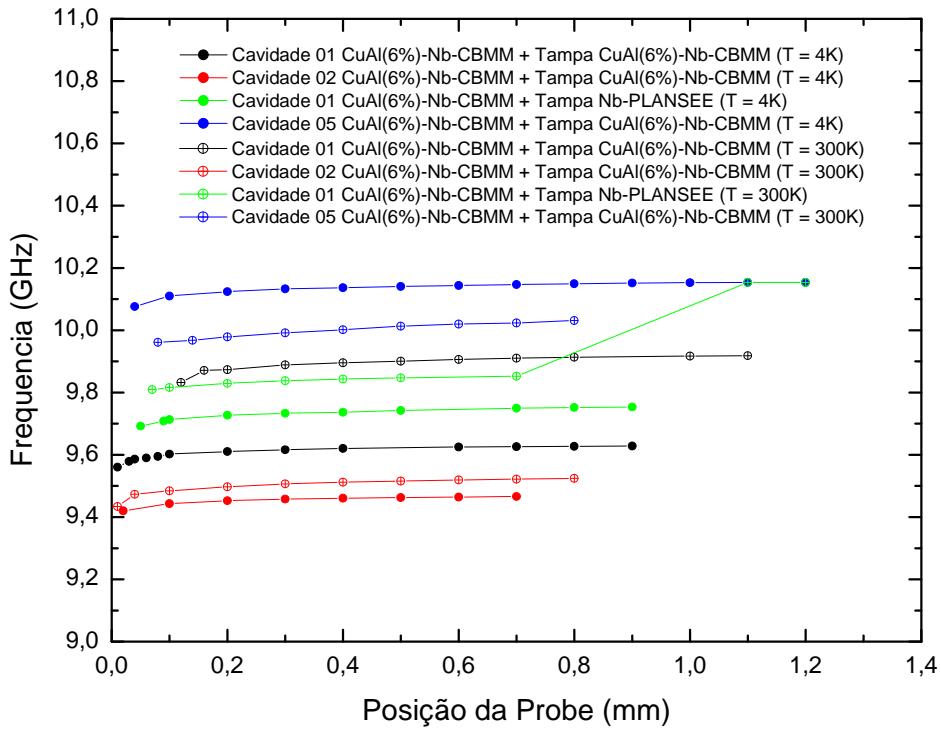


Figura 5.31 – Comportamento da freqüência de ressonância das *Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM* (medido em 4K e 300K) com a posição da sonda (referência tomada em relação ao topo da cavidade).

Na Figura 5.31 também pode ser observado que a presença da sonda no interior das cavidades reduz suas freqüências de ressonância em cerca de 1% com relação aos valores “não-carregados”, obtidos com a sonda afastada cerca de 1,0mm da tampa e estando as cavidades praticamente desacopladas do circuito externo de microondas ($\beta \ll 1$), conforme mostrado na Figura 5.32.

A Figura 5.32 mostra o efeito do acoplamento eletromagnético em função da posição da sonda nas *Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM*, cujos resultados apresentaram um caráter monotônico decrescente até que fosse atingido um valor mínimo ($\beta \approx 0$) com a sonda distante de cerca de 1,0mm da tampa. Os valores de $\beta = 1$ (acoplamento crítico) foram obtidos para a sonda posicionada próxima a 0,1mm da *Tampa CuAl(6%)-Nb-CBMM* e a 0,2mm da *Tampa Nb-PLANSEE*. Estes resultados se mostraram independentes da

temperatura, indicando que os filmes de Nióbio depositados sobre as superfícies das cavidades de *CuAl(6%)* não atingiram a supercondutividade.

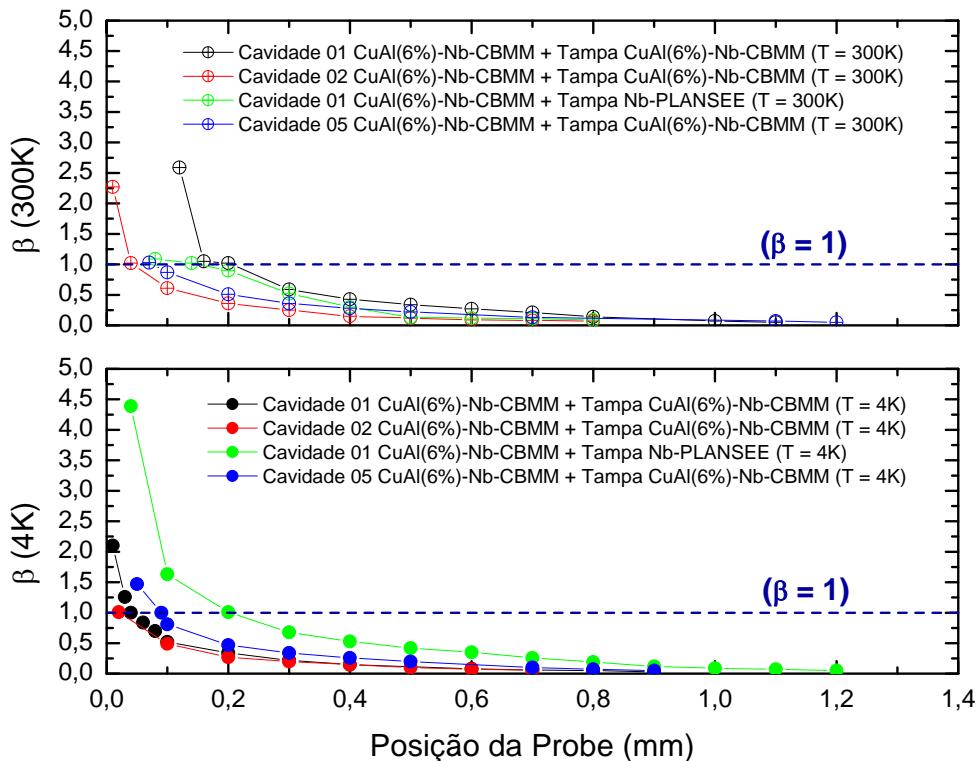


Figura 5.32 – Comportamento do acoplamento eletromagnético (medido em 4K e 300K) em função da posição da sonda nas *Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM* (referência tomada em relação ao topo da cavidade).

Na Figura 5.33 é mostrada a variação do fator-Q carregado em função da posição sonda no interior das *Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM*. Quando fechadas com a *Tampa CuAl (6%)-Nb-CBMM*, ocorreu um aumento dos valores de Q_c conforme a sonda era retirada da cavidade até estar afastada de cerca de 0,9mm do topo ($\beta \approx 0$). Este comportamento se mostrou independente da temperatura e pode ser explicado pela diminuição do acoplamento. Para a *Cavidade CuAl (6%)-Nb-CBMM* fechada com *Tampa Nb-PLANSEE*, os resultados obtidos em 4K foram semelhantes ao caso anterior para posições da sonda até 0,4mm do topo, ocorrendo um aumento significativo do Q_c

(cerca de 80%) entre 0,4mm e 0,9mm. A partir desta posição, houve uma redução de Q_c até valores próximos daqueles obtidos para *Cavidade CuAl (6%)-Nb-CBMM* com a *Tampa CuAl (6%)-Nb-CBMM*.

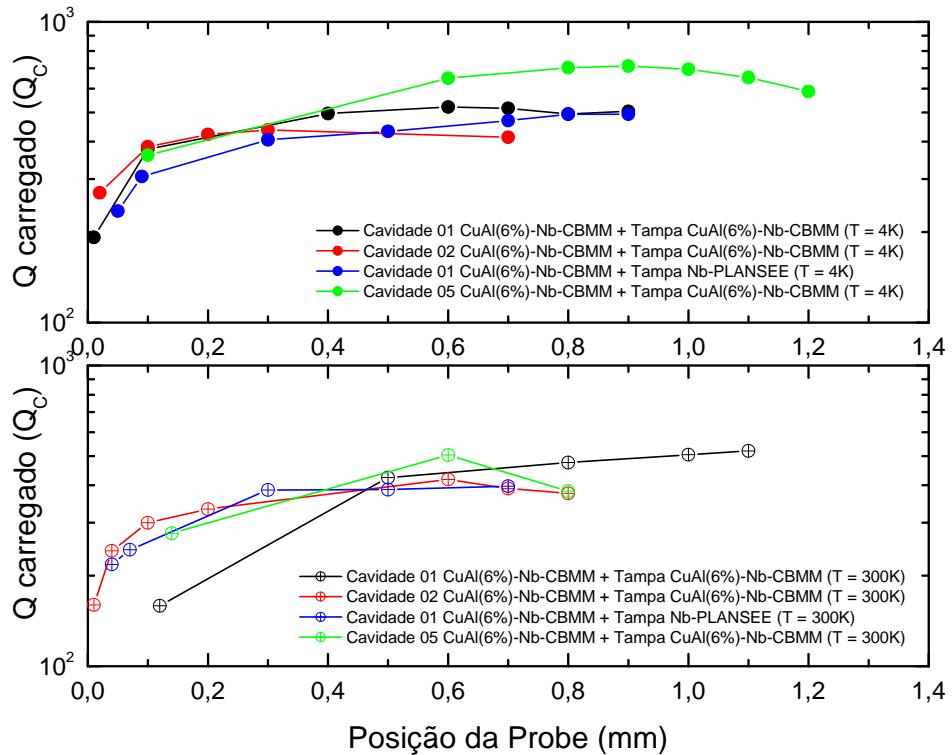


Figura 5.33 – Variação do Q carregado (medido em 4K e 300K) em função da posição sonda no interior das *Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM* (referência tomada em relação ao topo da cavidade).

O comportamento observado para a *Cavidade CuAl (6%)-Nb-CBMM* com *Tampa Nb-PLANSEE* pode ser explicado considerando que os filmes de Nióbio depositado sobre as superfícies das cavidades de *CuAl(6%)* não atingiram a supercondutividade. Para posições da sonda próximas da tampa ($\beta > 1$), mais potência foi dissipada no ressonador do que no circuito externo, degradando o Q_c tanto para a condição com a *Tampa CuAl (6%)-Nb-CBMM* quanto para a *Tampa Nb-PLANSEE*. De forma similar, para posições afastadas da *Tampa Nb-PLANSEE* ($\beta \ll 1$), somente uma pequena parte

da potência injetada era dissipada pelo ressonador, aumentando as perdas elétricas e causando uma degradação do Q_c para as duas configurações de tampas testadas.

Quando a sonda estava situada entre $0,4\text{mm}$ e $0,9\text{mm}$ ($1 > \beta > 0,2$), a potência dissipada no ressonador se tornava significativa em relação à potência dissipada no circuito externo, fazendo com o Q_c aumentasse em relação aos valores obtidos para as cavidades com a *Tampa CuAl (6%)-Nb-CBMM* devido ao fato da condutividade elétrica do Nióbio ser muito maior (em 4K) do que a do *CuAl(6%)*, sendo as perdas elétricas no interior da cavidade fechada com a *Tampa Nb-PLANSEE* menores do que quando fechada com a *Tampa CuAl (6%)-Nb-CBMM*.

De acordo com Figura 5.33, o valor do fator-Q carregado (medido em 4K) para a *Cavidade CuAl (6%)-Nb-CBMM* fechada com *Tampa Nb-PLANSEE* ($Q_c = 559; \beta \approx 1$) foi cerca de 100% superior ao valor medido em 300K ($Q_c = 277; \beta \approx 1$) e aproximadamente 80% superior ao valor médio obtido para as cavidades fechadas com a *Tampa CuAl (6%)-Nb-CBMM* ($Q_c = 310; \beta \approx 1$), medido em 4K. Para as *Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM* fechadas com a *Tampa CuAl (6%)-Nb-CBMM*, os resultados mostraram que o aumento médio de $Q_c(4K)$ em relação aos valores medidos em 300K foi de aproximadamente 25%, comprovando que os filmes de Nióbio depositados sobre as superfícies das cavidades de *CuAl(6%)* não atingiram a supercondutividade.

A relação entre os valores médios de Q_c medidos em 4K e 300K, com $\beta \approx 1$, para as *Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM* fechadas com a *Tampa CuAl (6%)-Nb-CBMM* foi de:

$$\frac{Q_c(4K)}{Q_c(300K)} \approx 1,2 \quad (5.20a)$$

Para a *Cavidade CuAl (6%)-Nb-CBMM* fechada com a *Tampa Nb-PLANSEE*, a relação entre os valores de Q_c medidos em 4K e 300K, para $\beta \approx 1$, foi de:

$$\frac{Q_c(4K)}{Q_c(300K)} \approx 2,1 \quad (5.20b)$$

Na Figura 5.34 é mostrada a variação do fator-Q não-carregado (medido em 300K e 4K) em função da posição sonda no interior das cavidades de *Cavidades CuAl (6%)-Nb-*

CBMM. Os resultados obtidos em 4K para as cavidades fechadas com a *Tampa CuAl (6%)-Nb-CBMM* apresentaram um comportamento aproximadamente constante e independente da posição da sonda, sendo o valor médio ($Q_0(4K) \approx 600$) cerca de 25% superior ao valor obtido em 300K ($Q_0(300K) \approx 440$). Para a *Cavidade CuAl (6%)-Nb-CBMM* fechada com a *Tampa Nb-PLANSEE*, os resultados mostram uma diminuição de Q_0 conforme a sonda era retirada da cavidade, atingindo um valor mínimo a 1,2mm da tampa. Este comportamento pode ser explicado da mesma forma que no caso do fator-Q carregado, considerando que os filmes de Nióbio depositado sobre as superfícies das cavidades de *CuAl(6%)* não atingiram a supercondutividade.

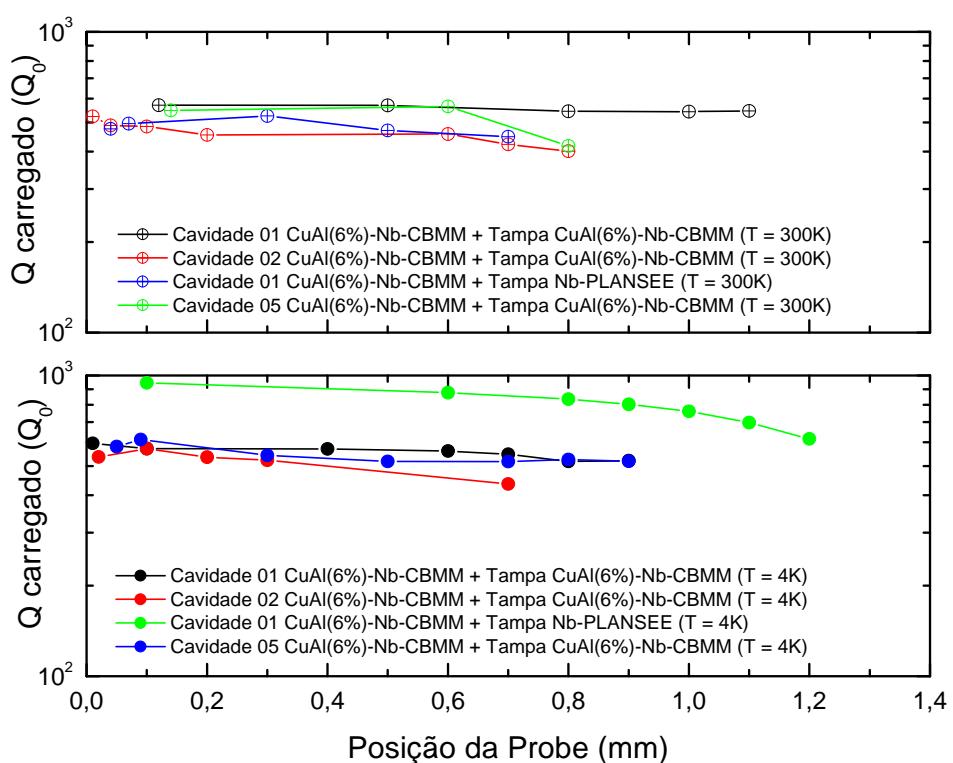


Figura 5.34 – Variação do Q não-carregado (medido em 4K e 300K) em função da posição sonda no interior das *Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM* (referência tomada em relação ao topo da cavidade).

Também pode ser observado na Figura 5.34 que o valor do fator-Q não-carregado (medido em 4K) para a *Cavidade CuAl (6%)-Nb-CBMM* com a *Tampa Nb-PLANSEE*

$(Q_0 = 1122; \beta \approx 1)$ foi cerca de 110% superior ao valor medido em $300K$ ($Q_0 = 548; \beta \approx 1$) e aproximadamente 80% superior ao valor médio obtido para as cavidades fechadas com a *Tampa CuAl (6%)-Nb-CBMM* em $4K$ ($Q_0 = 619; \beta \approx 1$). Para as cavidades fechadas com a *Tampa CuAl (6%)-Nb-CBMM*, os resultados (em $4K$) mostraram um aumento médio de 25% em relação aos valores medidos em $300K$. A relação entre os valores médios de Q_0 medidos em $4K$ e $300K$, com $\beta \approx 1$, para as *Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM* fechadas com a *Tampa CuAl (6%)-Nb-CBMM* foi de:

$$\frac{Q_0(4K)}{Q_0(300K)} \approx 1,9 \quad (5.21a)$$

Para a *Cavidade CuAl (6%)-Nb-CBMM* com a *Tampa Nb-PLANSEE*, a relação entre os valores de Q_0 medidos em $4K$ e $300K$, para $\beta \approx 1$, foi de:

$$\frac{Q_0(4K)}{Q_0(300K)} \approx 2,0 \quad (5.21b)$$

Para as cavidades de Nióbio indicadas na Tabela 5.1 (*Cavidades Nb-CBMM* e *Cavidade Niobè*), foram realizadas várias medições para o Q carregado em função da posição da sonda. Durante as medições com as *Cavidades Nb-CBMM*, foram testadas duas configurações distintas. Na primeira, elas eram fechadas com a *Tampa Nb-CBMM* (feita de Nióbio com alto teor de Tântalo). Na segunda, foi utilizada a *Tampa Nb-PLANSEE* (feita de Nióbio com baixo teor de Tântalo). As medições envolvendo a *Cavidade UWA Nb-PLANSEE* (feita de Nióbio com 99,8% de pureza e concentração de Tântalo inferior a 1000ppm), também foram realizadas com a *Tampa Nb-PLANSEE*.

A Figura 5.35 mostra comportamento das freqüências de ressonância das cavidades de Nióbio com a posição da sonda, onde pode ser observada uma redução na freqüência de ressonância da ordem de 2% nos valores medidos em $4K$ com relação àqueles obtidos em $300K$. Provavelmente, este comportamento está relacionado às contrações térmicas das cavidades ocorridas durante os resfriamentos.

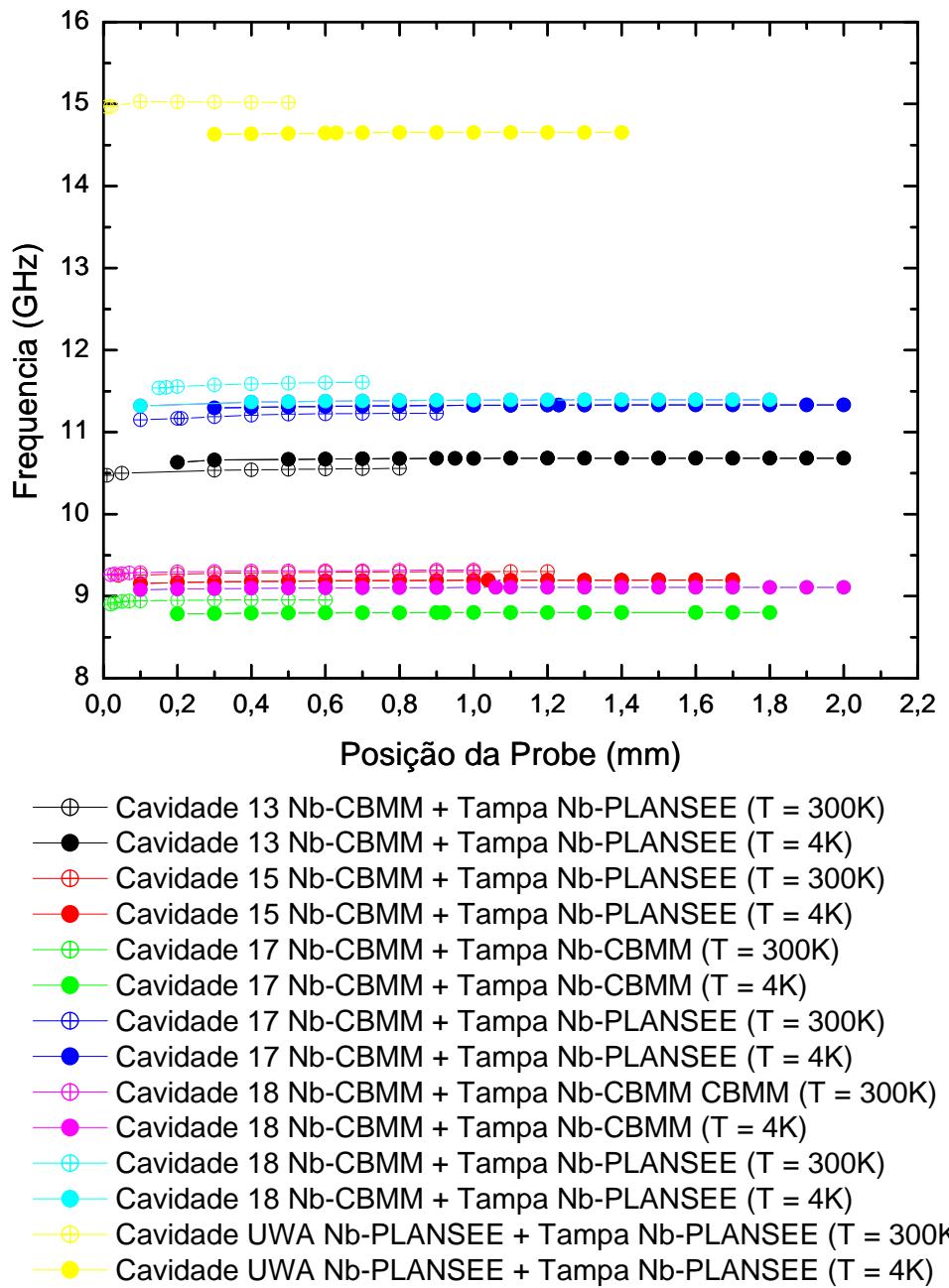


Figura 5.35 – Comportamento da freqüência de ressonância (medido em 300K e 4K) das cavidades de Nióbio com a posição da sonda (referência tomada em relação ao topo da cavidade).

Também pode ser observado na figura acima que a presença da sonda no interior das cavidades reduz suas freqüências de ressonância em cerca de 1% com relação aos

valores “não-carregados”, obtido com a sonda afastada da tampa e estando as cavidades praticamente desacopladas do circuito externo de microondas ($\beta \ll 1$), conforme mostrado na Figura 5.36.

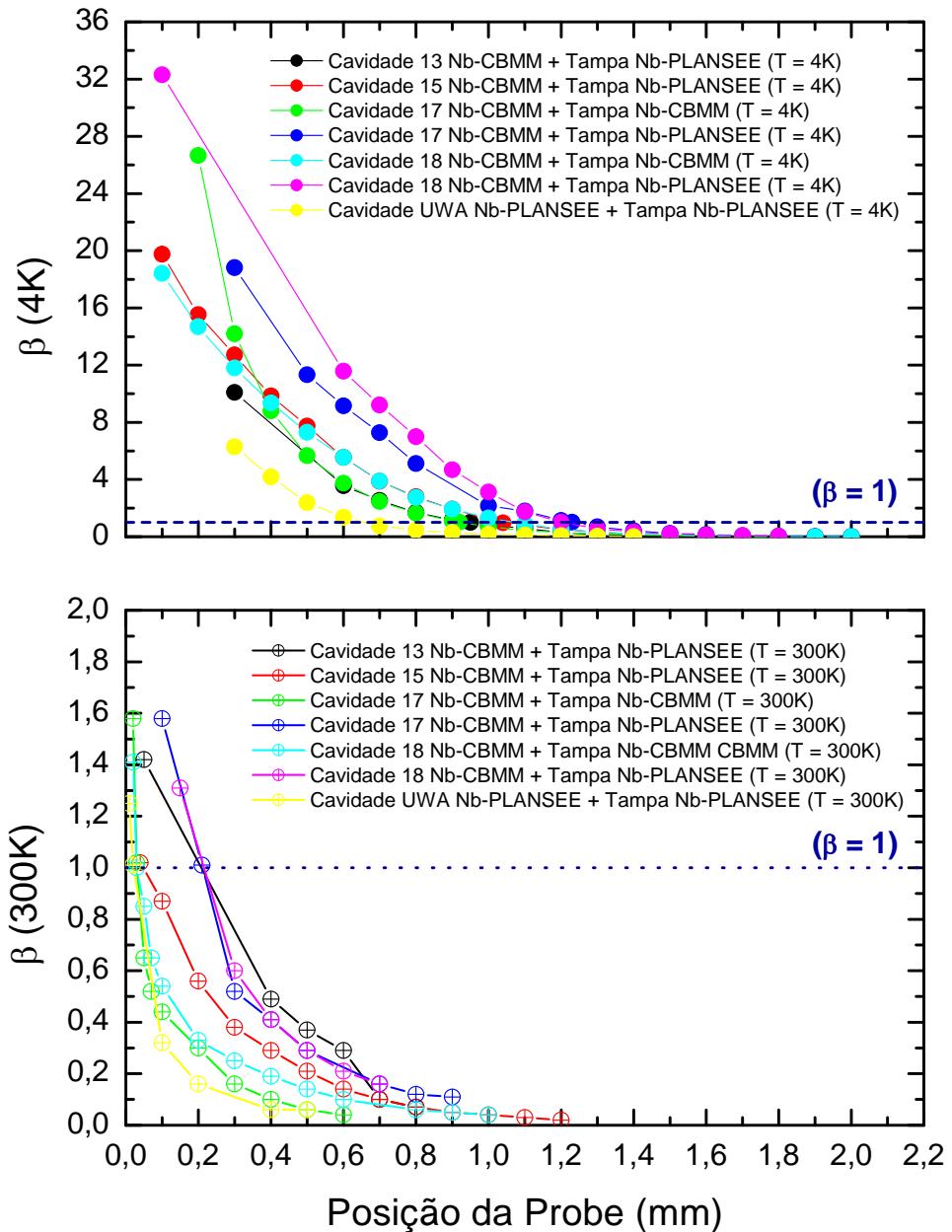


Figura 5.36 – Comportamento do acoplamento eletromagnético (medido em 300K e 4K) em função da posição da sonda nas cavidades de Nióbio (referência tomada em relação ao topo da cavidade).

A Figura 5.36 mostra o comportamento do acoplamento eletromagnético em função da posição da sonda nas cavidades de Nióbio, cujos resultados apresentaram um caráter monotônico decrescente. Os valores máximos para os acoplamentos ocorreram quando a sonda estava posicionada a $0,15\text{mm}$ da tampa, sendo o valor medido em 4K vinte vezes superior àquele medido em 300K ($\beta(4K)/\beta(300K) \approx 20$), indicando o efeito da supercondutividade nas *Cavidades Nb-CBMM* quando resfriadas criogenicamente. Este comportamento se mostrou independente do tipo de Nióbio utilizado para as tampas das cavidades. Para a *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE*, a relação entre os acoplamentos máximos medidos em 4K e 300K foi da ordem de $\beta(4K)/\beta(300K) \approx 5$.

As *Cavidades Nb-CBMM* se tornaram desacopladas ($\beta \approx 0$) com a sonda distante cerca de $1,7\text{mm}$ da *Tampa Nb-CBMM* e cerca de $2,0\text{mm}$ da *Tampa Nb-PLANSEE*. Para a *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE*, o desacoplamento ocorreu quando a sonda estava posicionada a $1,4\text{mm}$ da *Tampa Nb-PLANSEE*.

Nas *Cavidades Nb-CBMM*, os valores de acoplamento crítico ($\beta \approx 1$) foram obtidos para a sonda posicionada próxima a $1,0\text{mm}$ da *Tampa Nb-CBMM* e a $1,2\text{mm}$ da *Tampa Nb-PLANSEE*. Para a *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE*, $\beta \approx 1$ foi atingido com a sonda posicionada a $0,6\text{mm}$ da tampa de *Tampa Nb-PLANSEE*.

Na Figura 5.37 é mostrada a variação do fator-Q carregado (medido em 4K) em função da posição sonda no interior das cavidades de Nióbio. Os resultados obtidos mostraram um aumento dos valores de Q_c com o afastamento da sonda em relação à tampa, causado pela diminuição do acoplamento. Também pode ser observado que tanto para a *Tampa Nb-CBMM* quanto para a *Tampa Nb-PLANSEE*, os valores máximos de Q_c foram obtidos quando a sonda estava afastada cerca de $1,8\text{mm}$ do topo das *Cavidades Nb-CBMM* sendo, respectivamente, $Q_c^{CBMM} \approx 34000$ e $Q_c^{PLANSEE} \approx 31000$. Para a *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE*, o valor máximo $Q_c^{Niobe} \approx 10000$ foi atingido com a sonda distante $1,4\text{mm}$ da *Tampa Nb-PLANSEE*.

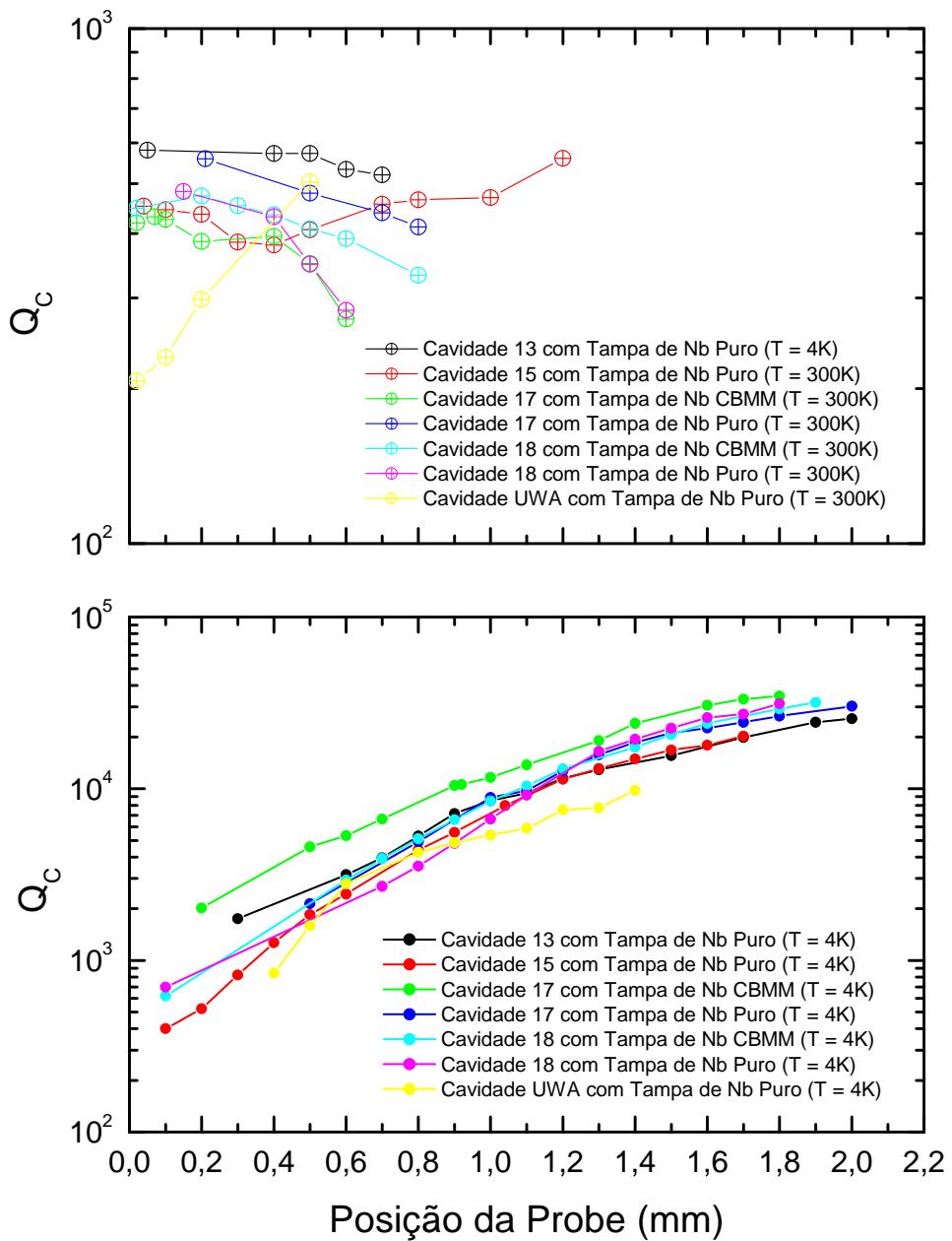


Figura 5.37 – Variação do Q carregado (medido em 300K e 4K) em função da posição sonda no interior das cavidades de Nióbio (referência tomada em relação ao topo da cavidade).

Os valores Q_c medidos no acoplamento crítico ($\beta \approx 1$) foram:

- $Q_c^{CBMM} \approx 14475$, nas *Cavidades Nb-CBMM* com a sonda posicionada a $1,0\text{mm}$ da *Tampa Nb-CBMM*;
- $Q_c^{PLANSEE} \approx 17195$, nas *Cavidades Nb-CBMM* com a sonda posicionada a $1,2\text{mm}$ da *Tampa Nb-PLANSEE*;
- $Q_c^{UWA} \approx 3164$, na *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE* com a sonda posicionada a $0,6\text{mm}$ da *Tampa Nb-PLANSEE*.

Com exceção do valor medido para a *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE*, os resultados obtidos ($Q_c \approx Q_0/2$) estão coerentes com àqueles obtidos com $\beta \approx 0$, quando $Q_c \approx Q_0$.

Para a *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE* observa-se que $Q_0 \approx Q_c/3$ quando $\beta \approx 1$. Este comportamento atípico pode estar relacionado com o formato do furo para introdução da sonda na cavidade, conforme mostrado na Figura 5.27. Provavelmente, quando a sonda se aproxima da parte inferior (fundo) da cavidade, a abertura existente no furo passa a ser considerada como outra cavidade, causando uma degradação do Q_c .

A razão entre os valores médios de Q_c obtidos em 4K e 300K, com $\beta \approx 1$, para as *Cavidades Nb-CBMM* com *Tampa Nb-CBMM* foi de:

$$\frac{Q_c^{CBMM}(4K)}{Q_c^{CBMM}(300K)} \approx 63 \quad (5.22a)$$

Para as *Cavidades Nb-CBMM* com *Tampa Nb-PLANSEE*, a relação entre os valores médios de Q_c medidos em 4K e 300K, para $\beta \approx 1$, foi de:

$$\frac{Q_c^{PLANSEE}(4K)}{Q_c^{PLANSEE}(300K)} \approx 49 \quad (5.22b)$$

E, para a cavidade *UWA-Nb-PLANSEE* com a *Tampa Nb-PLANSEE*, obteve-se o seguinte resultado:

$$\frac{Q_c^{UWA}(4K)}{Q_c^{UWA}(300K)} \approx 31 \quad (5.22c)$$

Os resultados obtidos indicam o efeito da supercondutividade nas cavidades quando resfriadas criogenicamente

Na Figura 5.38 é mostrada a variação do fator-Q não-carregado (medido em 4K) em função da posição sonda no interior das cavidades de Nióbio. Os resultados obtidos apresentam um comportamento aproximadamente constante, com um pequeno aumento dos valores medidos conforme a sonda era retirada da cavidade. Conforme discutido no Capítulo 4, este comportamento era esperado devido ao fato de que a sonda utilizada nas medições não era feita de material supercondutor, aumentando as perdas internas quando inseridas nas cavidades.

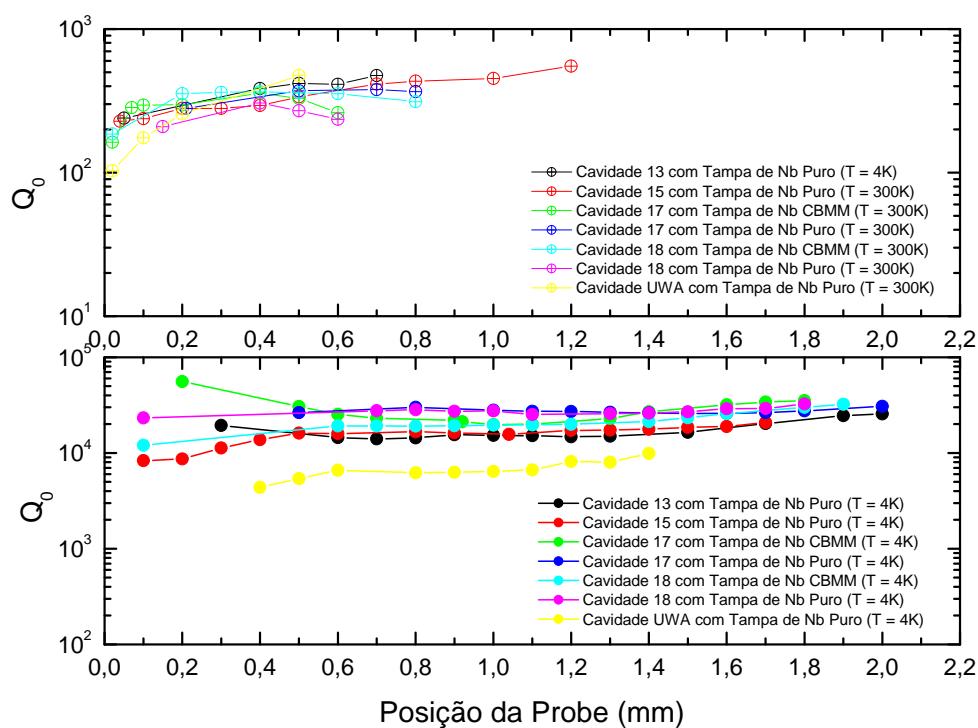


Figura 5.38 – Variação do Q não-carregado (medido em 4K) em função da posição sonda no interior das cavidades de Nióbio (referência tomada em relação ao topo da cavidade).

De acordo com a Figura 5.38, tanto para a *Tampa Nb-CBMM* quanto para a *Tampa Nb-PLANSEE*, os valores máximos de Q_0 foram obtidos quando a sonda estava afastada

cerca de $1,8\text{mm}$ ($\beta \approx 0$) do topo das *Cavidades Nb-CBMM* sendo, respectivamente,

$Q_0^{\text{CBMM}} \approx 35200$ e $Q_0^{\text{PLANSEE}} \approx 32600$. Para a cavidade *UWA-Nb-PLANSEE*, obteve-se $Q_0^{\text{UWA}} \approx 9900$ com a sonda distante $1,4\text{mm}$ do topo. Os valores Q_0 medidos no acoplamento crítico ($\beta \approx 1$) foram:

- $Q_0^{\text{CBMM}} \approx 21248$, com a sonda posicionada a $1,0\text{mm}$ da Tampa *Nb-CBMM*;
- $Q_0^{\text{PLANSEE}} \approx 34600$, com a sonda posicionada a $1,2\text{mm}$ da Tampa *Nb-PLANSEE*;
- $Q_0^{\text{UWA}} \approx 6350$, com a sonda posicionada a $0,6\text{mm}$ da Tampa *Nb-PLANSEE*.

A razão entre os valores médios de Q_0 obtidos em 4K e 300K , com $\beta \approx 1$, para as *Cavidades Nb-CBMM* com a *Tampa Nb-CBMM* foi de:

$$\frac{Q_0^{\text{CBMM}}(4\text{K})}{Q_0^{\text{CBMM}}(300\text{K})} \approx 64 \quad (5.23\text{a})$$

Para as *Cavidades Nb-CBMM* com a *Tampa Nb-PLANSEE*, a relação entre os valores médios de Q_0 medidos em 4K e 300K , para $\beta \approx 1$, foi de:

$$\frac{Q_0^{\text{PLANSEE}}(4\text{K})}{Q_0^{\text{PLANSEE}}(300\text{K})} \approx 53 \quad (5.23\text{b})$$

E, para a cavidade UWA com tampa de Nióbio PLANSEE, obteve-se o seguinte resultado:

$$\frac{Q_0^{\text{UWA}}(4\text{K})}{Q_0^{\text{UWA}}(300\text{K})} \approx 31 \quad (5.23\text{c})$$

Os resultados acima indicam o efeito da supercondutividade nas cavidades quando resfriadas criogenicamente. Entretanto, os valores obtidos representam cerca de 15% do valor esperado para as cavidades de Nióbio ($Q_0 \approx 2 \times 10^5$), conforme foi discutido no capítulo anterior.

As perdas dielétricas (camadas de óxido na cavidade), resistivas (sonda de material não supercondutor) e magnéticas (resistência superficial supercondutora da cavidade) estão

entre os prováveis motivos que justifiquem os baixos valores obtidos para o fator de qualidade descarregado (Q_0) das cavidades de Nióbio.

Devido ao fato do Nióbio ser extremamente reativo com o Oxigênio (semelhante ao Alumínio), uma camada de óxido (Nb_2O_5) é imediatamente formada quando exposto a atmosfera. Portanto, uma superfície inadequadamente preparada poderá conter um filme residual de óxido, aumentando as perdas dielétricas e magnéticas no interior da cavidade.

Conforme discutido no capítulo anterior, as perdas dielétricas dependem da freqüência de ressonância ($Q_d \propto f_0^2$) e da preparação da superfície da cavidade, que por sua vez está relacionada com a espessura do filme contaminante (óxido) em cada face do *gap*, com constante dielétrica ϵ_f e tangente de perda $\tan \delta$.

Assumindo que a resistência superficial da cavidade é uniforme, as perdas magnéticas serão dadas por (Mann, 1982):

$$Q_m = \frac{\Gamma}{R_s} \quad (5.24)$$

Onde R_s é a resistência da superfície supercondutora (BCS) e, Γ é um fator geométrico definido pela razão entre a energia eletromagnética total do modo ressonante da cavidade e o campo magnético tangencial integrado sobre toda a superfície da cavidade.

Conforme discutido no Capítulo 4 (Equação 4.12), para a *Cavidade Nb-CBMM*, com $R_0 = 5 \times 10^{-4} m$, $R_1 = 1,5 \times 10^{-3} m$, $R_2 = 7,5 \times 10^{-3} m$ e $\lambda = 1,45 \times 10^{-3} m$, tem-se que:

$$\Gamma = 3,70 \times 10^{-4} (2\pi\mu_0 f_0) \approx 2,92 \times 10^{-9} f_0 \quad (5.25a)$$

E, para a *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE*, com $R_0 = 4 \times 10^{-4} m$, $R_1 = 1,0 \times 10^{-3} m$, $R_2 = 4,0 \times 10^{-3} m$ e $\lambda = 1,45 \times 10^{-3} m$, o fator geométrico Γ será dado por:

$$\Gamma = 2,97 \times 10^{-4} (2\pi\mu_0 f_0) \approx 2,34 \times 10^{-9} f_0 \quad (5.25b)$$

Onde $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} NA^{-2} \approx 12,5664 \times 10^{-7} NA^{-2}$ é a permeabilidade do vácuo e f_0 é a freqüência de ressonância da cavidade.

Ainda com relação ao Capítulo 4, e de acordo com a Equação (4.13), a resistência da superfície supercondutora pode ser aproximada por (Turneaure e Weissmann, 1968; Mann, 1982):

$$R_s(T) = AR_{BCS} + R_{res} \approx 6,3 \times 10^{-6} + R_{res} \quad (5.26)$$

Onde R_{res} é a resistência superficial do Nióbio, que pode variar entre 10^{-9} e 10^{-6} ohms dependendo do acabamento superficial da cavidade; e $R_{BCS} \approx 6,3 \times 10^{-6}$ ohms é a resistência supercondutora teórica (para cavidades de Nióbio em freqüências de microondas, mantidas em temperaturas inferiores a metade da temperatura de transição de supercondutividade).

Numa cavidade reentrante com $\Gamma = 30$, mantida em $4,2K$ e ressonante em $10GHz$, a perda magnética será da ordem de $1/Q_m \approx 2 \times 10^{-7}$, podendo-se alcançar $Q_0's \approx 10^6$ com tratamentos superficiais modestos (limpeza e polimento mecânico) (Mann, 1982; Blair e Jones, 1987; Jones, 1988).

Linthorne (1991) mediu $Q_0 = 5,9 \pm 0,3 \times 10^5$ para as cavidades reentrantes do sistema de transdução do detector Niobè ($4,8K$), com tratamentos superficiais similares àqueles utilizados por Blair e Jones (1987), consistindo num ataque químico com uma mistura concentrada de ácidos hidrofluorídrico (HF) e nítrico (HNO_3) (a 50%). O HF remove o Nb_2O_5 formado quando o Nióbio é colocado em contato com o ar e o HNO_3 ataca a superfície metálica exposta. Após este ataque químico, as cavidades de Nióbio do detector Niobè eram anodizadas. A camada anodizada, com algumas centenas de nanômetros de espessura, protegia a superfície metálica da cavidade, sem afetar significativamente o fator-Q elétrico (Martens *et al.*, 1971).

Por se tratar de uma mistura letal (mesmo em pequenas quantidades), o ataque químico com HF- HNO_3 não foi realizado nas cavidades testadas anteriormente. Entretanto, diante dos baixos valores obtidos para o fator-Q elétrico das cavidades testadas, optou-se pela realização de tratamento superficial similar àquele utilizado por Linthorne (1991). As cavidades e tampas de Nióbio foram mantidas submersas, por trinta segundos, numa mistura de HF e HNO_3 (a 50%), sendo então aplicado o procedimento

de limpeza e armazenamento descrito na seção 5.5. Não foi possível realizar a anodização das peças de Nióbio.

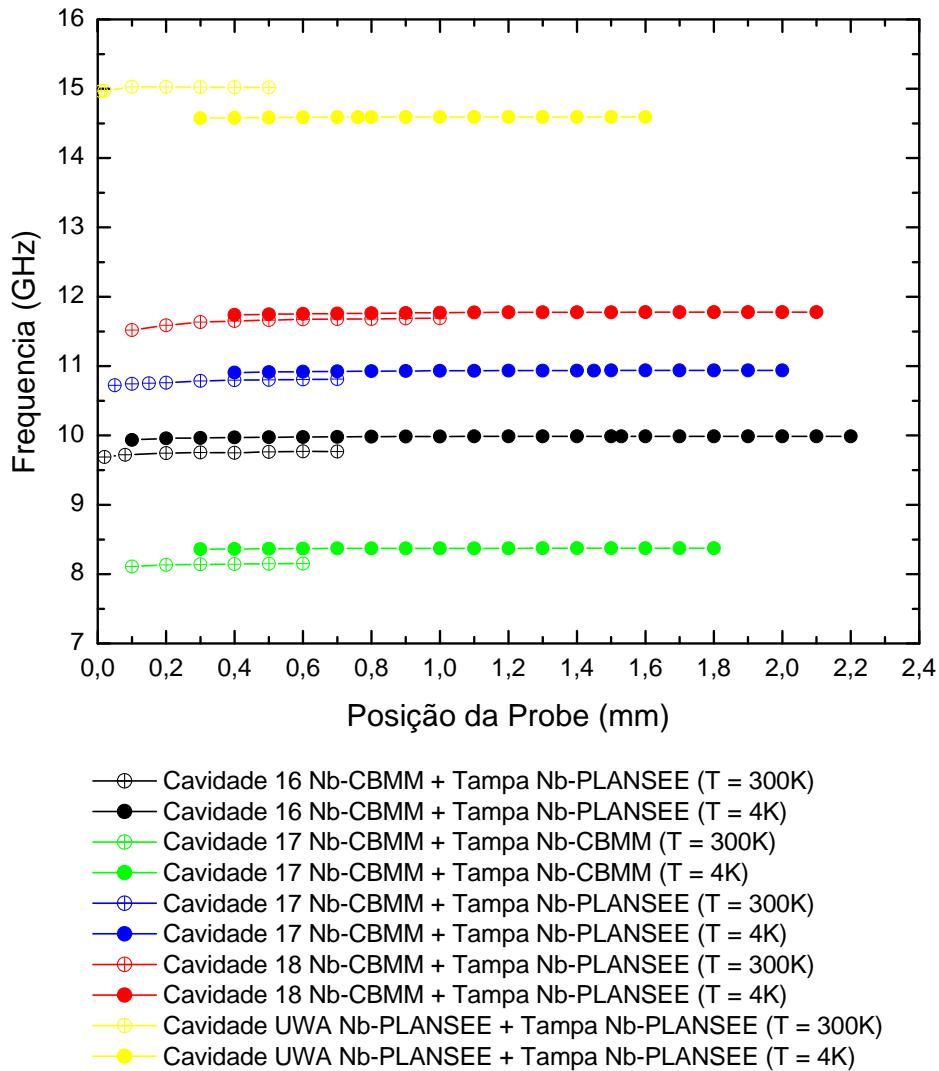


Figura 5.39 – Comportamento da freqüência de ressonância das cavidades de Nióbio com a posição da sonda após limpeza química (referência tomada em relação ao topo da cavidade).

A Figura 5.39 mostra comportamento das freqüências de ressonância das cavidades de Nióbio (medido em $300K$ e $4K$) com a posição da sonda, após a limpeza química. Observa-se um aumento da ordem de 2% nos valores medidos em $4K$ em relação àqueles obtidos em $300K$. Provavelmente, este comportamento está relacionado às

contrações térmicas das cavidades ocorridas durante os resfriamentos. Também pode ser observado que a presença da sonda no interior da cavidade não afeta a freqüência de ressonância.

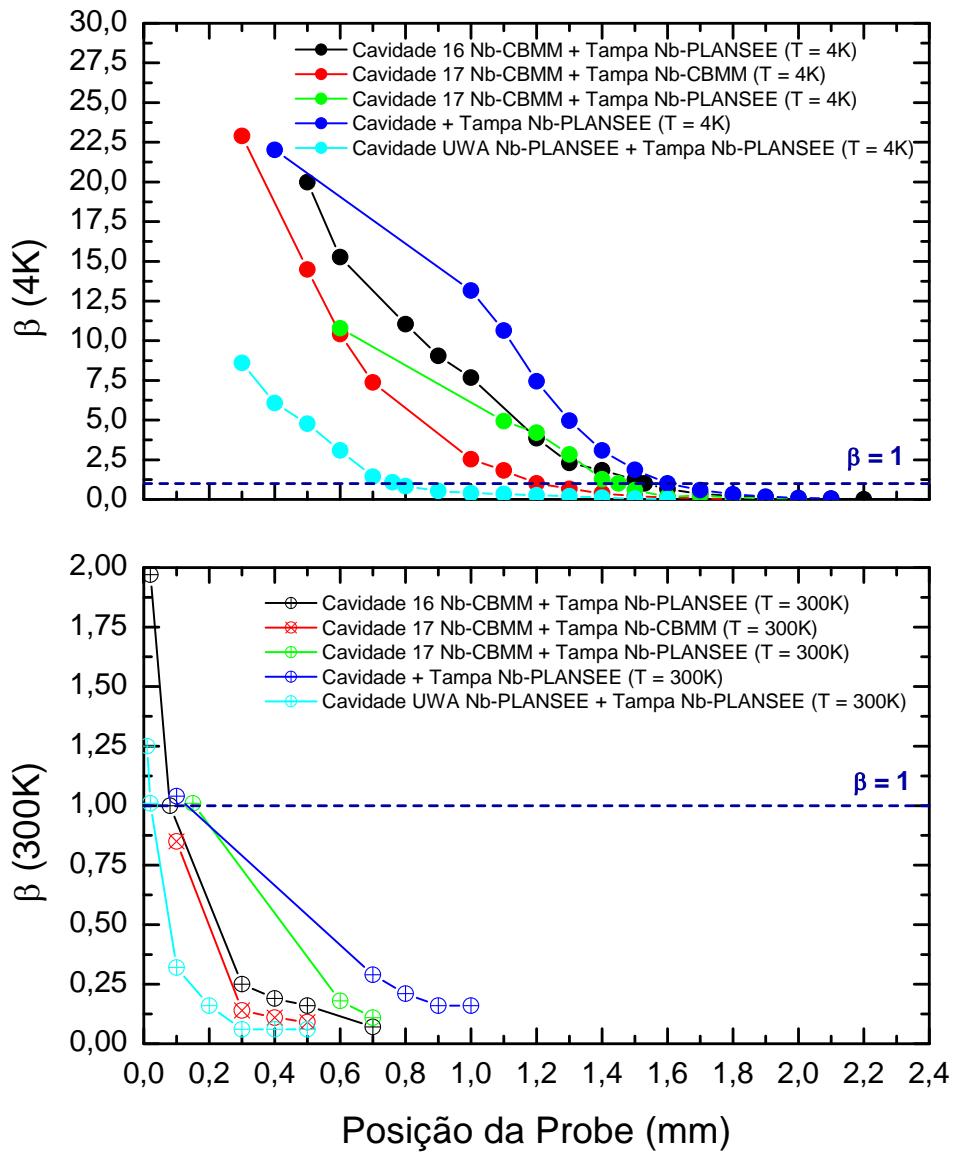


Figura 5.40 – Comportamento do acoplamento eletromagnético (medido em 300K e 4K) em função da posição da sonda nas cavidades de Nióbio após limpeza química (referência tomada em relação ao topo da cavidade).

A Figura 5.40 mostra o efeito do acoplamento eletromagnético em função da posição da sonda nas cavidades de Nióbio, após a limpeza química. Os resultados apresentaram um caráter monotônico decrescente, sendo que os valores máximos para os acoplamentos ocorreram quando a sonda estava posicionada a $0,35\text{mm}$ da tampa, sendo o valor medido em 4K vinte vezes superior àquele medido em 300K ($\beta(4\text{K})/\beta(300\text{K}) \approx 25$), indicando o efeito da supercondutividade nas cavidades quando resfriadas criogenicamente. Este comportamento se mostrou independente do tipo de Nióbio utilizado para as tampas das cavidades. Para a cavidade com dimensões idênticas as do grupo australiano, a relação entre os acoplamentos medidos em 4K e 300K foi da ordem de $\beta(4\text{K})/\beta(300\text{K}) \approx 7$.

De acordo com a Figura 5.40, as *Cavidades Nb-CBMM* fechadas com as tampas *Nb-CBMM* e *Nb-PLANSEE* se tornaram desacopladas ($\beta \approx 0$) com a sonda distante cerca de $2,2\text{mm}$. Para a *Cavidade UWA Nb-PLANSEE*, fechada com a *Tampa Nb-PLANSEE*, o desacoplamento ocorreu quando a sonda estava posicionada a $1,8\text{mm}$ do topo.

Os valores de acoplamento crítico ($\beta \approx 1$) para as *Cavidades Nb-CBMM* foram obtidos para a sonda posicionada próxima a $1,25\text{mm}$ da *Tampa Nb-CBMM* e a $1,55\text{mm}$ da *Tampa Nb-PLANSEE* (cerca de $0,2\text{mm}$ para fora da cavidade). *Cavidade UWA Nb-PLANSEE*, $\beta \approx 1$ foi atingido com a sonda posicionada a $0,8\text{mm}$ da *Tampa Nb-PLANSEE*. Quando comparados aos resultados anteriores (Figura 5.35), observa-se que o acoplamento crítico foi obtido com a sonda estando numa posição mais afastada, indicando uma diminuição das perdas internas das cavidades.

Na Figura 5.41 é mostrada a variação do fator-Q carregado (medido em 4K) em função da posição sonda no interior das cavidades de Nióbio, após a limpeza química. Os resultados obtidos mostraram um aumento dos valores de Q_c com o afastamento da sonda em relação à tampa, causado pela diminuição do acoplamento. Para a *Tampa Nb-CBMM*, o valor máximo de $Q_c^{CBMM} \approx 78630$ foi obtido quando a sonda estava afastada cerca de $1,8\text{mm}$ do topo da cavidade. Para a *Tampa Nb-PLANSEE*, o valor máximo de $Q_c^{PLANSEE} \approx 220000$ foi obtido para a sonda posicionada a $2,2\text{mm}$ do topo da cavidade.

Para a Cavidade UWA Nb-PLANSEE, obteve-se $Q_c^{UWA} \approx 22525$ com a sonda distante 1,6mm da Tampa Nb-PLANSEE.

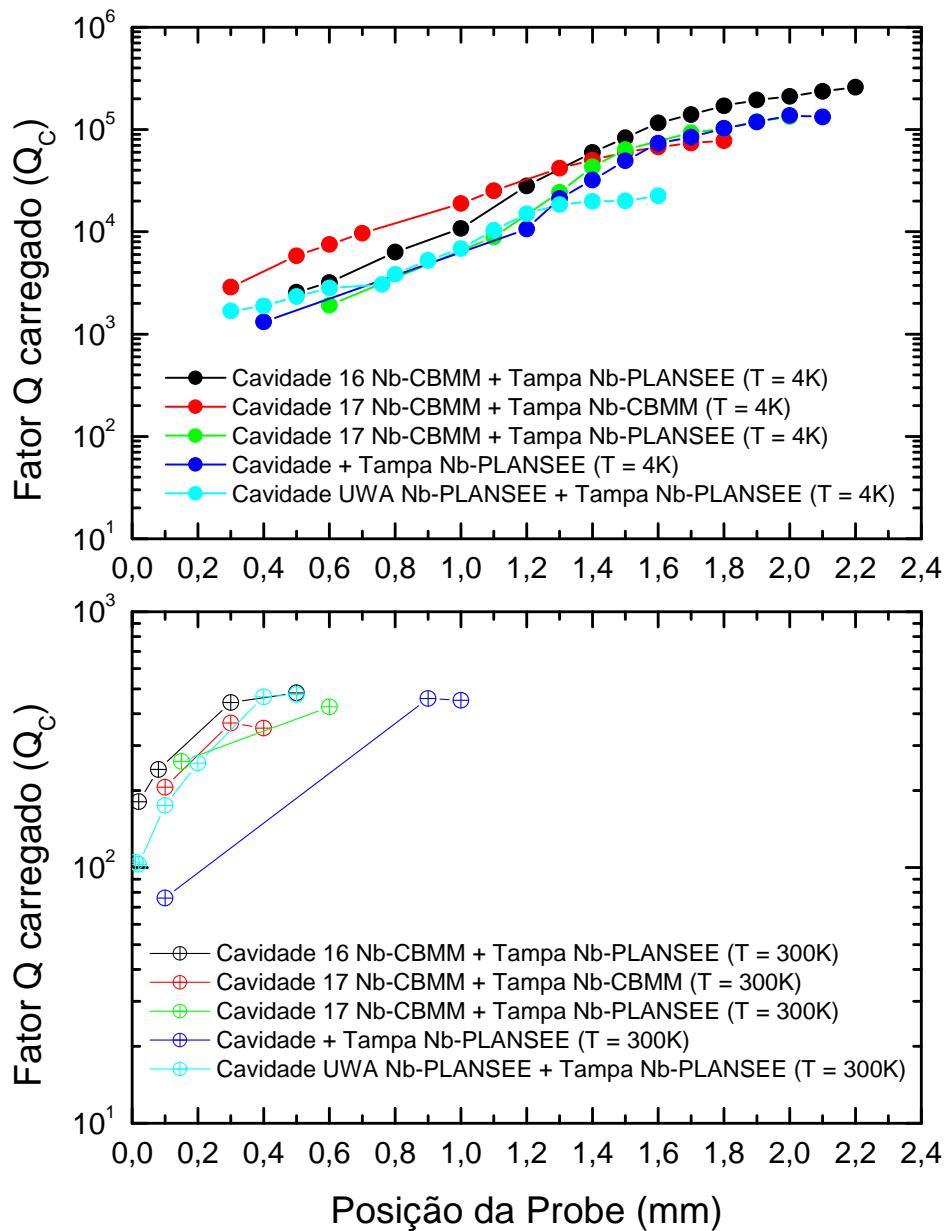


Figura 5.41 – Variação do Q carregado (medido em 300K e 4K) em função da posição sonda no interior das cavidades de Nióbio após limpeza química (referência tomada em relação ao topo da cavidade).

De acordo com a Figura 5.41, os valores Q_c medidos no acoplamento crítico ($\beta \approx 1$) foram:

- $Q_c^{CBMM} \approx 36630$, nas *Cavidades Nb-CBMM* com a sonda posicionada a 1,25mm da *Tampa Nb-CBMM*;
- $Q_c^{PLANSEE} \approx 104650$, nas *Cavidades Nb-CBMM* com a sonda posicionada a 1,55mm da *Tampa Nb-PLANSEE*;
- $Q_c^{UWA} \approx 3830$, na *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE* com a sonda posicionada a 0,8mm da *Tampa Nb-PLANSEE*.

Os resultados obtidos ($Q_c \approx Q_0 / 2$) para $\beta \approx 1$ estão coerentes com aqueles obtidos para $\beta \approx 0$, quando $Q_c \approx Q_0$.

A razão entre os valores médios de Q_c obtidos em 4K e 300K, com $\beta \approx 1$, para a *Cavidade Nb-CBMM* com *Tampa Nb-CBMM* foi de:

$$\frac{Q_c^{CBMM}(4K)}{Q_c^{CBMM}(300K)} \approx 180 \quad (5.27a)$$

Para as *Cavidades Nb-CBMM* com *Tampa Nb-PLANSEE*, a relação entre os valores médios de Q_c medidos em 4K e 300K, para $\beta \approx 1$, foi de:

$$\frac{Q_c^{PLANSEE}(4K)}{Q_c^{PLANSEE}(300K)} \approx 430 \quad (5.27b)$$

E, para a *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE* com a *Tampa Nb-PLANSEE*, obteve-se o seguinte resultado:

$$\frac{Q_c^{UWA}(4K)}{Q_c^{UWA}(300K)} \approx 40 \quad (5.27c)$$

Na Figura 5.42 é mostrada a variação do fator-Q não-carregado (medido em 300K e 4K) em função da posição sonda no interior das cavidades de Nióbio. Com exceção da *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE*, os resultados obtidos apresentaram um comportamento aproximadamente constante e independente da posição da sonda.

Conforme mencionado anteriormente, o comportamento atípico observado para a *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE* pode estar relacionado à sua geometria (Figura 5.27), de forma que, ao se aproximar da parte inferior (fundo) da cavidade, a sonda passe a interagir mais fortemente com a abertura existente, causando uma degradação do Q_0 .

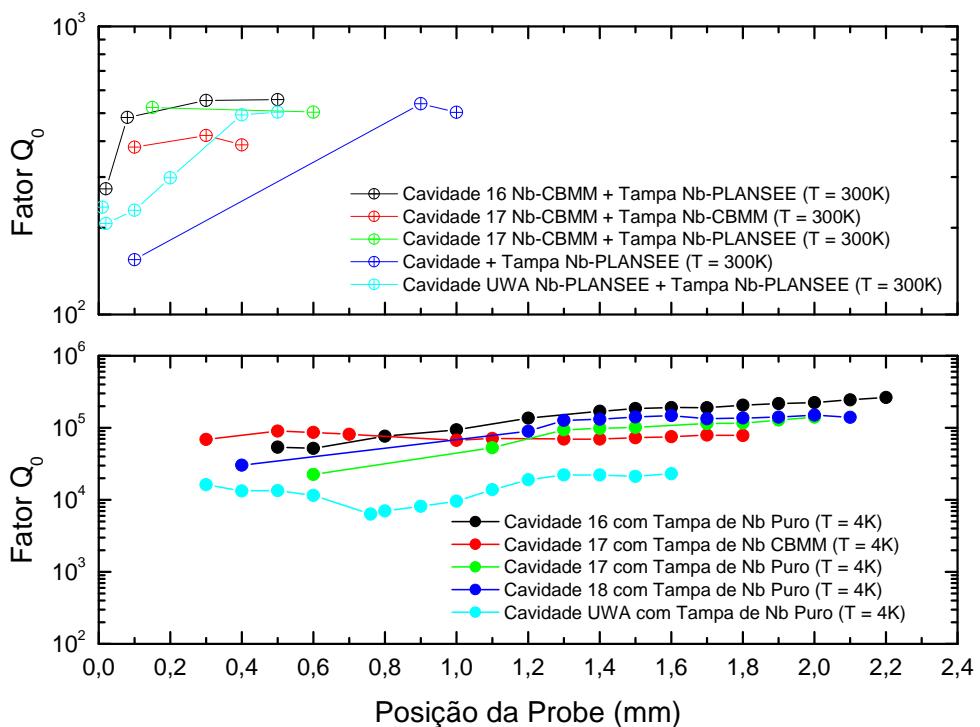


Figura 5.42 – Variação do Q não-carregado (medido em 300K e 4K) em função da posição sonda no interior das cavidades de Nióbio após a limpeza química (referência tomada em relação ao topo da cavidade).

De acordo com a Figura 5.42, o valor máximo $Q_0^{CBMM} \approx 79000$ obtido para a *Cavidade Nb-CBMM* com *Tampa Nb-CBMM*, ocorreu quando a sonda estava afastada cerca de 1,8mm do topo (0,4mm para fora da cavidade). Para a *Cavidade Nb-CBMM* com *Tampa Nb-PLANSEE*, o valor máximo de $Q_0^{PLANSEE} \approx 265000$ foi obtido com a sonda posicionada cerca de 2,2mm do topo da cavidade (0,8mm para fora da cavidade). Para a *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE*, obteve-se $Q_0^{UWA} \approx 23000$ com a sonda distante 1,6mm da *Tampa Nb-PLANSEE* (0,2mm para fora da cavidade).

Também pode ser observado na Figura 5.42, que os valores de Q_0 medidos no acoplamento crítico ($\beta \approx 1$) foram:

- $Q_0^{CBMM} \approx 88600$, com a sonda posicionada a $1,25mm$ da tampa de Nióbio CBMM;
- $Q_0^{PLANSEE} \approx 205000$, com a sonda posicionada a $1,55mm$ ($0,15mm$ para fora da cavidade) da tampa de Nióbio PLANSEE;
- $Q_0^{UWA} \approx 6350$, com a sonda posicionada a $0,8mm$ da tampa de Nióbio PLANSEE.

A razão entre os valores médios de Q_0 obtidos em 4K e 300K, com $\beta \approx 1$, para a *Cavidade Nb-CBMM com Tampa Nb-CBMM* foi de:

$$\frac{Q_0^{CBMM}(4K)}{Q_0^{CBMM}(300K)} \approx 210 \quad (5.28a)$$

Para as cavidades com tampa de Nióbio PLANSEE, a relação entre os valores médios de Q_0 medidos em 4K e 300K, para $\beta \approx 1$, foi de:

$$\frac{Q_0^{PLANSEE}(4K)}{Q_0^{PLANSEE}(300K)} \approx 425 \quad (5.28b)$$

E, para a cavidade UWA com tampa de Nióbio PLANSEE, obteve-se o seguinte resultado:

$$\frac{Q_0^{UWA}(4K)}{Q_0^{UWA}(300K)} \approx 31 \quad (5.28c)$$

Com exceção da *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE*, os resultados obtidos em 4K indicam um aumento significativo no efeito da supercondutividade nas cavidades após a limpeza química, estando de acordo com os valores esperados ($Q_0 \approx 2 \times 10^5$).

Na Figura 5.43 é feita uma comparação entre os valores de Q_0 , medidos em 4K antes e após a limpeza química. Considerando-se $\beta \approx 1$, houve um aumento de $\approx 300\%$ no fator-Q não-carregado para as *Cavidades Nb-CBMM com as Tampas Nb-CBMM* (sonda

a $1,25\text{mm}$ da tampa) e *Nb-PLANSEE* (sonda a $1,55\text{mm}$ da tampa), enquanto que para a *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE* com a sonda a $0,80\text{mm}$ da *Tampa Nb-PLANSEE*, nenhum aumento foi verificado. Para $\beta \approx 0$, o aumento percebido no fator-Q não-carregado para as *Cavidades Nb-CBMM* com as *Tampas Nb-CBMM* foi da ordem de $\approx 125\%$. Para as *Cavidades Nb-CBMM* com as *Tampas Nb-PLANSEE*, o aumento observado foi da ordem de $\approx 350\%$, enquanto que para a *Cavidade UWA-Nb-PLANSEE* com a *Tampa Nb-PLANSEE*, observou-se um aumento de cerca de $\approx 130\%$.

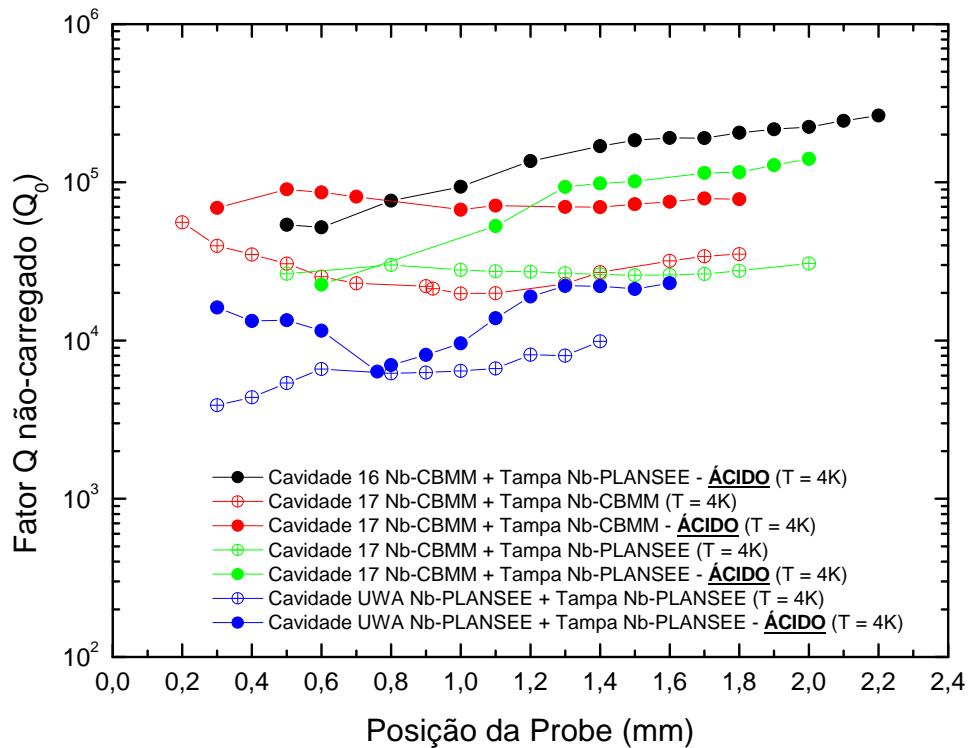


Figura 5.43 – Comparação entre os valores obtidos (em 4K) para os fatores Q elétricos das cavidades de Nióbio antes e após a limpeza química (referência tomada em relação ao topo da cavidade).

Na Figura 5.44 é apresentado o melhor resultado obtido (em 4K e após a limpeza química) durante as medições para a *Cavidade n^o 16 Nb-CBMM* fechada com a *Tampa Nb-PLANSEE*, no acoplamento crítico ($\beta = 1$) e com a sonda posicionada a $1,55\text{mm}$ do topo.

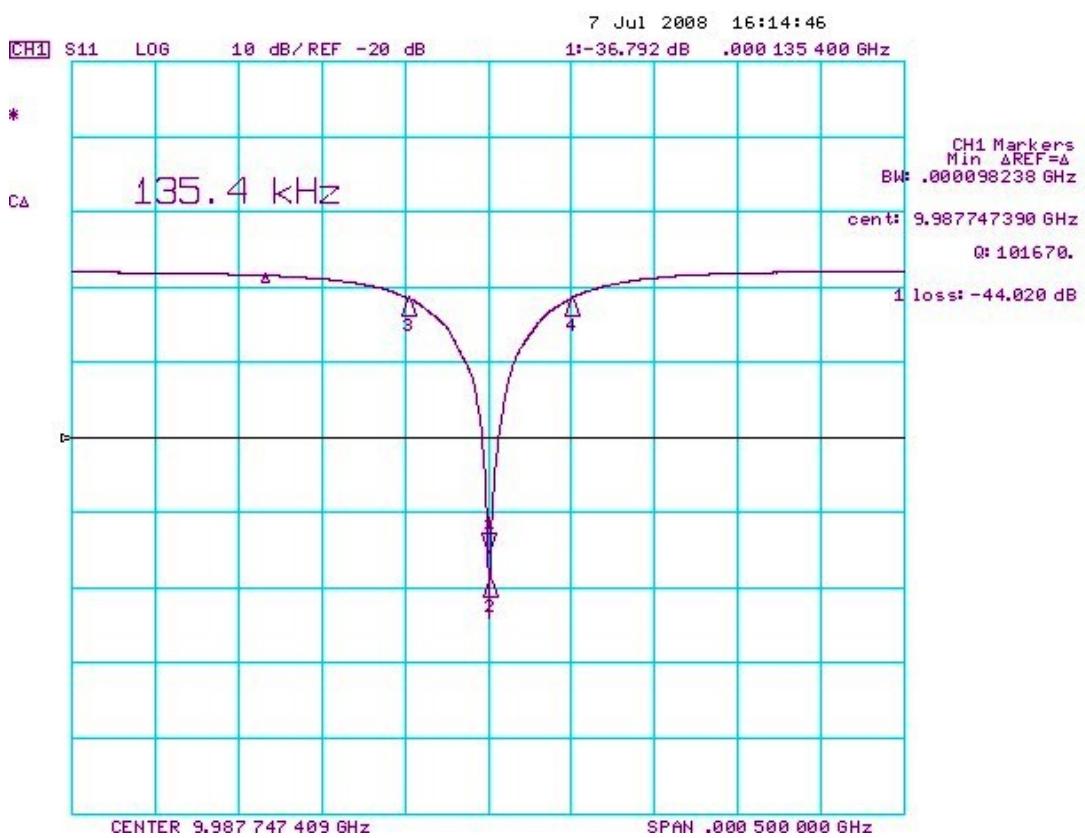


Figura 5.44 – Resultado obtido (em 4K) durante as medições para a *Cavidade n^o 16 Nb-CBMM fechada com a Tampa Nb-PLANSEE*, no acoplamento crítico ($\beta = 1$) e com a sonda posicionada a 1,55mm do topo (referência tomada em relação ao topo da cavidade).

A Figura 5.45 mostra o resultado obtido (em 4K e após a limpeza química) durante as medições para a *Cavidade n^o 16 Nb-CBMM fechada com a Tampa Nb-PLANSEE*, no acoplamento crítico ($\beta = 0,02$) e com a sonda posicionada a 2,20mm do topo.

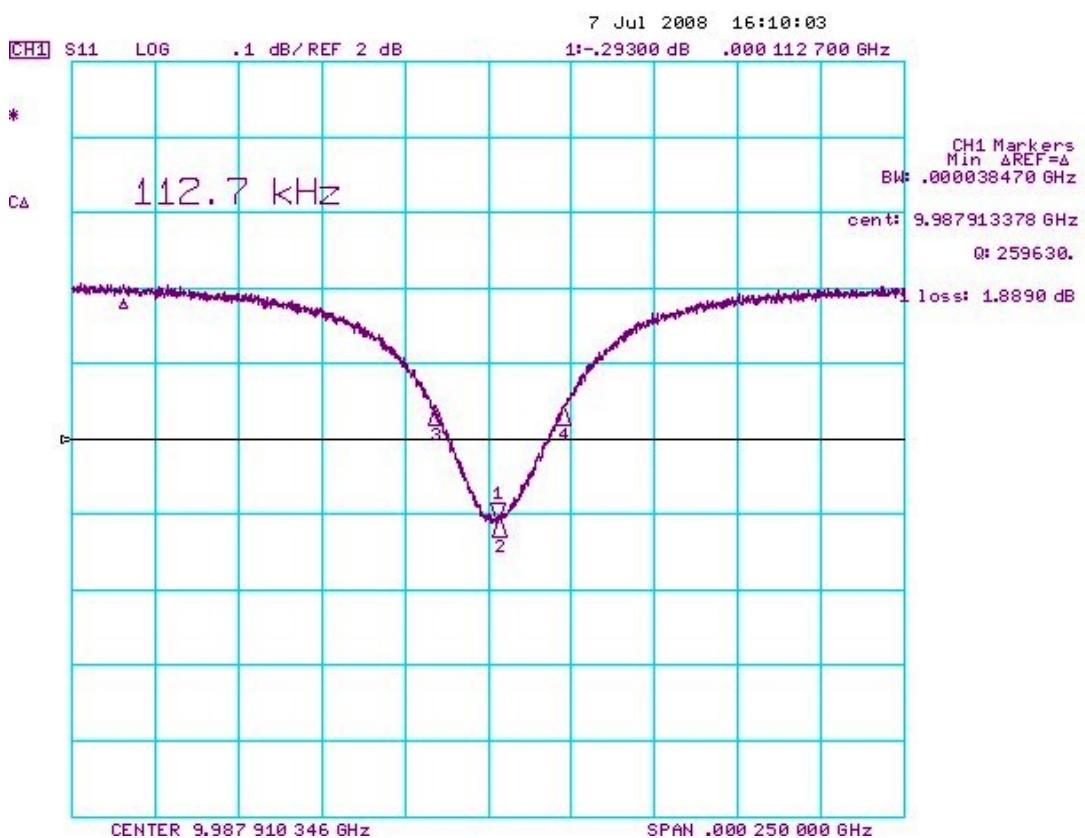


Figura 5.45 – Resultado obtido (em 4K) durante as medições para a *Cavidade n^o 16 Nb-CBMM fechada com a Tampa Nb-PLANSEE*, no acoplamento subcrítico ($\beta = 0,02$) e com a sonda posicionada a 2,20mm do topo (referência tomada em relação ao topo da cavidade).

5.9.2 RESULTADOS OBTIDOS PARA MEDIÇÕES EM MODO DE TRANSMISSÃO

As medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo de transmissão foram efetuadas a partir da montagem ilustrada na Figura 5.17, utilizando-se um analisador de rede vetorial Agilent Modelo 8722/ES. Na Figura 5.46 são mostrados detalhes da montagem experimental. As cavidades foram excitadas e monitoradas por duas sondas (constituídas por cabos coaxiais UT47), introduzidas através de dois furos laterais (deslocado 7,5mm do centro da cavidade), sendo responsáveis pelo acoplamento elétrico entre a cavidade e o circuito externo. As posições das sondas foram definidas a partir medições realizadas em modo de reflexão, de forma a obter acoplamento eletromagnético próximo de um (crítico). Um sinal de varredura, numa faixa de

frequênci a pré-definida, era injetado por uma das sondas utilizadas na cavidade, sendo detectado pela outra e enviado ao analisador de rede.



Figura 5.46 – Montagem experimental utilizada nas medições de freqüência de ressonância e fator-Q carregado em modo de transmissão: (i) analisador de rede vetorial Agilent Modelo 8722/ES com a linha de transmissão (composta pelos cabos de teste flexíveis conectados aos cabos coaxiais do criostato) fixada à estrutura metálica; (ii) detalhe da montagem da cavidade; (iii) detalhe da câmara experimental durante o processo de desgaseificação para introdução no *dewar*.

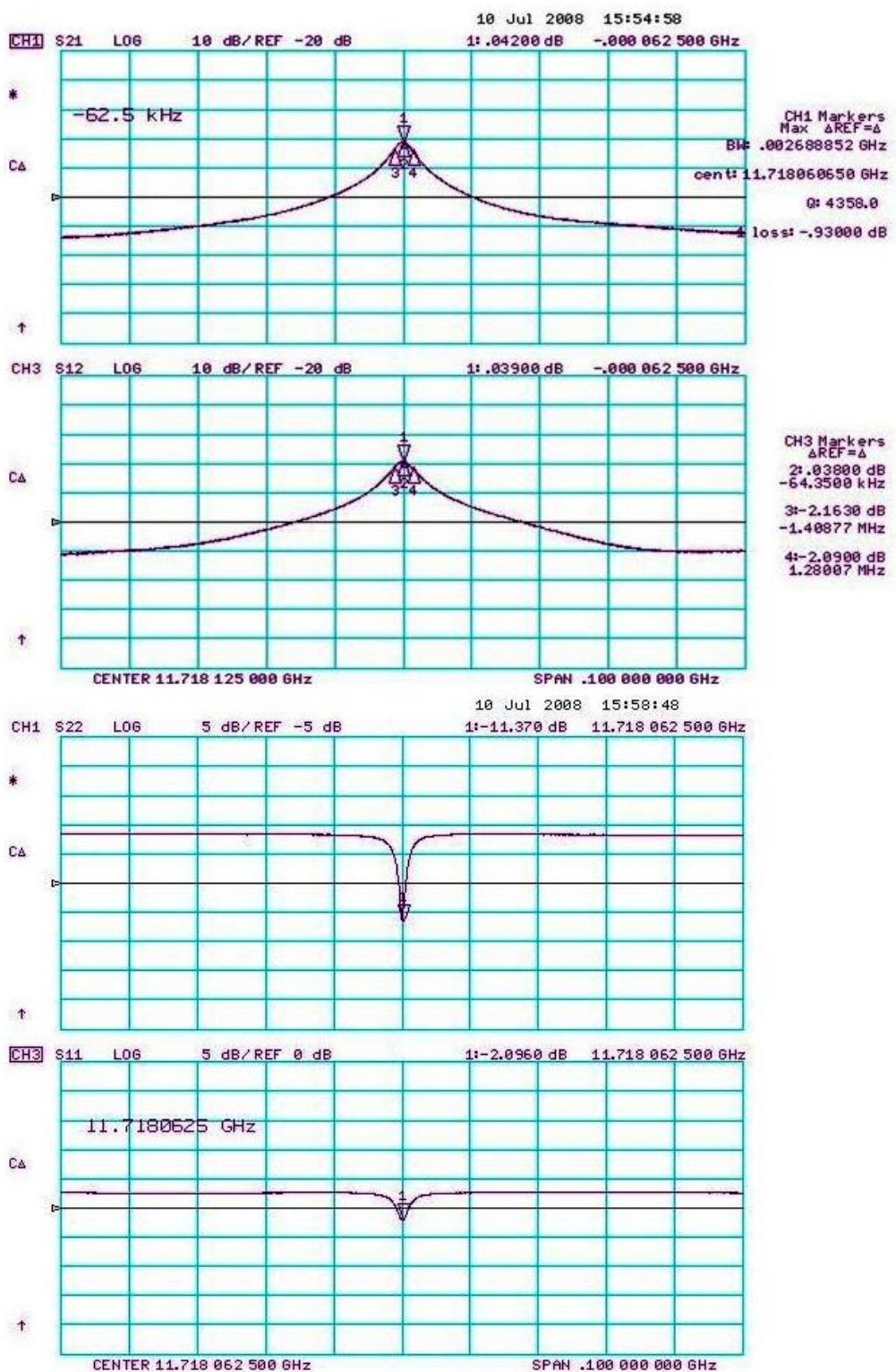


Figura 5.47 - Espectro típico apresentado pelo analisador de rede durante as medições simultâneas, em modo de transmissão, dos parâmetros S_{21} , S_{12} , S_{11} e S_{22} . O eixo x representa a freqüência, enquanto o eixo y representa um valor relativo da potência em dB.

A Figura 5.47 mostra um espectro típico (numa faixa de freqüência de $100MHz$) obtido pelo analisador de rede durante as medições simultâneas, em modo de transmissão, dos parâmetros S_{21} , S_{12} , S_{11} e S_{22} . Conforme pode ser observado, os picos (ou depressões) centrados em torno de $11,718GHz$ representam a freqüência do modo ressonante da cavidade de microondas.

Os parâmetros S_{11} e S_{22} são, respectivamente, os coeficientes de reflexão na entrada e saída do circuito, sendo definidos como a razão entre a potência da onda refletida e incidente e caracterizam o efeito da ressonância como uma função da freqüência (perda de reflexão ou perda de retorno, R_L). Os coeficientes de transmissão S_{21} e S_{12} são definidos como a perda de potência do sinal resultante causada pela inserção de um dispositivo à linha de transmissão (perda de inserção, P_i), sendo uma função da freqüência.

Enquanto os parâmetros S_{11} e S_{22} estão relacionados à potência refletida na entrada e saída do circuito, sendo determinados individualmente, os parâmetros S_{21} e S_{12} são definidos de acordo com o sentido no qual o sinal é transmitido. Desta forma, S_{21} representa a perda de potência do sinal enviado pela sonda 1 e detectado pela sonda 2 no interior da cavidade enquanto que S_{12} representa a perda no sentido contrário. Na teoria, se as sondas estiverem posicionadas da mesma forma (mesmo acoplamento) no interior da cavidade, as freqüências de ressonâncias determinadas por S_{21} , S_{12} , S_{11} e S_{22} deverão ser as mesmas. Na prática, devido à grande dificuldade em se posicionar as sondas com a mesma distância em relação à tampa da cavidade, as freqüências determinadas por S_{11} e S_{22} serão diferentes daquelas obtidas por S_{21} ou S_{12} .

No espectro apresentado na Figura 5.47, o eixo x representa a freqüência, enquanto o eixo y representa um valor relativo da potência em dB . A partir destes resultados, e utilizando as relações apresentadas na seção 5.2, foi possível determinar a freqüência de ressonância e fator-Q carregado para uma determinada posição da sonda no interior da cavidade, conforme mostrado nas Figuras 5.48 e 5.49.

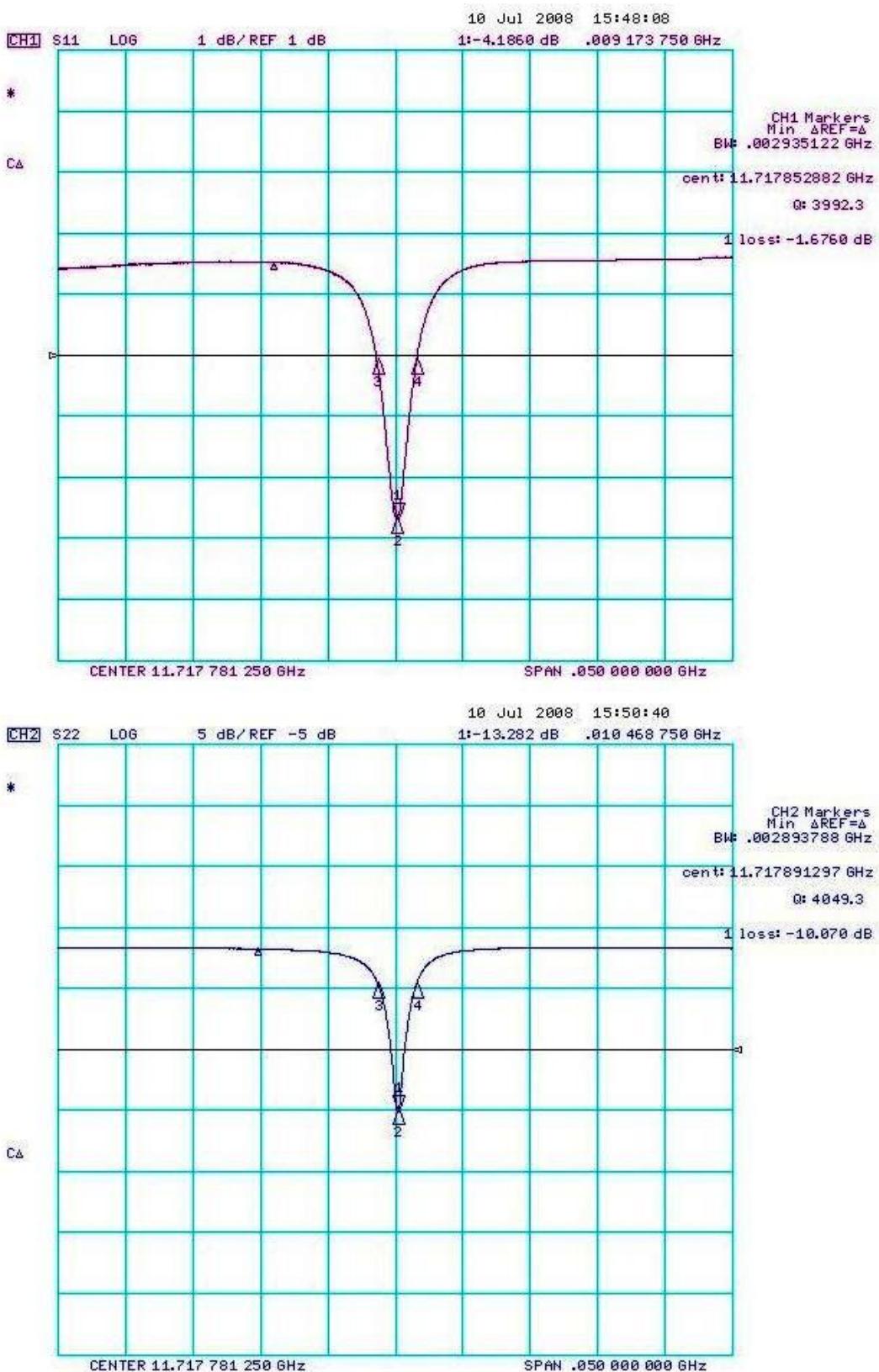


Figura 5.48 – Medida típica da freqüência dos parâmetros S_{11} e S_{22} no interior da cavidade.

A Figura 5.48 mostra os resultados fornecidos pelo analisador de rede para espectro apresentado na Figura 5.47, obtidos através das medições dos parâmetros S_{11} e S_{22} , em modo de reflexão. Neste caso, as potências das larguras de banda foram calculadas a partir da Equação (5.12), considerando $R_L = -4,186dB$ para a sonda 1 e $R_L = -13,282dB$ para a sonda 2, obtendo os seguintes valores (definidos a partir do nível de potência medido fora da ressonância):

$$P_{Af}^{(1)}(dB) = -1,61dB \quad (5.29a)$$

$$P_{Af}^{(2)}(dB) = -2,81dB \quad (5.29b)$$

Portanto, o sinal analisado pela sonda 1 possuía uma largura de banda $\Delta f^{(1)} = 2,935MHz$, enquanto que a largura de banda do sinal analisado pela sonda 2 foi de $\Delta f^{(2)} = 2,894MHz$. Os fatores Q carregados (Q_c 's) foram calculados a partir de (5.10), resultando em:

$$Q_c^{(1)} = \frac{f_0^{(1)}}{\Delta f^{(1)}} = \frac{11,7178GHz}{0,002935GHz} \approx 3992 \quad (5.30a)$$

$$Q_c^{(2)} = \frac{f_0^{(2)}}{\Delta f^{(2)}} = \frac{11,7179GHz}{0,002894GHz} \approx 4049 \quad (5.30b)$$

De acordo com a Equação (5.9a), os coeficientes de acoplamento de entrada (β_1) e saída (β_2) do circuito ressonante foram:

$$\beta_1 = \frac{1 - 10^{-R_L^{(1)}/20}}{1 + 10^{-R_L^{(1)}/20}} = \frac{1 - 10^{-4,186/20}}{1 + 10^{-4,186/20}} = 0,24 \quad (5.31a)$$

$$\beta_2 = \frac{1 - 10^{-R_L^{(2)}/20}}{1 + 10^{-R_L^{(2)}/20}} = \frac{1 - 10^{-13,282/20}}{1 + 10^{-13,282/20}} = 0,64 \quad (5.31b)$$

Finalmente, os valores dos fatores Q não-carregados (Q_0 's) foram determinados a partir da relação (5.3b):

$$Q_0^{(1)} = Q_c^{(1)}(1 + \beta_1) = 4950 \quad (5.32a)$$

$$Q_0^{(2)} = Q_c^{(2)}(1 + \beta_2) = 6640 \quad (5.32b)$$

Conforme pode ser observado, os resultados obtidos apresentam uma discrepância da ordem de 34%. Isto ocorre porque quando a magnitude de R_L for baixa, a potência refletida será muito alta em relação à potência incidente, causando imprecisão na medida.

Um cálculo mais preciso do Fator-Q pode ser feito a partir dos resultados obtidos em modo de transmissão e utilizando os coeficientes de acoplamento de entrada (β_1) e saída (β_2) do circuito ressonante calculados anteriormente. De acordo com a Figura 5.49, os picos apresentados tanto para S_{21} quanto para S_{12} possuem amplitudes superiores a $25dB$, de forma que as larguras de bandas passantes (Δf) nos pontos de meia potência $P_{\Delta f}(dB)$ serão determinadas pela diferença das freqüências situadas na faixa em $-3dB$ do nível de potência medido na ressonância, sendo dadas por $\Delta f(S_{21}) = 3,633MHz$ e $\Delta f(S_{12}) = 3,774MHz$.

Os fatores Q carregados (Q_c 's) foram calculados a partir de (5.10), resultando em:

$$Q_c(S_{21}) = \frac{f_0(S_{21})}{\Delta f(S_{21})} = \frac{11,7175GHz}{0,003633GHz} \approx 3225 \quad (5.33a)$$

$$Q_c(S_{12}) = \frac{f_0(S_{12})}{\Delta f(S_{12})} = \frac{11,7177GHz}{0,003774GHz} \approx 3105 \quad (5.33b)$$

Finalmente, utilizando a relação (5.3a), é possível determinar os fatores Q não-carregados (Q_0 's) em modo de transmissão:

$$Q_0(S_{21}) = Q_c(S_{21})(1 + \beta_1 + \beta_2) \approx 6063 \quad (5.34a)$$

$$Q_0(S_{12}) = Q_c(S_{12})(1 + \beta_1 + \beta_2) \approx 5837 \quad (5.34a)$$

Conforme pode ser observado, os resultados obtidos apresentam uma discrepância da ordem de 4%.

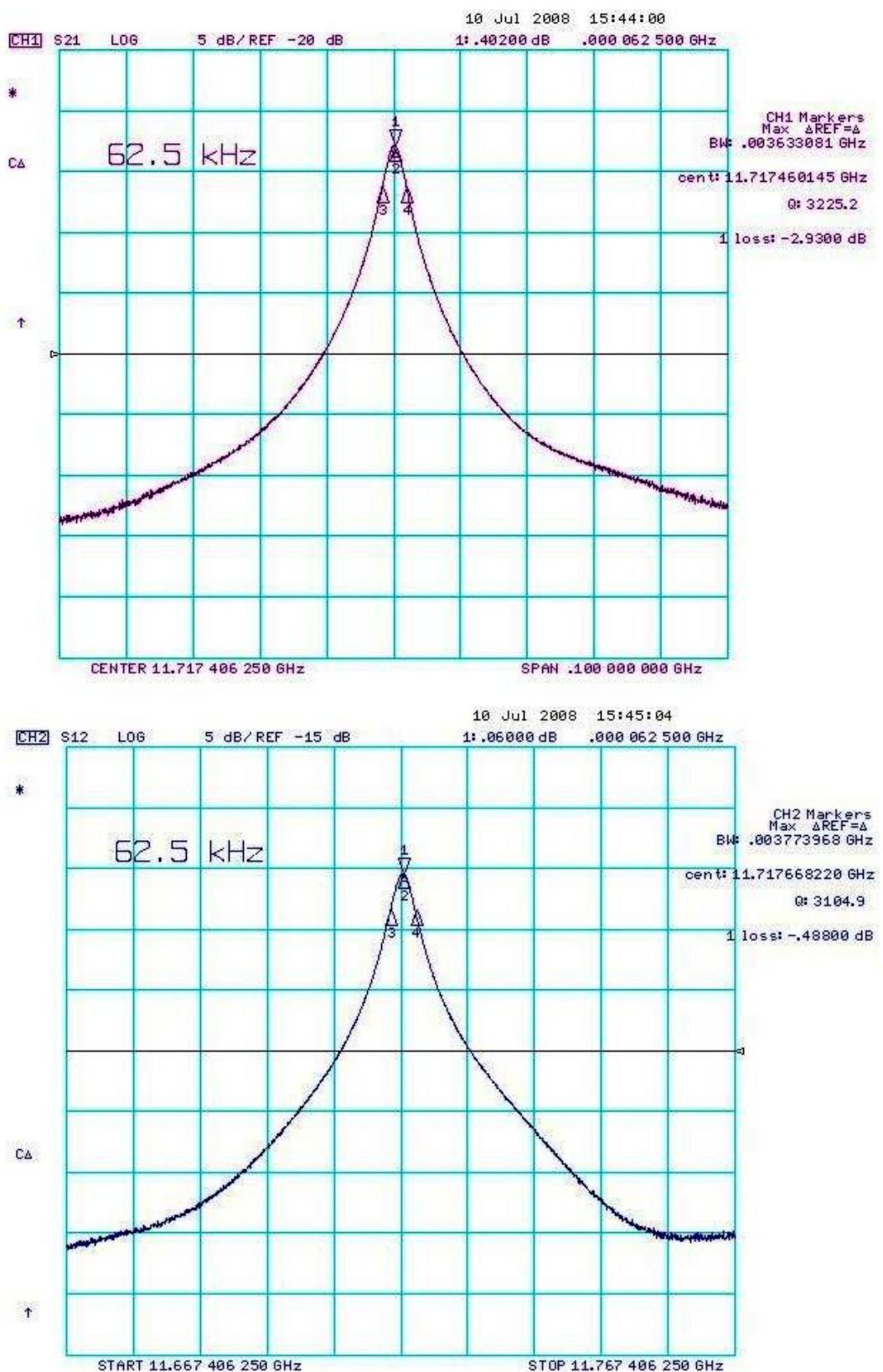


Figura 5.49 – Medida típica da freqüência dos parâmetros S_{21} e S_{12} no interior da cavidade.

Foram realizadas medições (em 300K e 4K) para os Q's carregados das cavidades de acordo com as configurações mostradas na Tabela 5.2.

TABELA 5.2 CONFIGURAÇÕES E MATERIAIS DAS CAVIDADES KLYSTRON TESTADAS EM MODO DE TRANSMISSÃO (MEDIDAS REALIZADAS EM 4K)

Cavidade	Material da Cavidade	Material da Tampa
16	<i>Nb-CBMM</i>	<i>Nb-PLANSEE</i>
18	<i>Nb-CBMM</i>	<i>Nb-CBMM</i>
18	<i>Nb-CBMM</i>	<i>Nb-PLANSEE</i>

Na Tabela 5.3 são apresentados os resultados obtidos durante as medições efetuadas em 4K.

TABELA 5.3 RESULTADOS OBTIDOS PARA MEDIÇÕES EM MODO DE TRANSMISSÃO (MEDIÇÕES REALIZADAS EM 4K)

Cavidade 16 com Tampa <i>Nb-PLANSEE</i> - Medidas em 4K							
Parâmetro S	f_0 (GHz)	P_I / R_L (dB)	$P_{\Delta f}$ (dB)	Δf (MHz)	Q_C ($\times 10^3$)	β	Q_0 ($\times 10^3$)
S ₂₁	10,09193	> 25	-3,0	2,9637	3,40	--	6,95
S ₁₂	10,09213	> 25	-3,0	3,3605	3,00	--	6,13
S ₁₁	10,09170	1,422	-0,6	2,7920	3,61	0,08	3,90
S ₂₂	10,09174	33,825	-3,0	2,9600	3,41	0,96	6,68
Cavidade 18 com Tampa <i>Nb-PLANSEE</i> - Medidas em 4K							
Parâmetro S	f_0 (GHz)	P_I / R_L (dB)	$P_{\Delta f}$ (dB)	Δf (MHz)	Q_C ($\times 10^3$)	β	Q_0 ($\times 10^3$)
S ₂₁	11,71746	> 25	-3,0	3,6330	3,22	--	6,06
S ₁₂	11,71767	> 25	-3,0	3,7740	3,10	--	5,84
S ₁₁	11,71785	4,186	-1,6	2,9351	3,99	0,24	4,93
S ₂₂	11,71789	13,282	-3,0	2,8938	1,05	0,64	6,66

TABELA 5.3 CONTINUAÇÃO

Cavidade 18 com Tampa Nb-CBMM - Medidas em 4K							
Parâmetro S	f ₀ (GHz)	P _I / R _L (dB)	P _{Δf} (dB)	Δf (MHz)	Q _C (x10 ³)	β	Q ₀ (x10 ³)
S ₂₁	10,96887	> 25	-3,0	1,2755	8,60	--	10,71
S ₁₂	10,96873	> 25	-3,0	1,6102	6,81	--	8,48
S ₁₁	10,96868	0,13	-0,1	1,2729	8,62	0,01	8,68
S ₂₂	10,96865	4,207	-1,6	1,4168	7,74	0,24	9,58

5.10 DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

A medição do fator de qualidade não-carregado requer métodos precisos e de uma calibração cuidadosa e eficiente. O fator-Q é avaliado de forma indireta e, por isso, todas as etapas experimentais devem ser feitas cuidadosamente para obter um resultado preciso.

Existem diversos métodos de medida do fator-Q não-carregado de cavidades ressonantes encontrados na literatura. Munro *et al.* (2004) elaborou um método experimental para caracterizações precisas de ressonadores com acoplamentos extremamente baixos ($\beta \approx 10^{-4}$), envolvendo a modulação de freqüência do sinal de microondas incidente com a subsequente demodulação do sinal refletido. O método de uma porta opera com medidas por reflexão e exige dispositivos de alta diretividade ou analisadores de rede vetoriais. O método de duas portas opera com medidas por transmissão, sendo mais precisas que aquelas por reflexão quando o acoplamento é pequeno ($10^{-1} < \beta < 10^{-2}$). Devido as suas simplicidades na execução, as técnicas de transmissão e reflexão são as mais utilizadas.

Um aspecto relevante deste trabalho foi a construção de dois criostatos, através dos quais foi possível sintonizar a freqüência de ressonância e o Q carregado com o deslocamento da sonda no interior da cavidade, realizando as medições em modo de reflexão e transmissão. A operação destes criostatos exigiu apenas cerca de 5 litros de Hélio líquido em cada medição completa, tornando os experimentos relativamente

econômicos. Foram consumidos aproximadamente $150LHe$ para cerca de 20 medições completas, cujo tempo médio de realização foi de 6h.

O presente estudo experimental foi relevante em termos de aquisição de conhecimentos preliminares para a construção de um transdutor de alto ganho no projeto do detector *Mario Schenberg*, o qual prevê a utilização de cavidades reentrantes supercondutoras com geometria similar à geometria estudada.

Um estudo experimental com várias cavidades reentrantes de Nióbio e de *CuAl(6%)* recobertas com filmes de Nióbio foi introduzido com o objetivo de empregá-las como transdutor paramétrico para o detector *Mario Schenberg*. Foram apresentados resultados dos testes dessas cavidades para freqüências entre 9 GHz e 15 GHz em 4,2 K. Esses resultados mostraram que a freqüência de ressonância é fracamente dependente da posição da sonda elétrica no interior da cavidade. De acordo com os resultados obtidos, foi possível observar que a posição da sonda afetou a freqüência de ressonância em até 1%.

Os experimentos constataram que a freqüência de ressonância da cavidade diminui quando a sonda se afasta da tampa. Os resultados obtidos em 4K (Figura 5.34) para as *Cavidades CuAl (6%)-Nb-CBMM* fechadas com a *Tampa Nb-PLANSEE* ($Q_0 = 1122; \beta \approx 1$) foram superiores aos da *Tampa CuAl (6%)-Nb-CBMM* ($Q_0 = 619; \beta \approx 1$). Entretanto, estiveram muito abaixo do valor esperado para as cavidades de Nióbio ($Q_0 \approx 2 \times 10^5$), conforme discutido no capítulo anterior, comprovando o fato de que os filmes de Nióbio depositados sobre as superfícies das cavidades de *CuAl(6%)* não atingiram a supercondutividade.

Uma possível explicação para o comportamento observado pode estar relacionada com a espessura e composição química dos filmes depositados. Devido ao efeito Meissner, a profundidade de penetração num supercondutor é muito menor do que a de um condutor normal, sendo definida de acordo com a temperatura em que se encontra o material. Para o Nióbio a $4,2K$ e em $10GHz$, a profundidade de penetração é de $\lambda(4,2K) = 49nm$, podendo chegar a $200nm$, dependendo da pureza do material a ser depositado (Parkes, 1969; Lengeler *et al.*, 1985; Mann, 1987).

Embora os filmes de Nióbio tenham sido depositados sobre as superfícies das cavidades com espessuras de 2000 Å (200nm), o alvo utilizado na deposição (por *Sputtering*) continha uma alta concentração de Tântalo (1420 ppm), o que pode ter interferido na qualidade dos mesmos.

Outro aspecto importante a ser considerado é o fato de que o Nióbio é um metal extremamente reativo ao Oxigênio, de forma que uma camada de óxido de Nióbio (Nb_2O_5) foi imediatamente formada quando exposto a atmosfera, reduzindo a espessura efetiva do filme depositado e aumentando as perdas dielétricas na cavidade.

A formação de Nb_2O_5 pode ser evitada através da anodização do filme de Nióbio. A camada anodizada, com algumas dezenas de nanômetros de espessura, protegeria o filme metálico depositado sobre a cavidade, sem afetar significativamente o fator-Q elétrico (Martens *et al.*, 1971). Desta forma, o filme depositado deveria ser suficientemente espesso para que fosse possível realizar os tratamentos superficiais necessários.

Palmieri (1998) afirma que os mecanismos de perdas em RF numa cavidade supercondutora estão confinados nos primeiros 5000 Å (500nm), aproximadamente dez vezes a profundidade de penetração *London* no Nióbio, o que significa que todo o material restante serve apenas para proporcionar a rigidez mecânica necessária.

Lengeler (1987) sugere que os filmes de Nióbio depositado sobre superfícies internas de cavidades de Cobre devam possuir uma espessura mínima da ordem de 1 μm (1000nm), considerando que a amostra a ser depositada possua alta pureza e baixíssima concentração de Tântalo, de forma a possibilitar os tratamentos superficiais necessários.

Portanto, não foi possível obter o efeito de supercondutividade nas cavidades de CuAl(6%) testadas porque os filmes depositados sobre as mesmas eram pouco espessos e/ou porque não foi possível fazer os tratamentos superficiais necessários.

Nas medições em 4K com as cavidades de Nióbio, foi observado que a presença da sonda no interior das mesmas reduzia as freqüências de ressonância em cerca de 1% com relação aos valores “não-carregados”, obtidos para $\beta \approx 0$.

Os resultados obtidos mostraram um aumento dos valores de Q_c com o afastamento da sonda em relação à tampa, causado pela diminuição do acoplamento. Com exceção do valor medido para a *Cavidade UWA*, os resultados obtidos ($Q_c \approx Q_0/2$) estão coerentes com aqueles obtidos com $\beta \approx 0$, quando $Q_c \approx Q_0$. Para a *Cavidade UWA* observou-se que $Q_0 \approx Q_c/3$ quando $\beta \approx 1$. Este comportamento atípico pode estar relacionado com o formato do furo para introdução da sonda nesta cavidade. Provavelmente, quando a sonda se aproxima da parte inferior (fundo) da cavidade, a abertura existente no furo passa a ser considerada como outra cavidade, causando uma degradação do Q_c .

Quanto à variação do fator-Q não-carregado, os resultados apresentaram um comportamento aproximadamente constante, com um pequeno aumento dos valores medidos conforme a sonda era retirada da cavidade. Este comportamento era esperado devido ao fato de que a sonda utilizada nas medições não era feita de material supercondutor, aumentando as perdas internas quando inseridas nas cavidades.

Independentemente da concentração de Tântalo nas tampas utilizadas, os valores máximos de Q_0 foram obtidos quando a sonda estava afastada cerca de $1,8mm$ ($\beta \approx 0$) do topo das *Cavidades* sendo, respectivamente, $Q_0^{CBMM} \approx 35200$ e $Q_0^{PLANSEE} \approx 32600$. Para a cavidade *UWA*, obteve-se $Q_0^{UWA} \approx 9900$ com a sonda distante $1,4mm$ do topo. Embora estes resultados indicassem o efeito da supercondutividade nas cavidades quando resfriadas criogenicamente, os valores obtidos representavam cerca de 15% do valor esperado para as cavidades de Nióbio ($Q_0 \approx 2 \times 10^5$).

As perdas dielétricas (camadas de óxido na cavidade), resistivas (sonda de material não supercondutor) e magnéticas (resistência superficial supercondutora da cavidade) estão entre os prováveis motivos que justifiquem os baixos valores obtidos para o fator de qualidade descarregado (Q_0) das cavidades de Nióbio.

Devido ao fato do Nióbio ser extremamente reativo com o Oxigênio, uma camada de óxido (Nb_2O_5) é imediatamente formada quando exposto a atmosfera. Portanto, uma superfície inadequadamente preparada poderá conter um filme residual de óxido, aumentando as perdas dielétricas e magnéticas no interior da cavidade.

Linthorne (1991) havia medido $Q_0 = 5,9 \pm 0,3 \times 10^5$ para as cavidades reentrantes do sistema de transdução do detector Niobè (4,8K), com tratamentos superficiais consistindo num ataque químico com uma mistura concentrada de ácidos hidrofluorídrico (HF) e nítrico (HNO_3) (a 50%), seguido de anodização do Nióbio tratado quimicamente.

Por se tratar de uma mistura letal (mesmo em pequenas quantidades), o ataque químico com HF- HNO_3 não foi realizado nas cavidades de Nióbio testadas inicialmente. Entretanto, diante dos baixos valores obtidos para os fatores Q elétricos, optou-se pela realização de um tratamento superficial similar àquele utilizado por Linthorne (1991), sem a realização da anodização das peças de Nióbio.

Após tratadas quimicamente, as cavidades apresentaram um aumento do acoplamento eletromagnético, desacoplando-se ($\beta \approx 0$) do circuito externo com a sonda estando mais afastada (distante cerca de 1,8mm das tampas).

Os resultados obtidos para as medições do fator-Q não-carregado apresentaram um comportamento aproximadamente constante com um pequeno aumento dos valores medidos conforme a sonda era retirada da cavidade, devido ao fato da sonda utilizada não ter sido feita de material supercondutor.

O valor máximo $Q_0^{CBMM} \approx 79000$ obtido para a cavidade fechada com a tampa de Nióbio com alta concentração de Tântalo ocorreu quando a sonda estava afastada cerca de 1,8mm do topo (0,4mm para fora da cavidade). Para a cavidade fechada com a tampa de Nióbio com baixa concentração de Tântalo, o valor máximo de $Q_0^{PLANSEE} \approx 265000$ foi obtido com a sonda posicionada cerca de 2,2mm do topo da cavidade (0,8mm para fora da cavidade), indicando a influência da concentração de Tântalo na obtenção da supercondutividade.

Mesmo sendo feita e fechada por Nióbio com baixa concentração de Tântalo, e passando pelo mesmo tratamento químico, o valor máximo $Q_0^{UWA} \approx 23000$ obtido para a cavidade UWA esteve muito abaixo dos valores medidos para as cavidades anteriores. Isto pode estar relacionado com comportamento atípico apresentado pela mesma durante as medições, quando o fator-Q não-carregado atingia um valor mínimo com a

sonda posicionada a $0,8\text{mm}$ da tampa da cavidade, seguido de um aumento significativo. Provavelmente, este comportamento está relacionado com a geometria da cavidade, de forma que, ao se aproximar da parte inferior (fundo), a sonda passe a interagir mais fortemente com a abertura existente, causando uma degradação do Q_0 .

Com exceção da *Cavidade UWA*, os resultados obtidos em 4K indicam um aumento significativo no efeito da supercondutividade nas cavidades após a limpeza química, estando de acordo com os valores esperados ($Q_0 \approx 2 \times 10^5$). Considerando $\beta \approx 1$, houve um aumento de $\approx 300\%$ no fator-Q não-carregado para as cavidades fechadas por tampas de Nióbio da CBMM (sonda a $1,25\text{mm}$ da tampa) e da PLANSEE (sonda a $1,55\text{mm}$ da tampa), enquanto que para a *Cavidade UWA*, nenhum aumento foi verificado.

A partir dos resultados atuais, espera-se obter fatores Q não-carregados em torno de ($Q_0 \approx 3 \times 10^5$) em 4,2 K, através de um tratamento superficial adequado seguido de uma anodização com a menor camada possível de óxido.

CAPÍTULO 6

OSCILADORES COM ULTRA-BAIXO RUÍDO DE FASE

O tipo de transdutor paramétrico empregado no detector *Mario Schenberg* foi desenvolvido pelo grupo australiano da University of Western Australia (UWA) (Blair, 1981; Blair *et al.*, 1995). Ressonadores secundários acoplados ao detector, formados por cavidades ressonantes supercondutoras de nióbio, são utilizados como parte do sistema de *transdução* eletromecânica (Ribeiro *et al.*, 2004). No interior da cavidade ressonante é mantido um sinal, em freqüências de microondas, que é modulado pela oscilação do detector.

Para aperfeiçoar o sistema de transdução utilizado no detector *Mario Schenberg*, de modo a se obter a sensibilidade planejada de $h \approx 10^{-21} Hz^{-1/2}$ ¹, é necessário que o sinal do oscilador utilizado para alimentar as cavidades possua níveis de ruídos baixíssimos. Para solucionar este problema foi construído um novo oscilador com ultra-baixo ruído de amplitude e fase, utilizando cristal de Safira (mantido a 77K) como ressonador. Neste capítulo serão apresentados o projeto e os procedimentos experimentais adotados nas medições do ruído de fase deste oscilador em 10GHz.

6.1 INTRODUÇÃO

Osciladores de microondas (ou fontes de radiação eletromagnética em freqüências de microondas) com espectros extremamente puros são essenciais para experimentos relacionados à física experimental tais como detecção de ondas gravitacionais (Aguiar *et al.*, 2008; Tobar *et al.*, 1999), radioastronomia (Vilas Boas *et al.*, 1995; Tello *et al.*, 1998; Childers *et al.*, 2005); medidas precisas em microondas (Ivanov e Tobar, 2006) e para o estudo das propriedades de materiais em freqüências de microondas (Mazierska *et al.*, 2006).

O desenvolvimento de osciladores com baixo ruído envolve o estudo dos ressonadores dielétricos em freqüências de microondas e dos sistemas de medidas. Ressonadores de microondas podem ser utilizados como o elemento definidor da freqüência de um

¹ Para pulsos de milissegundos, numa faixa de freqüência de $3200 \pm 200 Hz$.

oscilador assim como um descriminador de freqüências utilizado para medir o ruído do oscilador (Driscoll e Weinert, 1995). Sistemas de medidas de ruídos de microondas permitem a caracterização em microondas de vários componentes em termos das suas flutuações de fase e amplitude na presença de um sinal de microondas (portadora), ou da temperatura de ruído na ausência desta portadora (Robinson, 1974; Ziel, 1986). O próprio sistema de medidas de ruídos pode ser usado como sensor, fazendo parte de um sistema de controle utilizado para reduzir os ruídos apresentados nos componentes de microondas ou osciladores (Khurunov, 1973; Tsarapkin e Komarov, 1980; Bianchini *et al.*, 1984; Walls *et al.*, 1990; Tobar, *et al.*, 1994-1995).

6.2 RESSONADORES DIELÉTRICOS EM MICROONDAS

Ressonadores dielétricos em freqüências de microondas são dispositivos, geralmente na forma cilíndrica, capazes de armazenar energia por um período de tempo considerado longo quando comparado ao período de oscilação do sistema. Por exemplo, um sistema massa-mola (com freqüência natural f_0) excitado por uma força periódica (portadora), oscilará com a mesma freqüência f desta força. Neste caso, a amplitude máxima de oscilação ocorrerá quando as freqüências da portadora e natural do sistema forem iguais, ou seja, na ressonância. Se a força aplicada inicialmente for removida, o sistema continuará oscilando na freqüência de ressonância até que toda energia armazenada seja dissipada. O mesmo tipo de comportamento é observado nos circuitos *RLC*, onde a energia pode ser armazenada, entre outras formas, no volume interno (vácuo ou ar) de cavidades de microondas ou em meios dielétricos.

Assim como descrito para as cavidades reentrantes de microondas, o fator-Q é um parâmetro importante na caracterização dos ressonadores de microondas, estando diretamente relacionado com o tempo com que a energia armazenada é dissipada. Desta forma, a sua determinação se dará de forma análoga àquela discutida no capítulo anterior (seção 5.2).

O desempenho elétrico dos ressonadores dielétricos está associado às propriedades dos materiais utilizados na sua confecção. Ressonadores feitos com cerâmica possuem altos fatores de qualidade, altas permissividades e boa estabilidade em freqüência, mesmo quando existam flutuações de temperatura.

Muitos materiais utilizados como ressonadores dielétricos possuem altos fatores-Q, alguns incluem materiais sinterizados policristalinos onde o fator-Q em 300K é da ordem de 3×10^4 , mas nenhum deles possui Q_e 's tão altos quanto àqueles obtidos por cristais de Safira. Para ressonadores de Safira operando na banda-X, fatores-Q da ordem de 10^5 e 10^7 já foram medidos em 300K e 77K, respectivamente, para os “*Whispering gallery modes*” (Tobar, 1994; Woode, 1996). Em temperaturas da ordem de 4K e na mesma faixa de freqüência de ressonância, já foram medidos fatores-Q da ordem de 5×10^9 (Mann, 1982; Blair e Jones, 1987; Jones, 1988).

No Anexo IV são apresentadas as propriedades físicas e elétricas da Safira monocristalina. A Safira é um material anisotrópico com diferentes valores de permissividade e expansão térmica nas direções radial e axial. Por possuir baixa constante dielétrica² (≈ 10), torna-se difícil o armazenamento da energia no seu interior sem adição de perdas extras devido à radiação e condutores próximos. Uma classe de modos ressonantes chamados de “*Whispering gallery modes*”³ (WGM's) é utilizada para limitar os efeitos de perdas. A energia eletromagnética nas freqüências de microondas é armazenada dentro do dielétrico devido às reflexões internas ocorridas na sua interface com o ar. As condições de contorno determinam que a ressonância somente ocorra em determinados comprimentos de ondas (λ), ou seja:

$$n\lambda = \pi d \varepsilon \mu \quad (6.1)$$

Onde n é um número inteiro e ε e μ são, respectivamente, a permissividade e permeabilidade relativas do cristal com diâmetro d . Na prática, a relação acima somente é válida para altas freqüências onde n é grande. Em baixas freqüências, o alcance do campo eletromagnético é aumentado pelas reflexões internas no cristal.

² A constante dielétrica de um material $\epsilon = \epsilon_R \cdot \epsilon_0$ é representada pelo produto das permissividades elétrica relativa (ϵ_R) e do vácuo (ϵ_0). Desta forma, as dimensões dos ressonadores serão muito menores do que as de uma cavidade metálica, devido ao comprimento de onda no dielétrico, $\lambda_d = \lambda \cdot \epsilon^{-1/2}$. Para materiais com constante dielétrica alta, os campos de um dado modo ressonante estão confinados dentro e próximo ao ressonador, sendo reduzidos a valores desprezíveis (se comparados ao comprimento de onda no espaço livre) na vizinhança do ressonador.

³ O nome “*Whispering gallery modes*” foi designado com referência ao artigo de Lord Rayleigh (J. W. Strutt), publicado em 1910, no qual foram discutidas as reflexões (“whispers” ou sussurros) dos modos acústicos no interior da Catedral de St. Paul, na Inglaterra.

Uma desvantagem na utilização da Safira monocristalina é a grande dependência das freqüências de ressonâncias dos WGM's com a temperatura (df / dT), da ordem de $500 ppm/K$ em $300K$, sendo reduzida significantemente em temperaturas criogênicas (Mann, 1992; Luiten, 1993 - 1995). Desta forma, para aplicações onde seja necessário um ressonador com alta estabilidade em freqüência, torna-se necessária a utilização de um controle de temperatura (Dick e Santiago, 1992; Dick *et al.*, 1995; Santiago *et al.*, 1994; Tobar, 1997; Tobar *et al.*, 1998).

Os modos num ressonador dielétrico⁴, geralmente, são designados como $E_{m\ n\ p+\delta}$ (*quasi-TM*) ou $H_{m\ n\ p+\delta}$ (*quasi-TE*), onde m , n e p são, respectivamente, os números de variações azimutal, radial e axial. Nos $E_{m\ n\ p+\delta}$, a maior parte do campo magnético está concentrada no plano perpendicular do eixo do cilindro, enquanto que nos modos $H_{m\ n\ p+\delta}$, a maior parte do campo elétrico estará concentrada no plano transverso. É comum também agrupar os modos em “famílias ou classes” com os mesmos números de variações axiais (p) e radiais (n), mas com diferentes variações azimutais (m). Por exemplo, na Figura 6.1, a família de modos fundamentais *quasi-TM* é designada por $E_{8,1,\delta}$, podendo ser observado que a maior parte da energia eletromagnética está armazenada no interior do cristal de Safira. A vista superior mostra as 16 variações do campo ao redor do diâmetro do cristal, que correspondem a oito comprimentos de ondas ou um número azimutal $m = 8$. A vista lateral mostra apenas uma variação do campo radial e uma (ou menos) na direção axial, sendo $n = 1$ e $p = \delta$.

⁴ Os modos transversos elétricos TE_{nmp} ($E_z = 0$), transverso magnético TM_{nmp} ($H_z = 0$) e eletromagnético híbrido HEM (E_z e H_z) são modos ressonantes naturais de ressonadores dielétricos. Como em cavidades elétricas, os subscritos, n , m e p são incluídos para distinguir os modos individuais. Os subscritos n e m relacionam os números de extremos do padrão de onda estacionária, nas direções azimutal e radial, respectivamente, enquanto o numero p relaciona a variação do número de meio comprimento de onda na direção axial.

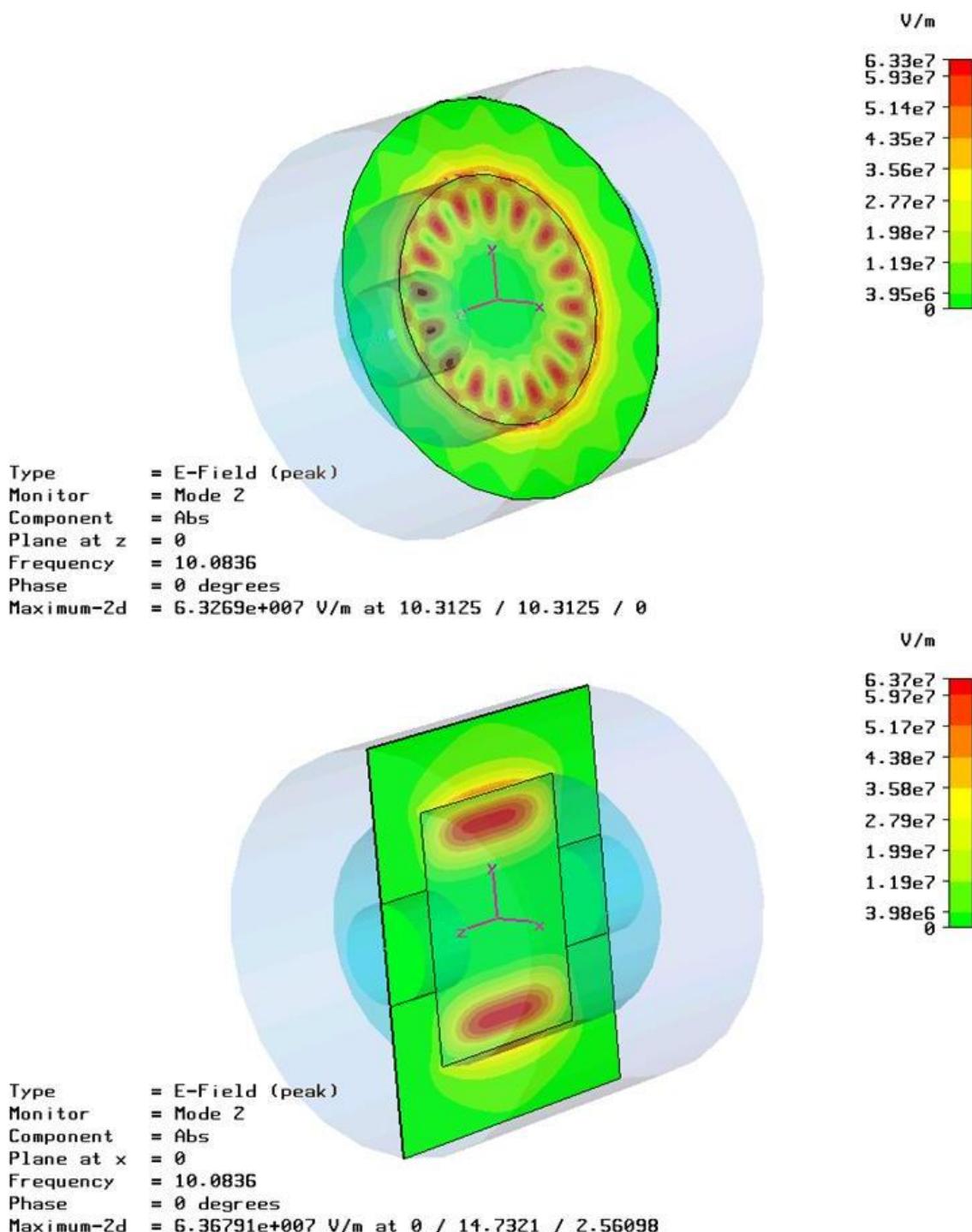


Figura 6.1 – Distribuição de energia eletromagnética no modo fundamental *quasi TM* $E_{8,1,\delta}$ num ressonador de Safira na freqüência de ressonância de 10,0836GHz. As regiões em vermelho possuem alta concentração de energia eletromagnética (imagens feitas utilizando-se o software CST Microwave Studio).

6.3 OSCILADORES EM MICROONDAS

Osciladores em microondas são fontes de radiação eletromagnética, na faixa de freqüências de 1 a 300GHz. Um circuito oscilador básico contém um elemento ativo (amplificador), um ressonador eletromagnético (geralmente, composto por uma cavidade ressonante contendo um dielétrico) que determina a freqüência de oscilação do seu sistema, e um deslocador de fase, responsável pelo ajuste do comprimento do circuito a um múltiplo inteiro de comprimentos de ondas no qual se deseja trabalhar.

6.3.1 CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO

Para um oscilador operar de forma satisfatória, duas condições básicas devem ser, simultaneamente, satisfeitas:

- (i) a diferença entre o ganho e a perda no circuito, ou margem de ganho, deve ser positiva (da ordem de alguns dB):

$$G_{\text{margem}} = G_{\text{amp}} - \text{Perda} \quad [\text{dB}] \quad (6.2)$$

- (ii) o comprimento do loop do circuito deve ser igual a um múltiplo inteiro de comprimentos de onda que se deseja trabalhar.

A Figura 6.2 mostra um diagrama simplificado de um oscilador, com os elementos essenciais para satisfazer as condições mínimas de oscilação e extração de potência, estando configurado de forma que o ganho do amplificador seja maior do que a perda em todos os componentes do circuito fechado (Blair *et al.*, 1992). Inicialmente, quando o oscilador é alimentado, ondas eletromagnéticas em todas as freqüências se propagam na forma de ruído *branco*⁵. Após um curto período de tempo, somente permanecerá a freqüência selecionada pelo ressonador, que atua como um filtro passa-banda. A amplitude do sinal do circuito continua a aumentar até que as potências perdida (no circuito) e extraída do oscilador se igualem ao ganho de potência no amplificador, obtendo-se o estado estacionário (Linthorne e Blair, 1992).

⁵ Em osciladores realimentados, quando o amplificador é alimentado por uma fonte externa, produz um sinal eletromagnético em todo espectro de freqüência (ruído *branco*) devido à amplificação do ruído térmico, “*shot*” e “*flicker*”. A potência de saída do oscilador consiste apenas de ruído amplificado pela realimentação positiva e filtrada pelo alto fator-Q efetivo do circuito ressonante.

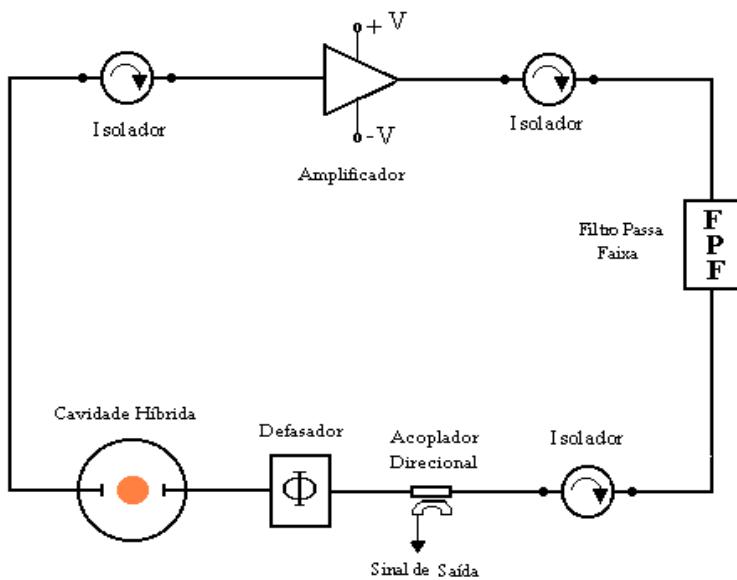


Figura 6.2 - Diagrama esquemático de um oscilador eletromagnético na freqüência de microondas. FONTE: Andrade (2004).

Na Figura 6.2, os sinais nas freqüências dos modos do ressonador são filtrados pelo filtro passa-banda, definindo a freqüência de oscilação do circuito. O defasador é utilizado para satisfazer a condição de que, para oscilar, o circuito deve ter uma fase total igual a 2π . O amplificador de alto ganho é utilizado para satisfazer a condição que o circuito tenha um ganho de malha maior do que uma unidade. O acoplador direcional retira uma amostra do sinal para alimentar um circuito externo.

Geralmente, um oscilador não é tão simples como àquele mostrado na Figura 6.2. Caso o ressonador utilizado possua um dielétrico (por exemplo, Safira), um filtro passa-banda extra torna-se necessário para selecionar com precisão a freqüência (ou o modo correto) de operação. Da mesma forma, é inserido no circuito um deslocador de fase controlável pela tensão, possibilitando o ajuste eletrônico da freqüência dentro de uma largura de banda tolerável pelo ressonador. Portanto, o comprimento de onda e a freqüência deverão variar para compensar a mudança de comprimento da malha.

A Figura 6.3 mostra a variação da freqüência do oscilador em função da diferença de fase na malha (ϕ). Os valores limites de fase são ajustados pela condição de amplitude para excitação. Isto porque as perdas de inserção do ressonador aumentam com o deslocamento da freqüência do oscilador em relação a sua ressonância, podendo ocorrer uma situação onde não exista ganho de potência suficiente para fazer o circuito oscilar.

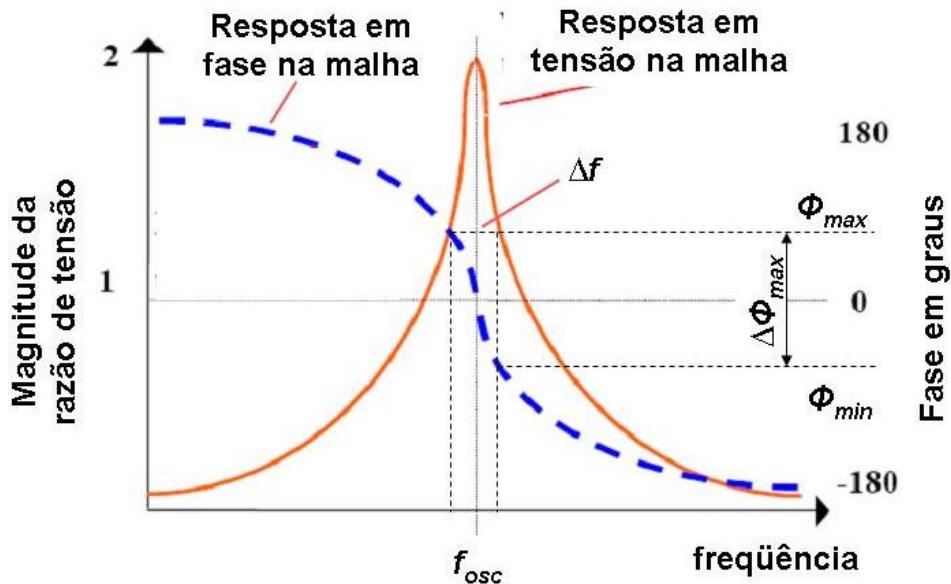


Figura 6.3 – Variação da freqüência de um oscilador em função da diferença de fase ϕ em relação ao valor nominal ϕ_0 , onde a freqüência do oscilador é igual à freqüência do ressonador. Os limites ϕ_{\max} e ϕ_{\min} são ajustados pela condição de ganho para que ocorra a oscilação.

A freqüência do oscilador pode ser escrita em função da freqüência do ressonador e do comprimento da fase da malha, sendo dada por:

$$f_{osc} = f_{res} + \Delta f_{0.5} \tan \phi \quad (6.3)$$

Onde f_{osc} é a freqüência de oscilação do circuito, $\Delta f_{0.5} = f_{res}/2Q_L$ é a largura de banda (a meia altura) da freqüência de ressonância do ressonador f_{res} e $|\phi| \leq \Delta\phi_{\max}$.

A partir da Equação (6.3) tem-se que as flutuações na fase da malha ϕ são causadas principalmente pelas flutuações de fase no amplificador, resultando em flutuações de freqüência no circuito. Também pode ser observado que as flutuações de fase do amplificador são reduzidas pelo aumento do fator-Q do ressonador.

6.3.2 O MODELO DE RUÍDO DE LEESON PARA OSCILADORES LIVRES

O ruído de fase do amplificador pode ser expresso da seguinte forma (Ivanov e Tobar, 2001; Beurle, 1956; Leeson, 1966):

$$S_{\Delta\phi} = bf^{-1} + \frac{Fk_B T}{P_s} \quad (6.4)$$

Onde F é a figura de ruído do amplificador, T é a temperatura termodinâmica, k_B é a constante de Boltzmann, P_s é a potência na entrada do amplificador e b é o valor da componente de ruído “*flicker*”, em 1Hz (Tobar, 1999).

Geralmente, o ruído de fase na malha do amplificador é caracterizado pela componente de ruído *branco*, a qual independe da freqüência f e da componente de ruído “*flicker*” ($1/f$). A relação entre o ruído de fase da malha do amplificador $S_{\Delta\phi}(f)$ e o ruído de fase do oscilador $S_\phi(f)$ é dada por:

$$S_\phi = S_{\Delta\phi} \left[1 + \left(\frac{f_0}{2Q_L f} \right)^2 \right] \quad (6.5)$$

Onde f_0 é a freqüência de ressonância da cavidade ressonante, $Q_L = Q_0[1 + \beta_1 + \beta_2]$ é o fator-Q carregado, Q_0 é o fator-Q descarregado do ressonador, $\Delta f_{0.5} = f_0/2Q_L$ é a largura de banda a meia-altura no ressonador, e β_1 e β_2 são os fatores de acoplamento das duas portas do ressonador. A Figura 6.4 mostra a variação do ruído de fase $S_\phi(f)$ em função da freqüência de “*offset*”.

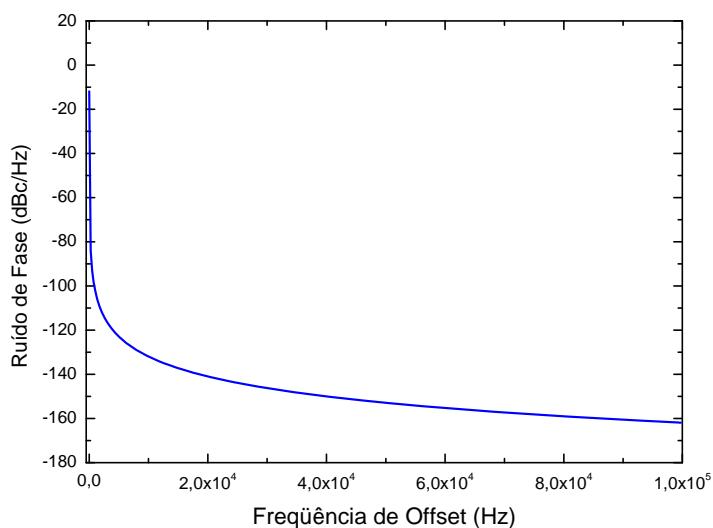


Figura 6.4 – Variação do ruído de fase $S_\phi(f)$ em função da freqüência de “*offset*”.

FONTE: Andrade (2004).

De acordo com a Equação (6.4), observa-se que o ruído de fase do circuito é dominado pelo ruído do amplificador e pelo fator de qualidade do ressonador. Desta forma, para se obter um baixo ruído de fase torna-se necessário que o amplificador possua baixo nível de ruído e, também, que o ressonador possua o maior fator-Q, além de ser resfriado a temperaturas criogênicas.

Outros fatores afetam a estabilidade da freqüência de operação do circuito, podendo-se citar mudanças nas freqüências naturais da cavidade e do circuito por expansão térmica das suas partes, por variação da umidade e da pressão do ar ou por vibrações mecânicas ou acústicas.

Mudanças no potencial aplicado também podem provocar variação na freqüência de oscilação do circuito. Osciladores que, além de serem estabilizados com ressonadores dielétricos, possuem controle automático de fase são denominados osciladores de tensão controlada (*voltage controlled oscillators*) (Robins, 1984; Ivanov e Tobar, 2001).

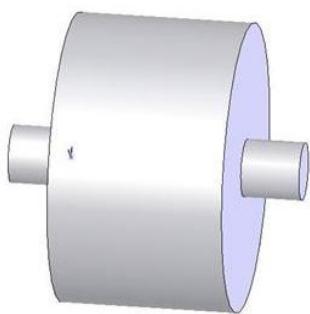
6.4 DESCRIÇÃO EXPERIMENTAL PARA CARACTERIZAÇÃO DO RESSONADOR DE SAFIRA

Nesta seção são descritos os procedimentos experimentais adotados para a realização das medições criogênicas da freqüência de ressonância, acoplamento eletromagnético e fator Q carregado das cavidades com ressonadores de Safira.

6.4.1 RESSONADOR DE SAFIRA

O cristal de Safira utilizado no oscilador de baixo ruído de fase foi fornecido pela *Insaco Inc.*, sendo projetado⁶ para oscilar no WGM de alta ordem $E_{11,1,\delta}$ em 10,24GHz, de forma a obter um alto confinamento do campo eletromagnético em seu interior. A Figura 6.5 mostra o desenho esquemático do cristal de safira, com 40,4mm de diâmetro e 30,0mm de altura, e possuindo extensões cilíndricas axiais, com 10mm de diâmetro por 10mm de comprimento, para posicionar o cristal no interior da cavidade metálica.

⁶ O projeto do cristal foi realizado pelo Dr. Michael E. Tobar da “University of Western Australia”, que desenvolveu um método para a determinação (com alta precisão) das freqüências dos modos ressonantes em ressonadores dielétricos cilíndricos anisotrópicos (Tobar, 1991).



Cristal de Safira

Todas as dimensões estão em mm.

Acabamento superficial: Polido

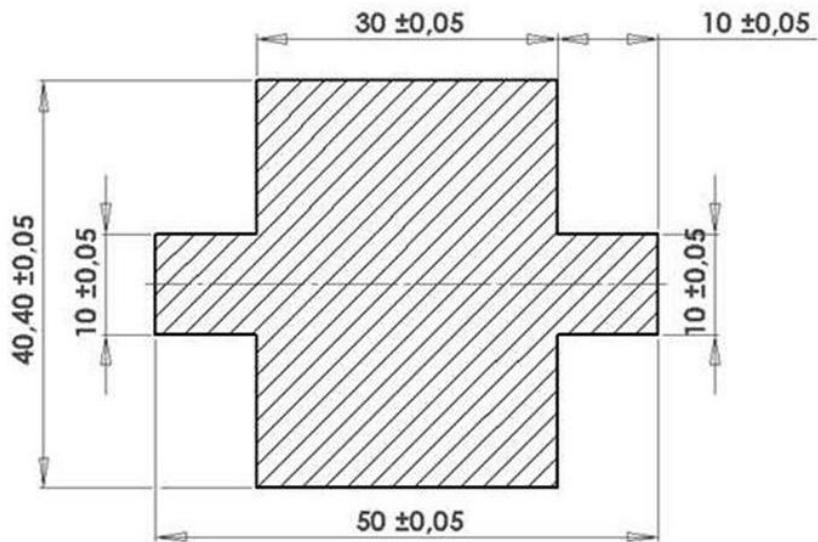


Figura 6.5 – Desenho esquemático do ressonador de safira utilizado no oscilador de baixo ruído de fase.

6.4.2 A CAVIDADE RESSONANTE

A safira foi colocada no interior de uma cavidade de Cobre, dimensionada de forma a não possuir modos espúrios (Tobar *et al.*, 1994) e revestida por um filme de Ouro. A Figura 6.6 mostra as dimensões características da cavidade construída em função do diâmetro do cristal de safira utilizado.

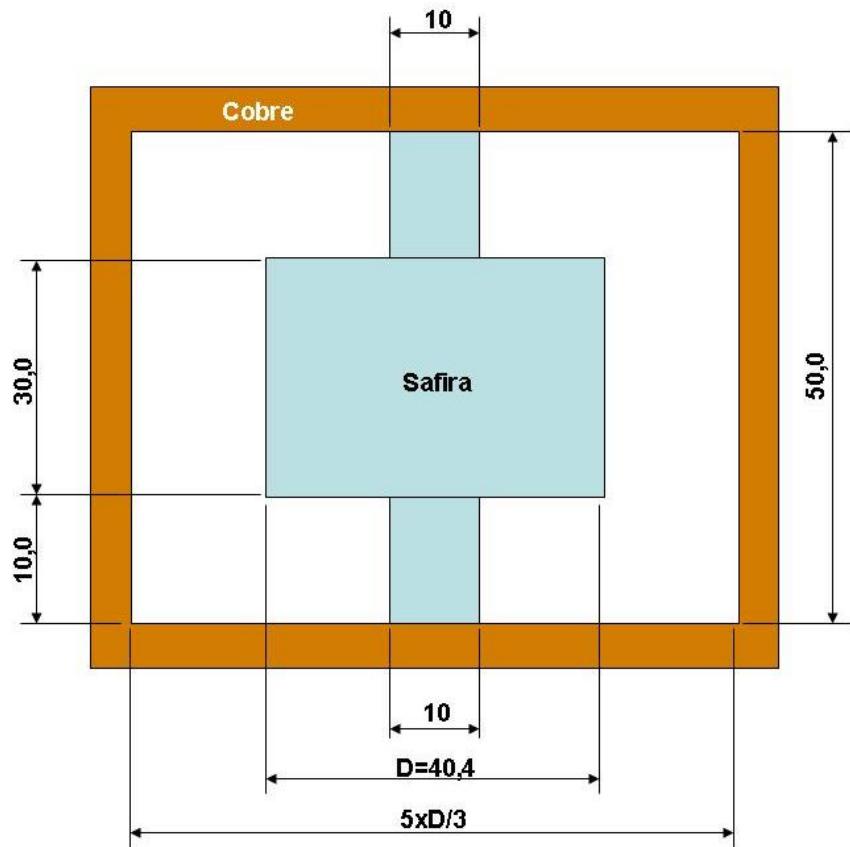


Figura 6.6 – Dimensões características da cavidade construída em função do diâmetro do cristal de safira utilizado.

6.4.3 CRIOSTATO

Para a realização dos experimentos em temperaturas criogênicas, foi desenvolvido e construído um criostato, possibilitando o resfriamento da cavidade (contendo o cristal de safira) até 77K através de sua inserção direta no interior de um *dewar* contendo Nitrogênio líquido (LN_2).

Conforme mostrado na Figura 6.7, o criostato utilizado era composto por um longo tubo de aço inoxidável com paredes finas, tendo sido soldado numa de suas extremidades uma câmara de vácuo, também feita de aço inoxidável, onde a cavidade ressonante pudesse ser alojada. O comprimento do tubo metálico ($\approx 1000mm$) foi determinado de acordo com a profundidade do tanque utilizado para armazenamento de LN_2 , de forma que a câmara de vácuo pudesse ser introduzida no mesmo e permanecesse submersa no líquido. Na extremidade superior do criostato existiam conexões para o sistema de vácuo, os sensores de pressão e de temperatura e para que os cabos coaxiais *UT85*,

feitos de aço inoxidável, fossem ligados ao sistema de medição externo. Estes cabos, mantidos no interior do tubo, foram conectadas a cavidade metálica através de sondas elétrica e magnética (feitas com cabos coaxiais de Cobre *UT47*).



Figura 6.7 – Montagem do ressonador de safira no interior do criostato construído para medições em 77K.

6.4.4 ACOPLAMENTO DO RESSONADOR E FATORES-Q

O acoplamento eletromagnético do ressonador com o circuito externo foi realizado através de duas sondas de campo, feitas a partir de cabos coaxiais de Cobre UT47. O sinal era injetado na cavidade metálica através de uma sonda magnética, sendo retirado por uma sonda elétrica que se acoplava aos WGM's $E_{m,n,p+\delta}$. Na Figura 6.8 pode ser observada a montagem do cristal de Safira no interior da cavidade metálica e as sondas utilizadas.

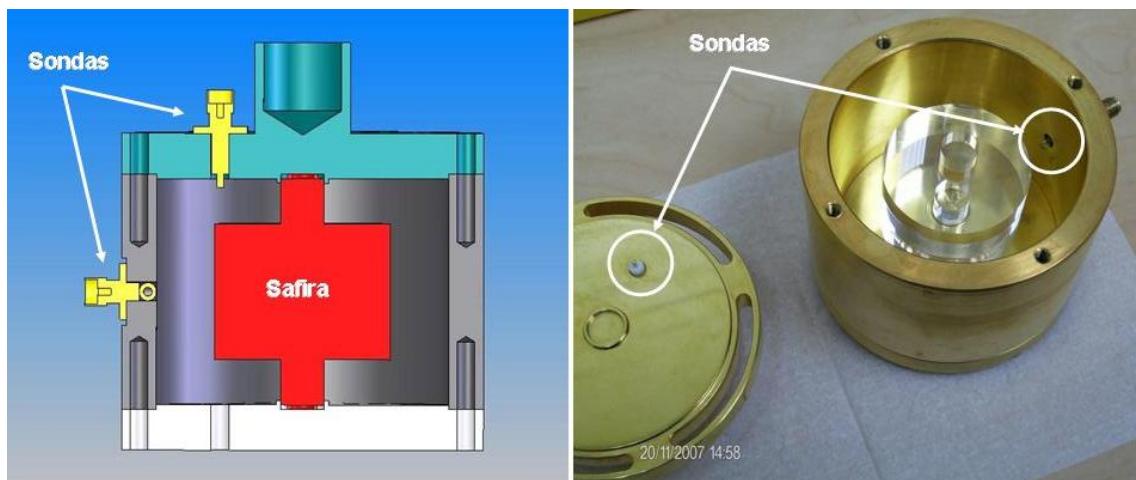


Figura 6.8 – Montagem do ressonador de safira no interior da cavidade metálica com as sondas utilizadas para injetar e retirar o sinal eletromagnético.

As medições de freqüência de ressonância, acoplamentos e fator-Q carregado⁷ foram realizadas em modo de reflexão. Segundo Turner (1995), a relação entre o coeficiente de acoplamento eletromagnético e o fator-Q não-carregado numa mesma temperatura é aproximadamente constante, ou seja:

$$\frac{\beta_e(T)}{Q_0(T)} \approx \frac{\beta_e(300K)}{Q_0(300K)} \approx \frac{\beta_e(77K)}{Q_0(77K)} \approx \text{constante} \quad (6.6)$$

Desta forma, as posições das sondas foram definidas a partir de medições realizadas em 300K, de forma a obter acoplamento eletromagnético próximo de um (crítico) com a cavidade resfriada a 77K.

⁷ As medições de freqüência de ressonância, acoplamentos e fator Q carregado foram realizadas no laboratório do “Frequency Standards and Metrology Research Group” no departamento de física da “University of Western Australia (UWA), sob a supervisão do Dr. Michael E. Tobar.

Considerando os valores esperados em 77K ($\beta_e(77K) \approx 1$ e $Q_0(77K) \approx 10^6$), os acoplamentos eletromagnéticos das sondas foram ajustados próximos a $\beta_e = 1,5 \times 10^{-2}$ em 300K. Para isto, foi utilizado o método desenvolvido por Munro *et al.* (2004), que permite a determinação precisa de coeficientes de acoplamentos muito pequenos em ressonadores eletromagnéticos nas freqüências de microondas, e cuja representação esquemática é mostrada na Figura 6.9.

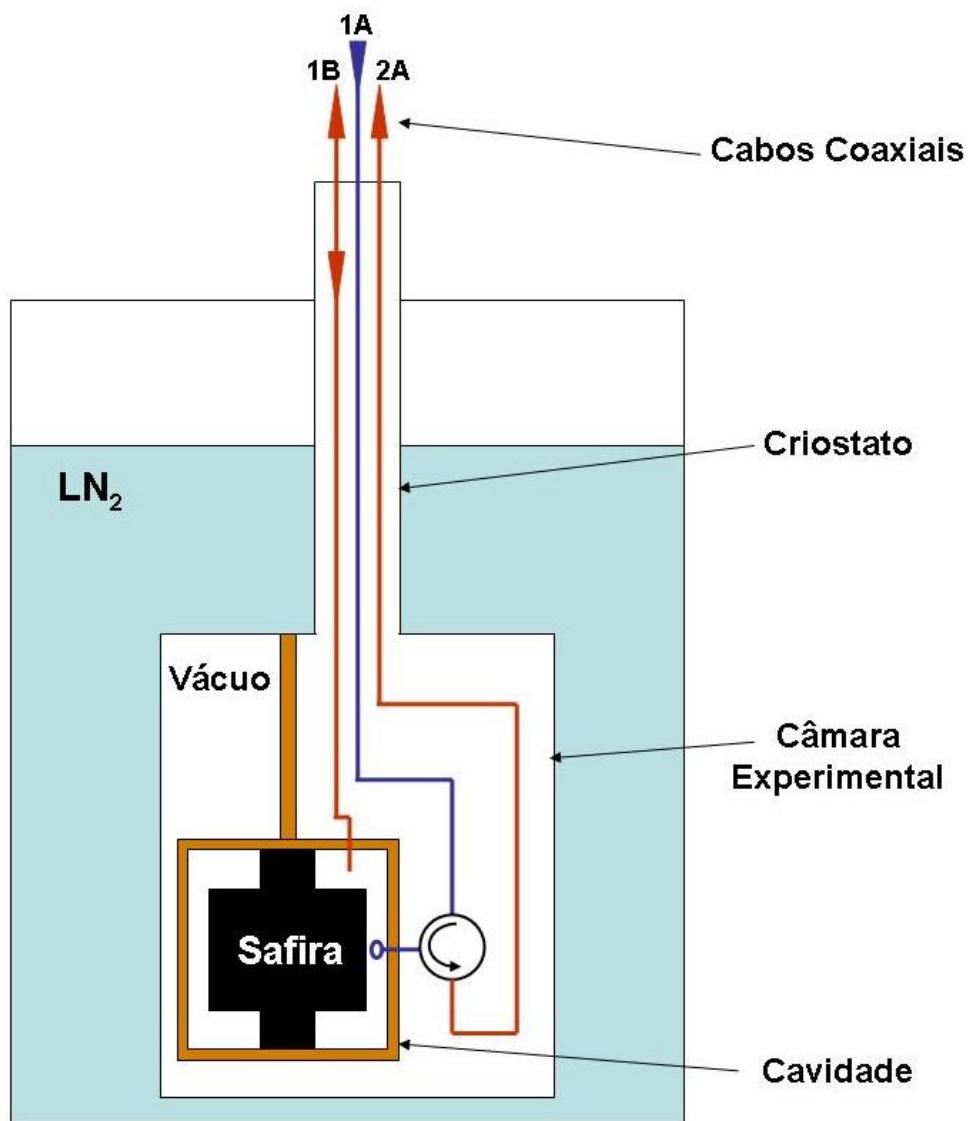


Figura 6.9 – Esquema da montagem experimental para medições em reflexão dos acoplamentos e fatores-Q do ressonador de Safira.

Na Figura 6.9 é mostrado o diagrama da montagem experimental utilizada e o arranjo das sondas na cavidade. Para as medições realizadas, foi utilizado um analisador de rede

vetorial Agilent Modelo 8720ET que possuía uma fonte de varredura operando numa faixa de freqüência de $10MHz$ a $20GHz$, com resolução de freqüência a partir de $1Hz$ e capacidade de medição (em magnitude e fase) de perda de inserção, ganho e perda de retorno.

Para determinação do fator-Q carregado, foram realizadas medições em modo de transmissão idênticas àquelas descritas no capítulo anterior. De acordo com a Figura 6.9, um sinal de varredura, numa faixa de freqüência pré-definida, era injetado na cavidade, pela sonda magnética através do circulador (Porta 1 → 2), sendo detectado pela sonda elétrica e enviado a Porta 2 do analisador de rede, para ser analisado em modo de transmissão. Através desta medição, foi possível determinar a freqüência de ressonância do WGM excitado pelo sinal e seu respectivo Q_c , através das Equações (5.10) e (5.12), discutidas no capítulo anterior:

$$Q_c = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (6.7)$$

Sendo Δf a largura de banda passante, definida na potência $P_{\Delta f}$ dada por:

$$P_{\Delta f}(dB) = -10 \log 2 + 10 \log \left(10^{\frac{P_{on}(dB)}{10}} + 10^{\frac{P_{off}(dB)}{10}} \right) \quad (6.8)$$

Para determinação do acoplamento eletromagnético da sonda elétrica, foram realizadas medidas em modo de reflexão idênticas àquelas descritas no capítulo anterior. De acordo com a montagem ilustrada na Figura 6.10(a), um sinal de varredura, numa faixa de freqüência pré-definida, era injetado na cavidade, sendo parte dele absorvida pelo ressonador de Safira na região de ressonância dos WGM's. A parte não absorvida deste sinal era, então, analisada em modo de reflexão. Uma vez determinada a freqüência de ressonância do WGM excitado pelo sinal e sua perda de reflexão (R_L), o coeficiente de acoplamento eletromagnético da sonda elétrica (β_l) era determinado de acordo com a relação (5.9a), discutida no capítulo anterior:

$$\beta_l = \frac{1 + S_{11}(f_0)}{1 - S_{11}(f_0)} = \frac{1 - 10^{-R_L/20}}{1 + 10^{-R_L/20}} \quad (6.9a)$$

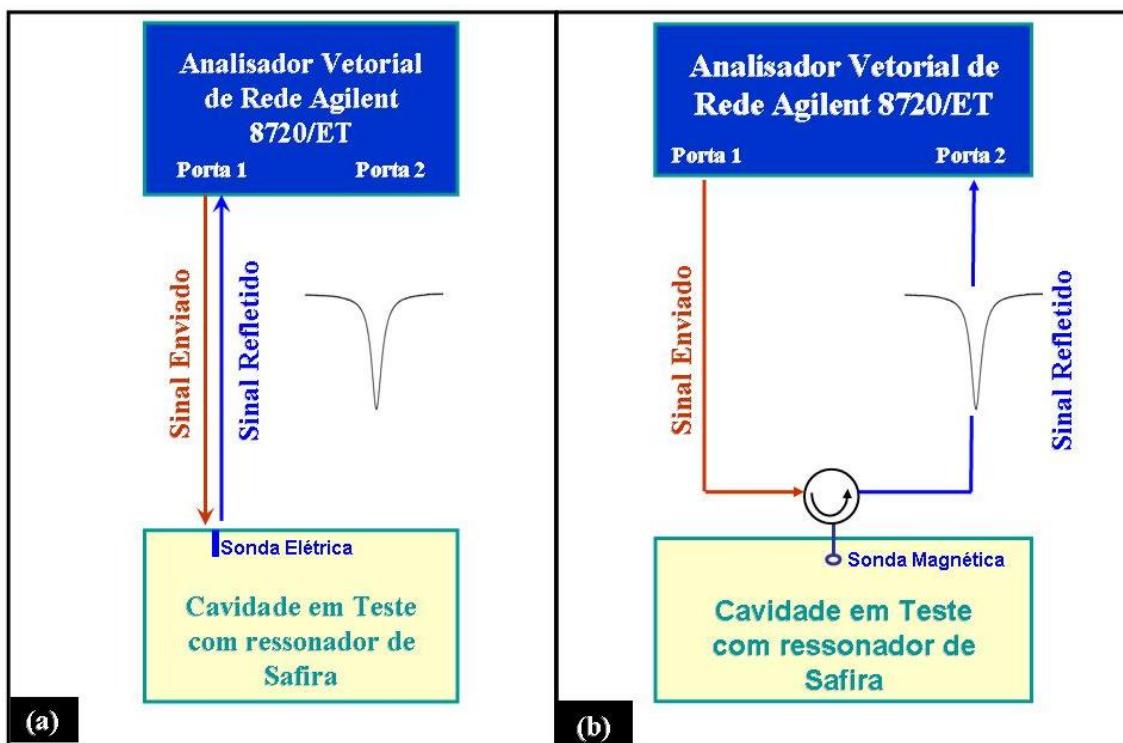


Figura 6.10 – Esquema da montagem experimental para medições do acoplamento eletromagnético: (a) medidas com a sonda elétrica; (b) medidas com a sonda magnética.

Para determinação do acoplamento eletromagnético da sonda magnética, foram realizadas medições em modo de transmissão do sinal refletido pela cavidade, de acordo com a montagem ilustrada na Figura 6.10(b). Para isto, utilizou-se um circulador *AEROCOMM Modelo N° J80.160 S/N 2061*, cujas perdas entre as portas 1, 2 e 3 são mostradas na Tabela 6.1. Um sinal de varredura, numa faixa de freqüência pré-definida, era injetado na cavidade através do circulador ($\text{Porta } 1 \rightarrow 2$), sendo parte dele absorvida pelo cristal de Safira na região de ressonância dos WGM's. A parte do sinal injetado não absorvida pelo ressonador era refletida e enviada a Porta 2 do analisador de rede pela $\text{Porta } 2 \rightarrow 3$ do circulador, sendo analisada em modo de transmissão. Da mesma forma que no caso anterior, conhecendo-se a freqüência de ressonância e sua respectiva perda de reflexão, determinava-se o coeficiente de acoplamento eletromagnético da sonda magnética (β_2) de acordo com a relação:

$$\beta_2 = \frac{1 + S_{21}(f_0)}{1 - S_{21}(f_0)} = \frac{1 - 10^{-R_L/20}}{1 + 10^{-R_L/20}} \quad (6.9b)$$

TABELA 6.1 CARACTERIZAÇÃO DO CIRCULADOR UTILIZADO NAS MEDIÇÕES EM MODO DE TRANSMISSÃO DO SINAL REFLETIDO PELA CAVIDADE.

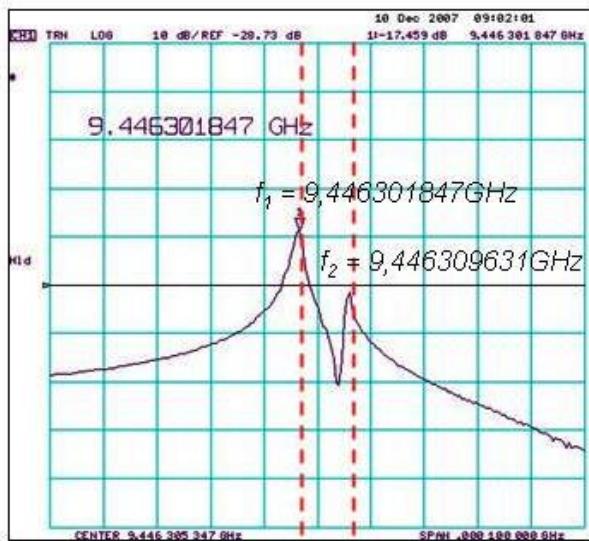
Circulador AEROCOMM Modelo N° J80.160 S/N 2061 (Medidas em 77K)				
	Perda de Inserção (dB)	Isolação (dB)		
Porta	1→2	0,78	2→1	27,3
Porta	2→3	14,70	3→2	0,12
Porta	3→1	1,54	1→3	15,12

Uma vez determinados o fator-Q carregado e os respectivos coeficientes de acoplamentos eletromagnéticos das sondas (β_1 e β_2), o valor do fator-Q não-carregado era determinado pela relação (5.3a):

$$Q_0 = Q_c(1 + \beta_1 + \beta_2) \quad (6.10)$$

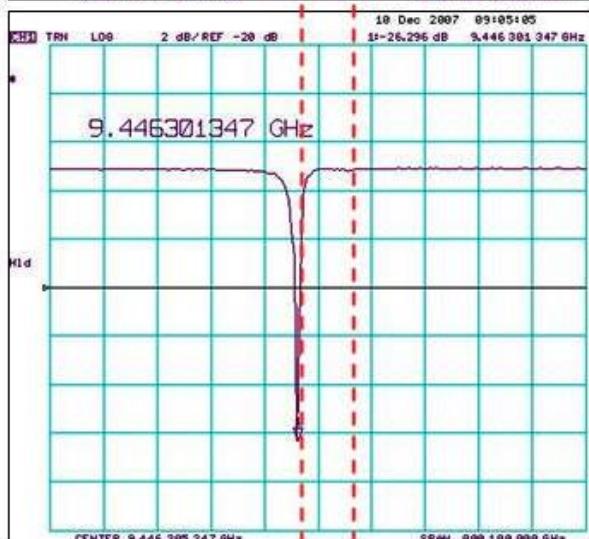
Conforme mencionado na seção 6.1.1, o cristal de Safira havia sido projetado para oscilar em 10,24GHz no WGM de alta ordem $E_{11,1,\delta}$. Entretanto, medições preliminares realizadas em 77K mostraram a existência de um modo espúrio da cavidade metálica próximo a este modo ressonante. Desta forma, optou-se pelo modo imediatamente inferior, que também apresentava um alto fator-Q.

Na Figura 6.11 são mostrados os resultados obtidos através das medições realizadas em 77K para o WGM $E_{10,1,\delta}$. Observa-se a existência de um “dubleto”, resultante da diminuição da largura de banda na freqüência de ressonância para valores inferiores a $\approx 5\text{kHz}$ em decorrência do resfriamento do cristal em temperaturas criogênicas (Santiago *et al.*, 1994; Mann *et al.*, 1992). Os acoplamentos dos modos “dubletos” podem ser diferentes e, consequentemente, afetarem os fatores-Q carregados e não-carregados (Woode *et al.*, 1996). Desta forma, foram realizadas medições em ambos os *picos*.



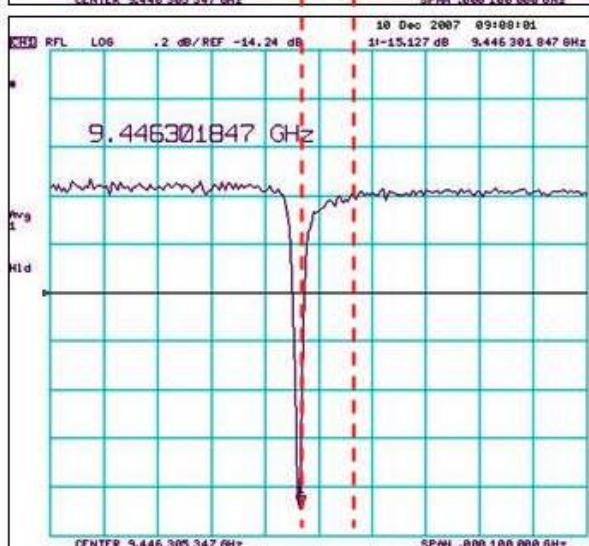
Modo E_{10,1,δ}

SPAN = 100kHz



**Medida em
Transmissão para
determinação de Q_c**

1A → 1B + 2A → 50Ω



**Medida em
Transmissão para
determinação de β₂**

1A → 2A + 1B → 50Ω

**Medida em Reflexão
para determinação de β₁**

1B → 1B

1A → 50Ω; 2A → 50Ω

Figura 6.11 – Resultados obtidos através das medições realizadas em 77K para o WGM

$$E_{10,1,\delta}.$$

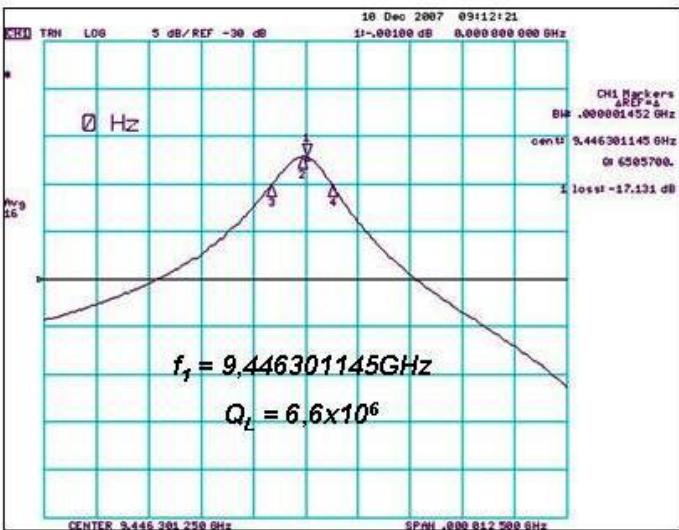
Na Tabela 6.2 são mostrados os resultados obtidos para as duas freqüências observadas no “dublete” do WGM $E_{10,1,\delta}$ do ressonador de Safira resfriado a 77K.

TABELA 6.2 RESULTADOS OBTIDOS PARAS AS DUAS FREQÜÊNCIAS DO
“DUBLETO” OBSERVADO PARA O WGM $E_{10,1,\delta}$ DO
RESSONADOR DE SAFIRA RESFRIADO A 77K.

Medidas em 77K			Sonda Elétrica		Sonda Magnética		
f_0 (GHz)	Δf (kHz)	Q_L	R_L (dB)	β_1	R_L (dB)	β_1	Q_0
9,446301145	1,452	$6,5 \times 10^6$	4,3	0,24	15,0	0,70	$1,3 \times 10^7$
9,446309631	1,297	$7,3 \times 10^6$	34,7	0,96	0,19	$6,8 \times 10^{-3}$	$1,5 \times 10^7$

De acordo com os resultados apresentados na tabela acima, pode ser observado que em $f_0 = 9,446301145\text{GHz}$, a sonda magnética está mais acoplada do que a sonda elétrica.

Para $f_0 = 9,446309631\text{GHz}$, a sonda magnética está praticamente desacoplada, enquanto que a sonda elétrica possui acoplamento próximo de um (crítico). Desta forma, conclui-se que os fatores-Q maiores poderão ser obtidos aumentando os acoplamentos das sondas elétrica e magnética. Nas Figuras 6.12 e 6.13 são mostrados os resultados experimentais obtidos individualmente para cada pico de ressonância do “dublete” observado para o WGM $E_{10,1,\delta}$ do ressonador de Safira resfriado a 77K.

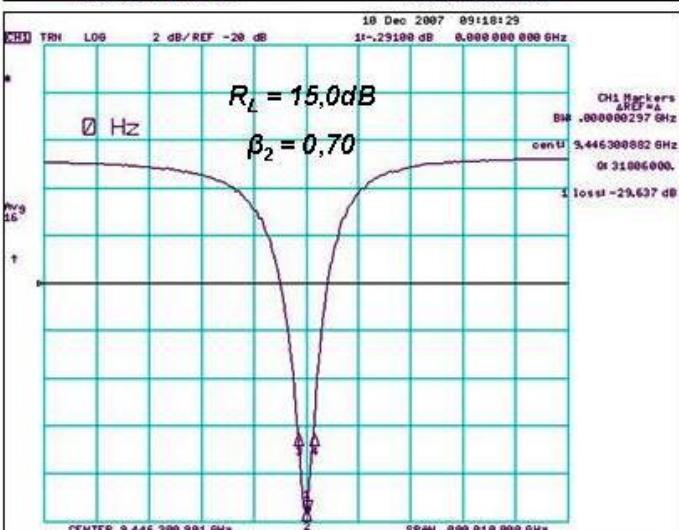


modo E_{10,1,5}

SPAN = 10kHz

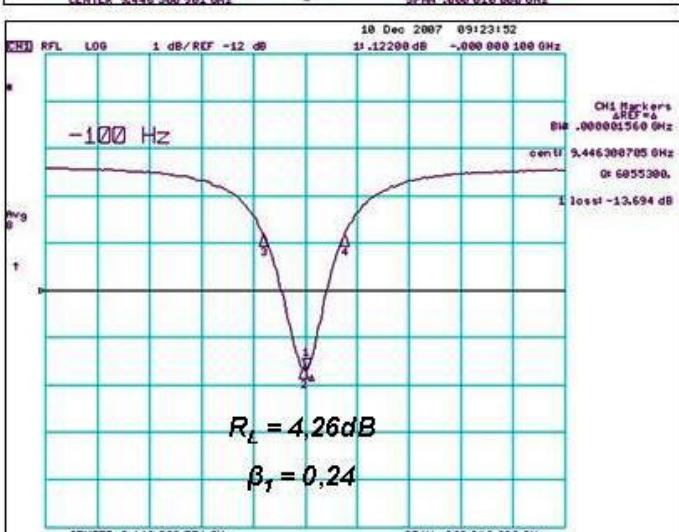
Medida em Transmissão para determinação de Q_c

$$1A \rightarrow 1B + 2A \rightarrow 50\Omega$$



**Medida em
Transmissão para
determinação de β ,**

$$1A \rightarrow 2A + 1B \rightarrow 50\Omega$$



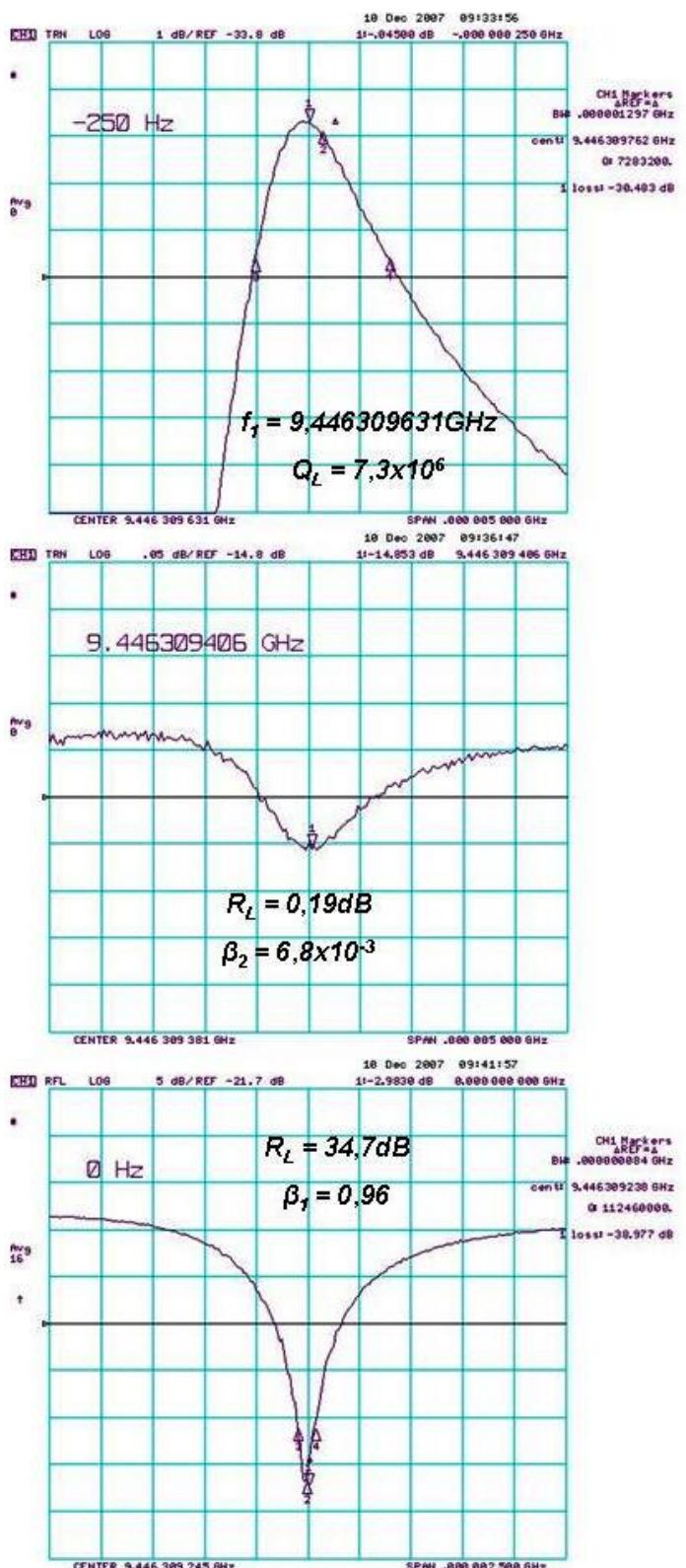
Medida em Reflexão para determinação de β

1B → 1B

$1A \rightarrow 50\Omega$; $2A \rightarrow 50\Omega$

Figura 6.12 – Resultados obtidos através das medições realizadas em 77K para o WGM

$E_{10,1,\delta}$, com $f_0 = 9,446301145\text{GHz}$.



Modo E_{10,1,δ}

SPAN = 10kHz

Medida em
Transmissão para
determinação de Q_c

1A → 1B + 2A → 50Ω

Medida em
Transmissão para
determinação de β₂

1A → 2A + 1B → 50Ω

Medida em Reflexão
para determinação de β

1B → 1B

1A → 50Ω; 2A → 50Ω

Figura 6.13 Resultados obtidos através das medições realizadas em 77K para o WGM

$$E_{10,1,\delta}, \text{ com } f_0 = 9,446309631 \text{ GHz}.$$

6.5 CARACTERIZAÇÃO DO AMPLIFICADOR UTILIZADO

O amplificador utilizado no oscilador desenvolvido, *Modelo JCA812-5021 - Serial N^º 102*, foi fornecido pela *Endwave Defense Systems* e possuía alto ganho em potência (Figura 6.14).



Endwave Defense Systems, Inc., 130 Baytech Drive, San Jose, CA 95134
Phone: 408-522-3180, Fax: 408-522-3181, Email: edsi@endwave.com

Amplifier part number	JCA812-5021
Frequency Range (GHz)	8-12
Gain dB (min)	38
Gain Flatness +/-dB (max)	1.5
Noise Figure dB (max)	5.0
Power Out P1-dBm (min)	27
IP ₃ dBm (typ)	35
VSWR In & Out (max)	2.0:1
DC Current @ +12 to +15VDC mA (typ)	1000
Package Type	XK6

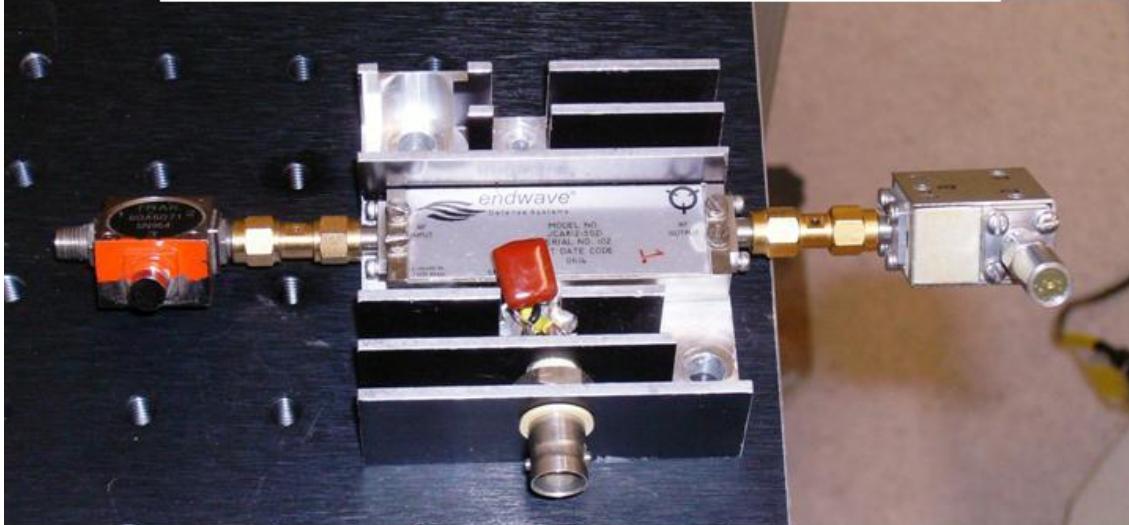


Figura 6.14 Amplificador *Endwave Defense Systems* *Modelo JCA812-5021 - Serial N^º 102*, utilizado no oscilador desenvolvido.

O ganho de potência do amplificador pode ser obtido através da razão entre a potência de saída (P_{OUT}) e a de entrada (P_{IN}), sendo dado por:

$$G = \frac{P_{OUT}}{P_{IN}} \approx 40 \text{ dBm} \quad (6.11)$$

A Figura 6.15 mostra a relação entre a potência de entrada e a de saída do amplificador utilizado. Conforme pode ser observado, o ganho apresentado pelo amplificador foi de $G \approx 40\text{dBm}$.

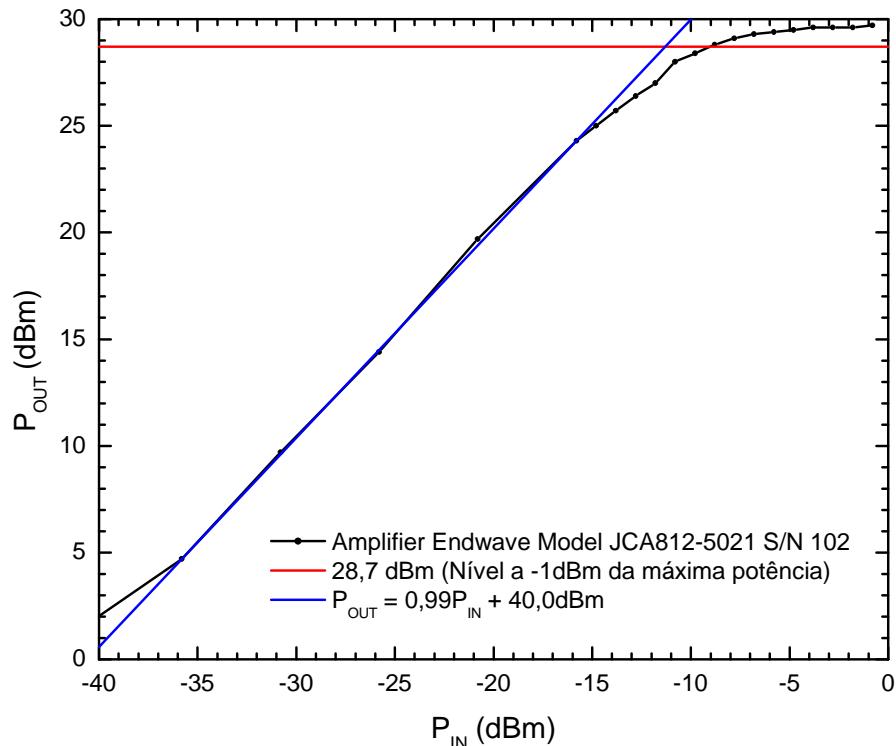


Figura 6.15 Relação entre a potência de saída e a de entrada do amplificador *Endwave Defense Systems Modelo JCA812-5021 - Serial N° 102*, utilizado no oscilador desenvolvido.

De acordo com as especificações do fabricante, o amplificador possuía uma Figura de Ruído $F_{dB} < 5\text{dB}$. Desta forma, a Temperatura efetiva de ruído do amplificador de alto ganho de potência pode ser calculada através da seguinte relação:

$$T_{eff} = T(F - 1) < 650K \quad (6.12)$$

Onde $F = 10^{(F_{dB}/10)}$ é o Fator de ruído e $T \approx 300K$ é a temperatura ambiente. Na Figura 6.16 é mostrada a curva de caracterização eletromagnética do amplificador *Endwave*

Defense Systems Modelo JCA812-5021 - Serial N^º 102, utilizado no oscilador desenvolvido.

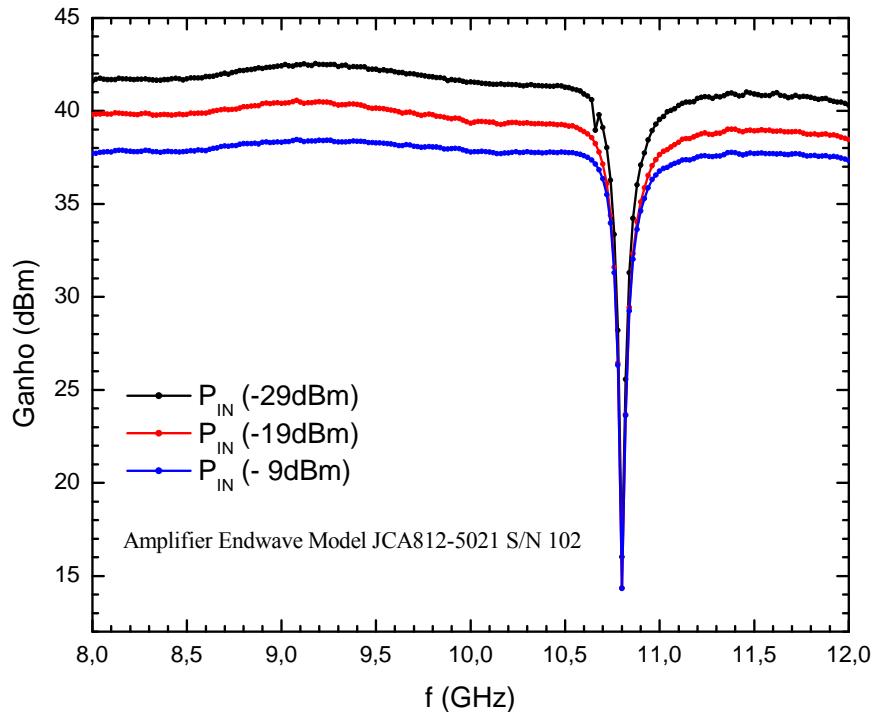


Figura 6.16 Curva da caracterização eletromagnética do amplificador do amplificador *Endwave Defense Systems* Modelo JCA812-5021 - Serial N^º 102, utilizado no oscilador desenvolvido.

O ruído *flicker* (ou *background*) do amplificador foi medido de acordo com o esquema apresentado na Figura 6.17. Dois sinais na mesma freqüência $f_0 = 9,446301145\text{GHz}$, ajustados por uma cadeia de filtros passa-banda foram injetados no *mixer*, pelas portas RF e LO. Para que o mixer atuasse como detector de fase, os dois sinais deveriam estar em quadratura (defasados de 90^0), sendo para isto utilizados os Defasadores φ_1 e φ_2 . O sinal DC extraído pela porta IF era igual à diferença dos sinais de entrada (com freqüência de 0Hz e tensão média de saída de 0V), e possuindo flutuações AC proporcionais aos ruídos de fase das fontes de entrada RF e LO. Uma amostra do sinal na saída IF do detector de fase era enviada para um osciloscópio para verificar a condição de quadratura, sendo a tensão indicada por zero Volt DC. A outra parte deste

sinal era enviada analisador de espectro onde era realizada a medição do ruído do amplificador.

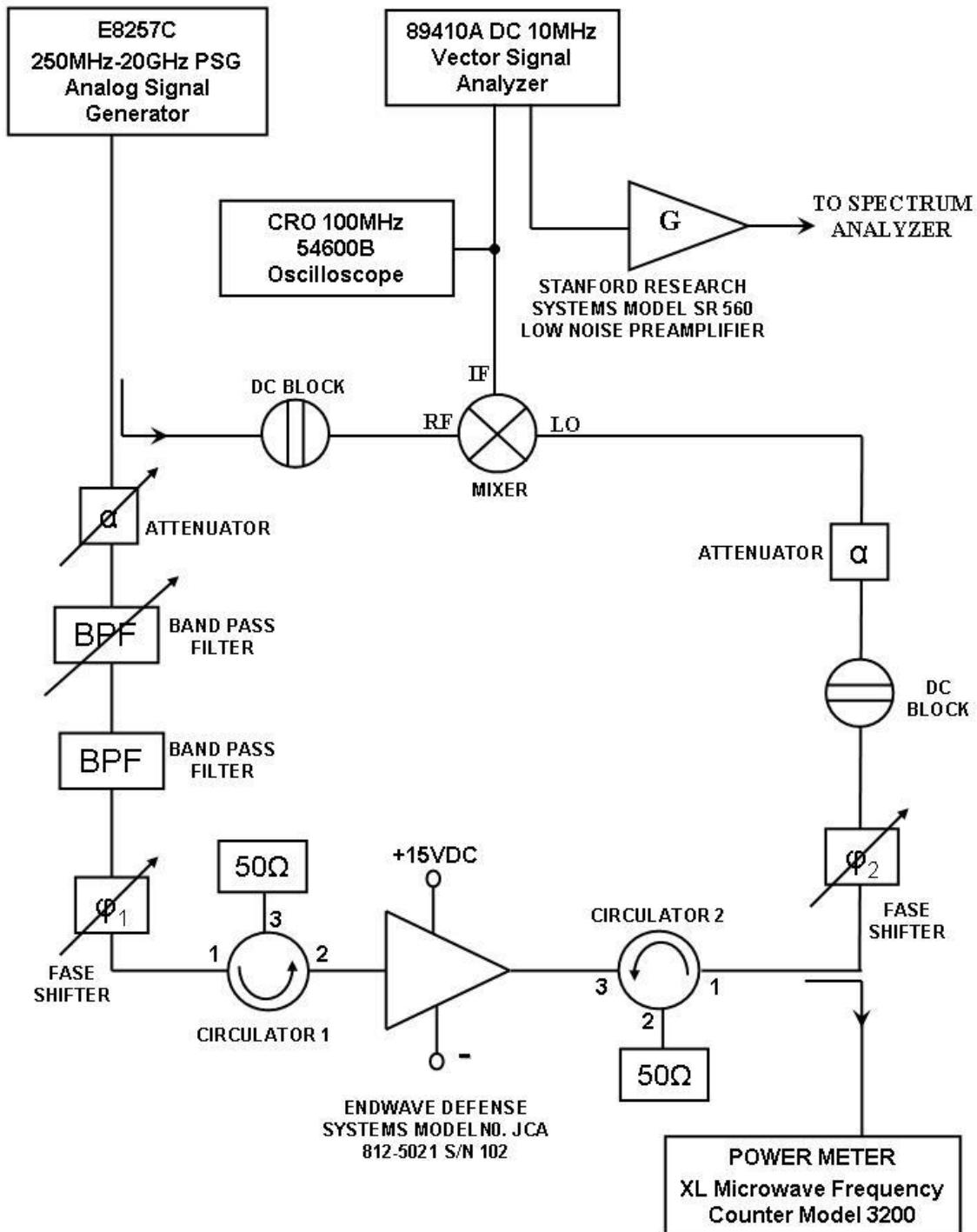


Figura 6.17 Esquema da montagem utilizada para medição do ruído *flicker* (ou *background*) do amplificador *Endwave Defense Systems Modelo JCA812-5021 - Serial N° 102*, utilizado no oscilador desenvolvido.

Na Figura 6.18 é mostrado o resultado obtido para o ruído de fase do amplificador de alto ganho *Endwave Defense Systems Modelo JCA812-5021 - Serial N^º 102*, utilizado no oscilador desenvolvido.

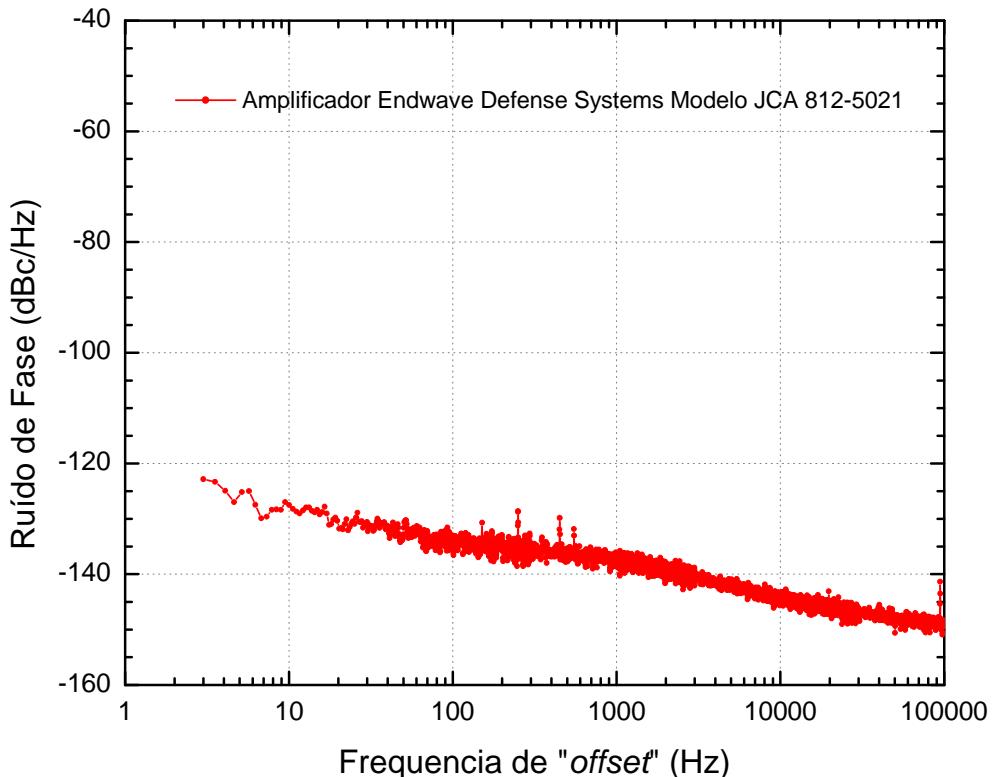


Figura 6.18 Ruído de fase do amplificador de alto ganho *Endwave Defense Systems Modelo JCA812-5021 - Serial N^º 102*, utilizado no oscilador desenvolvido.

De acordo com a figura acima, para uma freqüência de “offset” de $3,2\text{kHz}$, o ruído de fase do amplificador utilizado será de $\approx 140\text{dBc / Hz}$, sendo o fator limitante no ruído de fase do oscilador desenvolvido.

6.6 O OSCILADOR E AS MEDIDAS DE RUÍDO DE FASE

Depois de caracterizados o amplificador de alto ganho e o ressonador de Safira, incluindo os ajustes de acoplamentos eletromagnéticos das sondas inseridas nas cavidades, foram realizadas medidas de ruído de fase do oscilador. Um dos métodos

mais utilizados para medidas de ruídos numa portadora consiste na utilização de um elemento misturador não linear (*mixer*) sensível as variações de amplitude e fase.

A utilização do discriminador de freqüência com um *mixer* permite converter os termos de curta flutuação de freqüência de uma fonte em flutuação de tensão que pode ser medida em um analisador de espectros (Woode *et al.*, 1996). Na técnica de medição com discriminador de freqüência, o sinal da portadora é cancelado pelo *mixer*, que atua como um detector de fase, medindo apenas o ruído do sinal resultante, e convertendo as flutuações de fase em flutuações de tensão.

Na Figura 6.19 é mostrado o esquema da montagem experimental utilizada. A cavidade (caracterizada na seção anterior) contendo o ressonador de Safira foi mantida em 77K, sendo utilizada como elemento determinador da freqüência de oscilação do circuito ressonante. Dois sinais na mesma freqüência $f_0 = 9,446301145\text{GHz}$ foram injetados no *mixer*, pelas portas RF e LO. Para que o mixer atuasse como detector de fase, os dois sinais deveriam estar em quadratura (defasados de 90^0), sendo para isto utilizado o Defasador 1. O sinal DC extraído pela porta IF era igual à diferença dos sinais de entrada (com freqüência de 0Hz e tensão média de saída de 0V), e possuindo flutuações AC proporcionais aos ruídos de fase das fontes de entrada RF e LO.

Para se obter a condição de quadratura, foi utilizado um sistema de correção de fase eletronicamente sintonizável e estável, fixando a freqüência do oscilador. Um osciloscópio, conectado a saída IF do detector de fase, foi utilizado para verificar a condição de quadratura, sendo a tensão indicada por zero Volt DC.

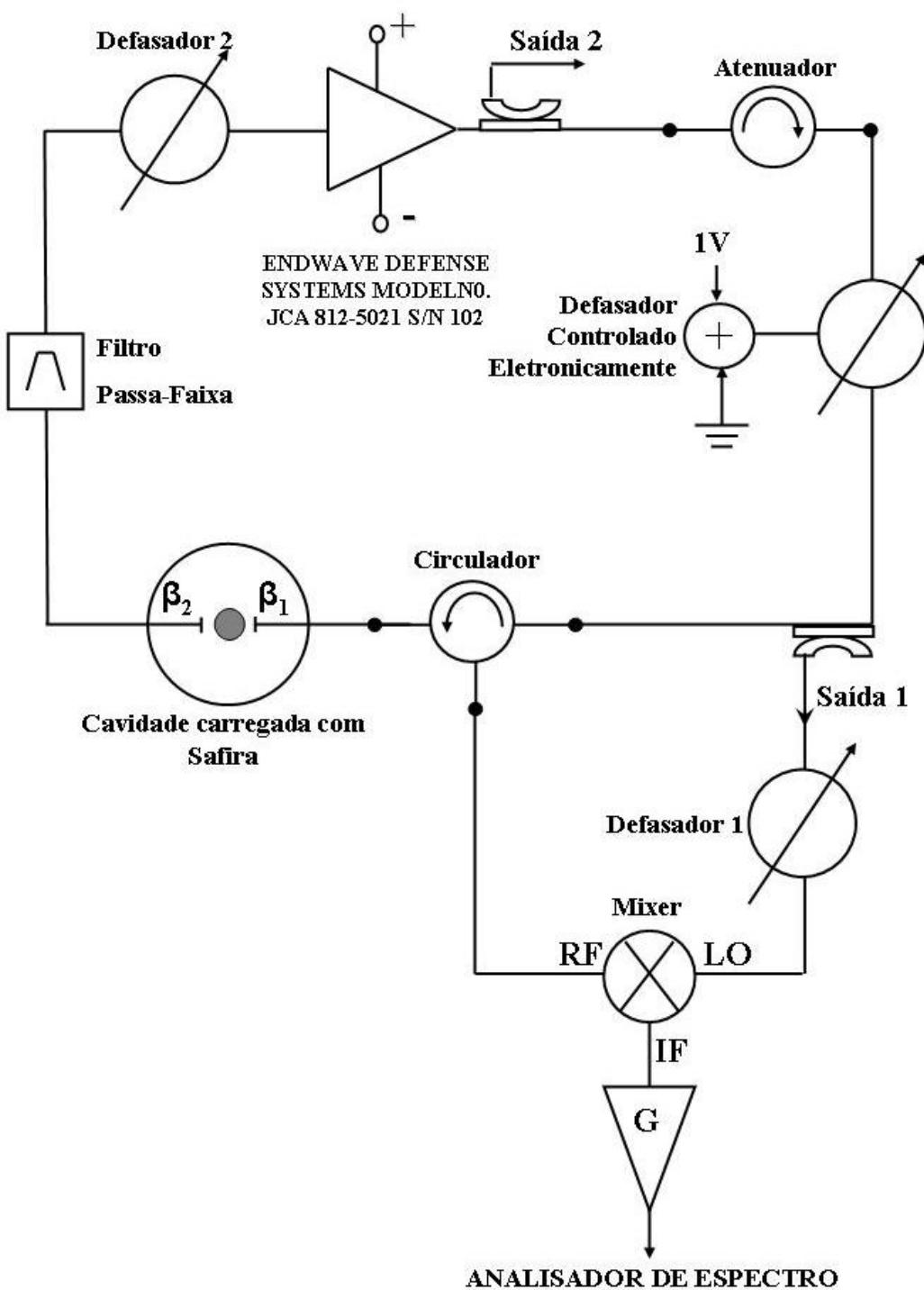


Figura 6.19 Esquema da montagem experimental utilizada medição do ruído de fase o oscilador desenvolvido. A combinação do mixer com o ressonador de alto fator-Q (em 77K) é um detector de fase extremamente sensível denominado Discriminador de Freqüência.

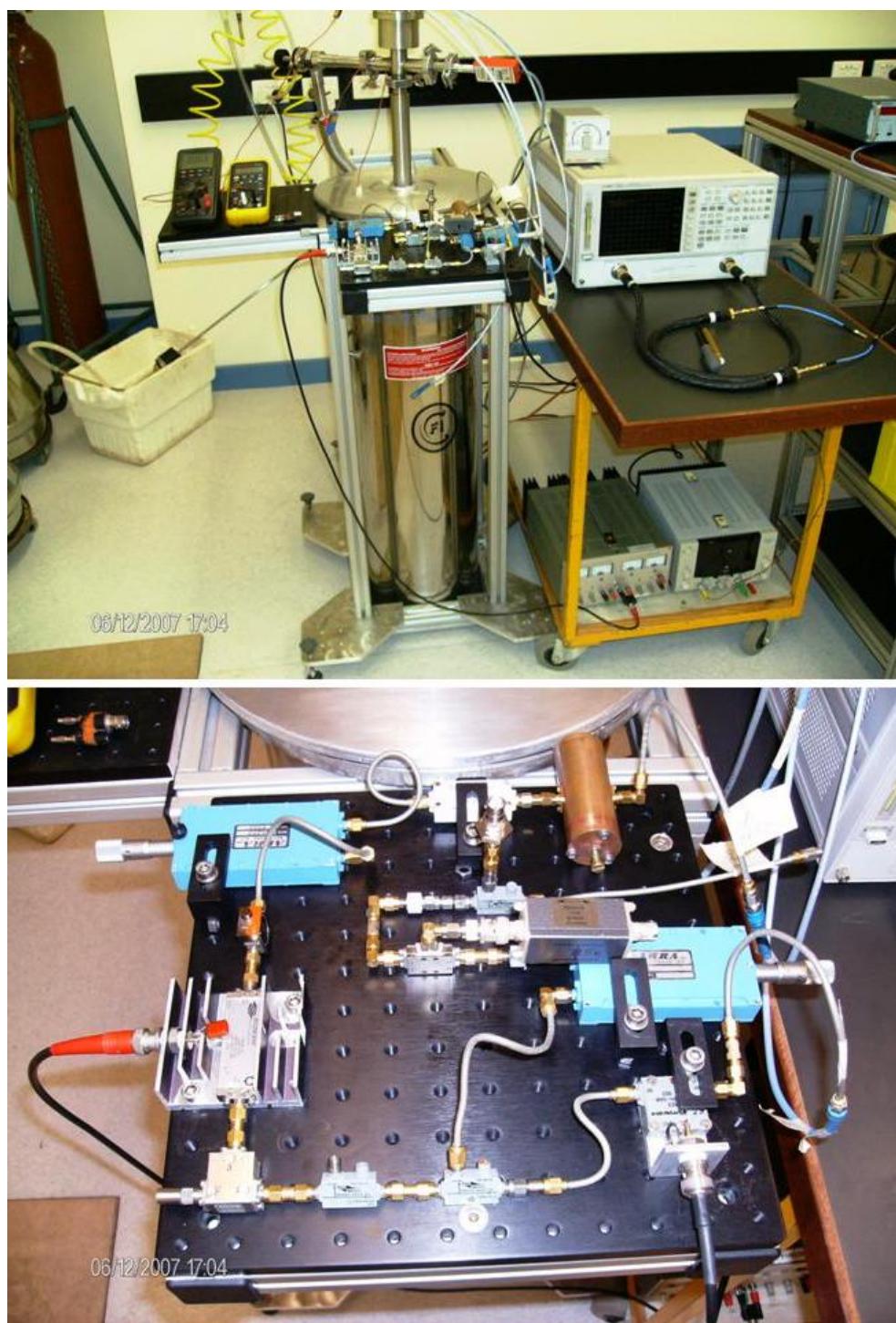


Figura 6.20 Montagem experimental utilizada nas medições de ruído de fase do oscilador.

Na Figura 6.20 podem ser observados detalhes da montagem experimental utilizada nas medidas de ruído de fase do oscilador. A cavidade contendo o cristal de Safira permaneceu submersa em LN₂, sendo utilizado um amplificador de alto ganho e baixo

ruído de fase para satisfazer a condição que o circuito tenha um ganho de malha maior do que uma unidade. O acoplador direcional retirava uma amostra do sinal para alimentar a entrada LO do detector de fase.

6.7 RESULTADOS OBTIDOS

O ruído de fase eletrônico medido usando a técnica de medição com discriminador de freqüência é mostrado na Figura 6.21.

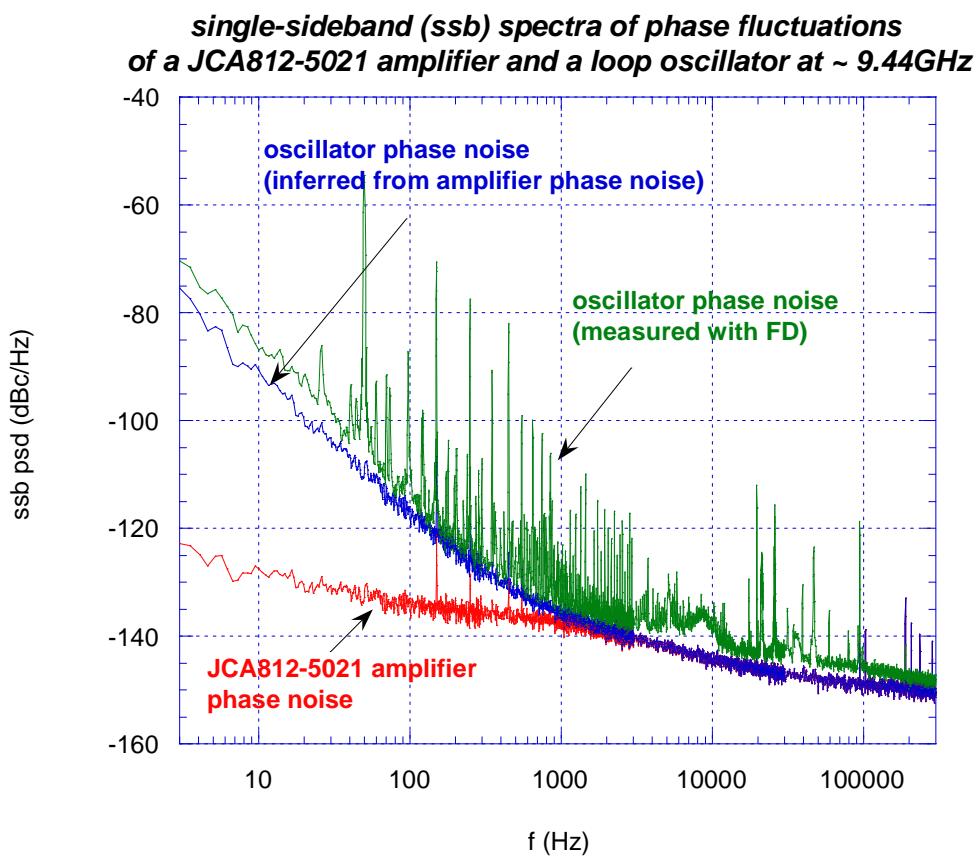


Figura 6.21 Montagem experimental utilizada nas medições de ruído de fase do oscilador.

Na figura acima, a curva em vermelho representa o ruído de fase do amplificador de alto ganho. Na curva representada pela cor azul é mostrado o ruído de fase do oscilador inferido pelo Modelo de Leeson, conforme as Equações (6.4) e (6.5) e os resultados apresentados na Tabela 6.2 (seção 6.4.4) para a cavidade metálica com o ressonador de

Safira. Observa-se por esta figura, que o ruído medido é de cerca de $-140\text{dBc/Hz}@3,2\text{kHz}$, sendo limitado pelo ruído do amplificador utilizado. A curva em verde apresenta os resultados obtidos através das medições descritas na seção anterior, indicando que o ruído de fase do oscilador desenvolvido é de $\approx -135\text{dBc/Hz}@3,2\text{kHz}$.

6.8 DISCUSSÕES E CONCLUSÕES

Foi desenvolvido um oscilador em freqüências de microondas (banda-X) com ruído de fase de $\approx -135\text{dBc/Hz}@3,2\text{kHz}$. Neste oscilador foi utilizado um ressonador de cristal de Safira, mantido a 77K, com alto fator-Q ($1,5 \times 10^7$), enquanto os outros componentes eletrônicos permaneceram em temperatura ambiente (300K).

As medições de ruído de fase do oscilador foram realizadas utilizando a técnica de descriminador de freqüência, e os resultados foram consistentes com o modelo de Leeson.

O nível de ruído de fundo do oscilador foi limitado pelo ruído do amplificador de alto ganho. Desta forma, acredita-se que utilizando amplificadores com ultra-baixo ruído ($\approx -160\text{dBc/Hz}@3,2\text{kHz}$) disponíveis no mercado, seja possível atingir níveis ainda menores para o ruído dos osciladores, aumentando a sensibilidade do detector *Mario Schenbergs*.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES

Localizado na Universidade de São Paulo, o detector *Mario Schenberg* é composto por uma esfera de *CuAl(6%)*, com 65cm de diâmetro, cerca de 1150kg , não tendo sido atingida (até o momento) a sensibilidade inicialmente planejada para que se pudesse detectar, entre outros eventos, os sinais impulsivos provenientes de: colapsos de núcleos estelares que gerem um evento do tipo supernova; instabilidades hidrodinâmicas de estrelas de nêutrons; “quakes” e oscilações de estrelas de nêutrons (modo f) induzidos pela queda de matéria em sistemas binários; excitação dos primeiros modos quasinormais de buracos negros de aproximadamente $3,8M_s$ até $9M_s$; e, coalescência de buracos negros e/ou estrelas de nêutrons de cerca de $1,9M_s$ (Araujo *et al.*, 2004; Miranda, Araujo e Aguiar, 2004; Costa *et al.*, 2004).

O objetivo principal deste trabalho foi construir um conjunto de transdutores paramétricos do tipo cavidade reentrante fechada com alta sensibilidade para ser utilizado no detector *Mario Schenberg*. Para isto, foram utilizados dois tipos de materiais, Nióbio (*Nb*) com alta concentração de Tântalo (1420ppm) e *CuAl(6%)*. As membranas que fecham as cavidades foram fabricadas a partir de lâminas de silício. Para obter o efeito da supercondutividade em $4,2K$ (temperatura atual de operação do detector), as peças de *CuAl(6%)* e Silício receberam um filme de Nióbio depositado por *Sputtering*.

Diversas cavidades similares às dos transdutores foram construídas e testadas criogenicamente para determinação das freqüências de ressonâncias e dos fatores Q não-carregados em função do acoplamento eletromagnético. Para as cavidades de Nióbio, obteve-se $Q_0 \approx 1,6 \times 10^5$ quando fechadas por tampa de *Nb* com alta concentração de Tântalo e $Q_0 \approx 2,65 \times 10^5$ para tampas de *Nb* com concentração de Tântalo inferior a 1000ppm , comprovando a influência deste elemento na obtenção do efeito de supercondutividade.

Durante os testes criogênicos, foi verificada a necessidade de um tratamento superficial adequado, envolvendo anodização para proteção das superfícies internas das cavidades

contra oxidação progressiva. Espera-se obter Q_0 's $\approx 3,0 \times 10^5$ em $4,2K$, através da utilização de Nb com alta pureza e baixa concentração de Ta e de um tratamento superficial adequado.

Devido à baixa espessura dos filmes depositados ($200nm$) sobre as cavidades de $CuAl(6\%)$ e/ou a não anodização das mesmas, não foi verificado o efeito de supercondutividade nas mesmas.

Para atingir o nível de sensibilidade desejada para o detector *Mario Schenberg*, é necessário que o seu sistema de transdução paramétrica seja bombeado com um sinal em freqüências de microondas (banda-X) com ruídos de fase da ordem de $-145dBc/Hz@3,2kHz$. Os osciladores utilizados atualmente possuem níveis de ruído de fase da ordem de $-100dBc/Hz@3,2kHz$ (Andrade, 2004). Desta forma, também foi construído e testado um novo oscilador de $10GHz$ com ultra-baixo ruído de fase, utilizando um cristal de safira mantido a $77K$. Os resultados obtidos apresentaram um ruído de $\approx -135dBc/Hz@3,2kHz$, limitado pelo ruído do amplificador de alto ganho de potência utilizado. Espera-se obter valores inferiores a $\approx -150dBc/Hz@3,2kHz$ com a simples substituição do amplificador utilizado por outro com baixo ruído de fase ou, pela adição de um outro amplificador com baixo ruído de fase, antecedendo o atual na malha do circuito do oscilador.

De acordo com simulações computacionais, cujos parâmetros de entrada são mostrados na Tabela 7.1, a sensibilidade dos novos transdutores será da ordem de $h \approx 8 \times 10^{-21} Hz^{-1/2}$ em $3200 \pm 200Hz$, utilizando os resultados obtidos para as cavidades reentrantes e para o oscilador de baixo ruído de fase. Na Figura 7.1 é apresentada a sensibilidade espectral de deformações do detector *Mario Schenberg*, com o ruído de fase do oscilador desenvolvido.

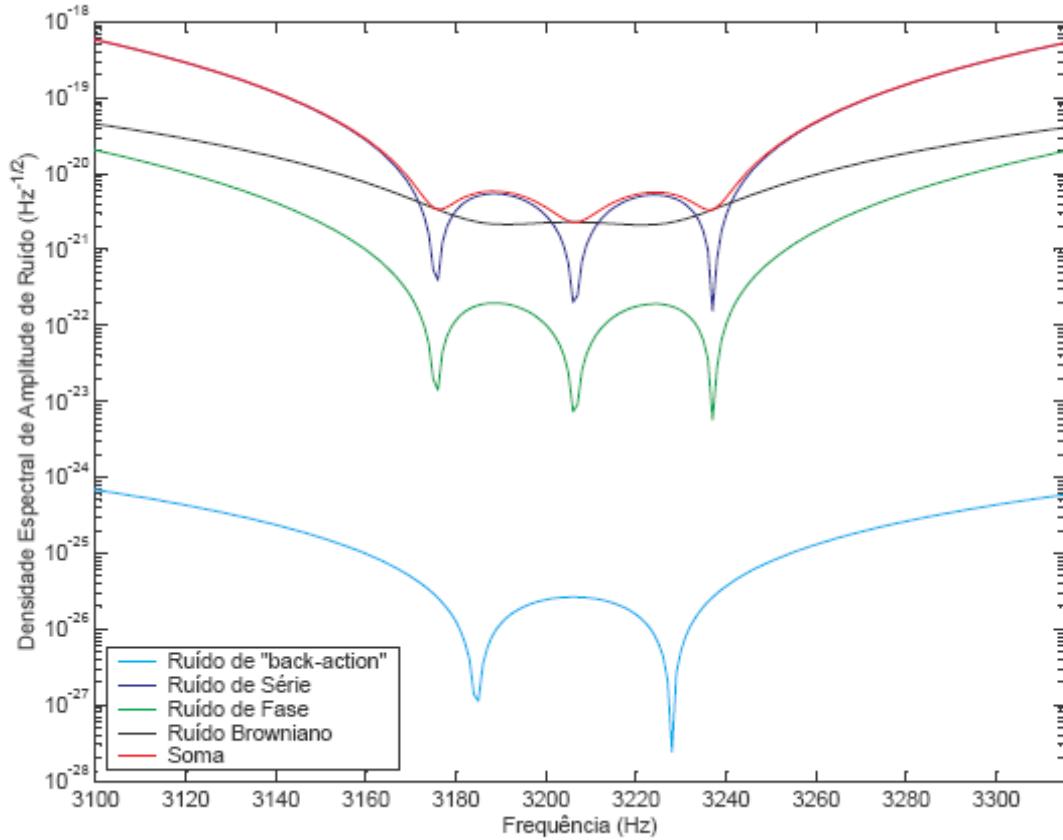


Figura 7.1 Sensibilidade espectral de deformações do detector *Mario Schenberg*, com o ruído de fase do oscilador desenvolvido.

TABELA 7.1: PARÂMETROS DE ENTRADA UTILIZADOS NA SIMULAÇÃO DO DESEMPENHOO DO DETECTOR MARIO SCHENBERG.

Temperatura Termodinâmica	5K
Freqüência do oscilador	10GHz
Acoplamento eletromagnético	1
Deslocamento da freqüência df / dx	6×10^{13} Hz/m
Potência incidente	-70dBm ou 10^{-10} Watts
Temperatura de ruído do amplificador	10K
Fator de qualidade elétrico	$2,65 \times 10^5$
Ruído de fase	-135dBc/Hz@3,2 kHz
Ruído de amplitude	-150dBc/Hz@3,2 kHz

Analizando a Figura 7.1, observa-se que o ruído de série é dominante, sendo inversamente proporcional ao fator df / dx , conforme mostrado na Equação (3.14):

$$S_s(f) = \frac{T_{amp}(f)k_B}{P_{inc}} \left(\frac{2Q_e}{f_0} \frac{df}{dx} \right)^{-2} [m^2 / Hz] \quad (7.1)$$

Conseqüentemente, para melhorar a sensibilidade do detector *Mario Schenberg* é necessário aumentar este fator, o que pode ser feito alterando-se as dimensões do poste cônico central localizado no interior da cavidade reentrante, cujas dimensões atuais são *3,0mm* para o diâmetro da base e *1,0mm* para o diâmetro do topo do cone. Com a simples redução do diâmetro do topo do cone para *0,6mm*, o fator df / dx será da ordem de $3x10^{14} Hz/m$.

Conforme mencionado anteriormente, espera-se obter $Q_0's \approx 3x10^5$ para cavidades reentrantes submetidas a um tratamento superficial adequado e feitas com Nióbio de alta pureza e baixa concentração de Tântalo.

Considerando as possibilidades acima, somadas ao fato de que o ruído de fase do oscilador em *10GHz* com ultra-baixo ruído de fase, utilizando cristal de safira mantido a *77K*, possa ser reduzido para $-150dBc/Hz @ 3,2kHz$ com a troca do amplificador, as projeções futuras para a sensibilidade do detector *Mario Schenberg* são de $h \approx 2x10^{-21} Hz^{-1/2}$, quando operando em *10mK*, conforme mostrado na Figura 7.2. Na Tabela 7.2 são mostrados os parâmetros de entrada para a simulação realizada.

TABELA 7.2: PARÂMETROS DE ENTRADA UTILIZADOS NA SIMULAÇÃO PROJETADA DO DESEMPENHO DO DETECTOR MARIO SCHENBERG.

Temperatura Termodinâmica	5K
Freqüência do oscilador	10GHz
Acoplamento eletromagnético	1
Deslocamento da freqüência df / dx	$3x10^{14} Hz/m$
Potência incidente	-70dBm ou 10^{-10} Watts
Temperatura de ruído do amplificador	10K
Fator de qualidade elétrico	$3,0x10^5$
Ruído de fase	$-150dBc/Hz @ 3,2 kHz$
Ruído de amplitude	$-165dBc/Hz @ 3,2 kHz$

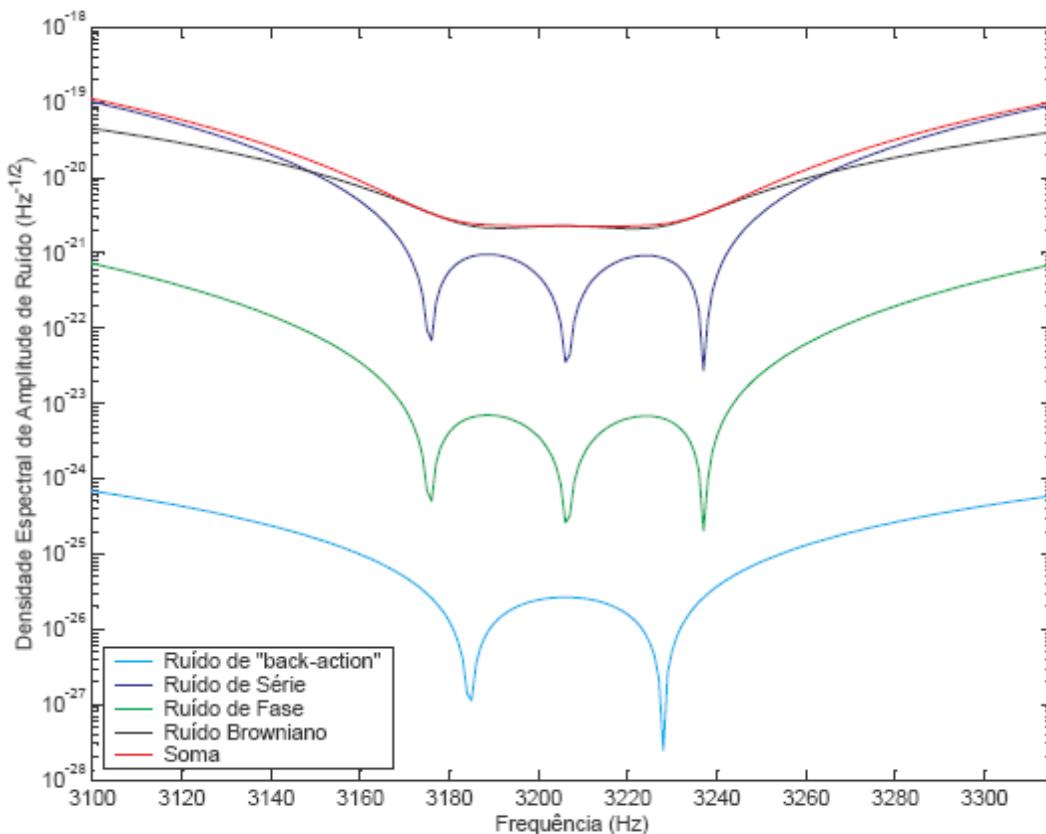


Figura 7.2 Sensibilidade espectral de deformações projetada para o detector *Mario Schenberg*, com melhorias no ruído de fase do oscilador e aumento do fator df / dx da cavidade reentrante.

De acordo com a figura acima, o ruído de série sofre uma redução da ordem de 30% em relação ao resultado apresentado na Figura 7.1. Uma redução expressiva (cerca de 25 vezes) desta fonte de ruído é percebida com a alteração do fator df / dx de $6 \times 10^{13} \text{ Hz/m}$ para $3 \times 10^{14} \text{ Hz/m}$. Nestas condições, o ruído browniano torna-se dominante com o detector operando em $4,2K$. Entretanto, esta temperatura será reduzida para $50mK$ com a instalação do refrigerador por diluição, prevista para este ano, e a sensibilidade do detector *Mario Schenberg* poderá atingir valores da ordem de $h \approx 2 \times 10^{-22} \text{ Hz}^{-1/2}$.

CAPÍTULO 8

SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Conforme discutido na seção anterior, para que o ruído do novo sistema de transdução paramétrica do detector *Mario Schenberg* seja reduzido, serão necessárias alterações nas dimensões da cavidade reentrante, principalmente com relação aos diâmetros do poste cônico central, de forma que o fator df/dx seja maximizado e, consequentemente, minimizado o ruído de série. Estas alterações poderão ser realizadas nos transdutores já construídos, cujo projeto foi descrito no Capítulo 4. Novas cavidades, com dimensões micrométricas, feitas de Nióbio (ou Silício recoberto com Nióbio) deverão ser construídas de forma a se obter o maior fator df/dx possível, sem que o fator-Q não carregado seja degradado.

Além das modificações nas dimensões da cavidade klystron, também será necessário desenvolver um processo de limpeza química e anodização do Nióbio, evitando oxidação progressiva no metal.

A deposição de filmes de Nióbio deverá ser estudada com maior profundidade, de forma a tornar possível a obtenção do efeito da supercondutividade em cavidades feitas de outros materiais como, por exemplo, Silício e CuAl(6%). Este estudo deverá envolver a caracterização microscópica dos filmes depositados.

Testes criogênicos em 4,2K deverão ser realizados com os transdutores construídos de forma que o fator de acoplamento eletromecânico entre os mesmos e a antena esférica possa ser medido.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ADLER, R.; BAZIN, M. AND SCHIFER, M. **An Introduction to General Relativity**, McGraw-Hill Book Company. New York, PP. xvi+451, ISBN: 978-0-07-000420-7, 1965.
- AGUIAR O. D. **Parametric Motion Transducer For Gravitational Wave Detectors**. Louisiana State. Tese de Doutoramento – Louisiana State University, 1990.
- AGUIAR, O.D. **The GRAVITON Project: first feasibility study**. Cryogenic Gravitational Wave Antennae: a progress workshop, Legnaro (Padova), Italy, 1993. Program and abstracts of contributions.
- AGUIAR, O. D.; ARAUJO J. C. N.; MIRANDA O. D.; VELLOSO W. F. JR. **Prováveis fontes candidatas à observação pelo detector de ondas gravitacionais MARIO SCHENBERG**. Reunião Anual da Sociedade Astronômica Brasileira, 25, Caxambú, 1999. Boletim da Sociedade Astronômica Brasileira, v. 19, n.1, p. 35, 1999.
- AGUIAR, O. D.; ANDRADE, L.A; CAMARGO FILHO, L.; COSTA, C. A.; DE ARAUJO, J. C. N; DE REY NETO, E. C.; DE SOUZA, S. T.; FAUTH, A. C.; FRAJUCA, C.; FROSSATI, G.; FURTADO, S. R.; FURTADO, V. G. S.; MAGALHÃES, N. S.; MARINHO JR.; R. M.; MATOS, E. S.; MELIANI, M. T.; MELO, J. L.; MIRANDA, O. D.; OLIVEIRA JR., N. F.; RIBEIRO, K. L.; SALLES, K. B. M.; STELLATI, C.; VELLOSO JR., W. F. **The status of brazilian spherical detector Mario Schenberg**. Classical and Quantum Gravity, v. 19, n. p. 1949-1953, 2002.
- AGUIAR, O. D.; ANDRADE, L.A; BARROSO, J.J.; CAMARGO FILHO, L.; CARNEIRO, L.A.; CASTRO, C.S.; CASTRO, P.J.; COSTA, C. A.; COSTA, K.M.F.; DE ARAUJO, J. C. N; DE LUCENA, A.U.; DE PAULA, W.; DE REY NETO, E. C.; DE SOUZA, S. T.; FAUTH, A. C.; FRAJUCA, C.; FROSSATI, G.; FURTADO, S. R.; LIMA, L.C.; MAGALHÃES, N. S.; MARINHO JR.; MATOS, E.S.; MELO, J. L.; MIRANDA, O. D.; OLIVEIRA JR., N. F.; PALEO, B.W.; REMY, M.; RIBEIRO, K. L.; STELLATI, C.; VELLOSO JR., W. F.; E WEBER, J. **The brazilian spherical detector: progress and plans**. Classical and Quantum Gravity, v. 21, n. p. 457-463, 2004.

AGUIAR, O. D.; ANDRADE, L.A.; BARROSO, J.J.; BORTOLI, F.; CARNEIRO, L.A.; CASTRO, P.J.; COSTA, C.A.; COSTA, K.M.F.; DE ARAUJO, J.C.N.; LUCENA, A.U. DE; DE PAULA, W.; DE REY NETO, E.C.; DE SOUZA, S.T.; FAUTH, A.C.; FRAJUCA, C.; FROSSATI, G.; FURTADO, S.R.; MAGALHÃES, N.S.; MARINHO JR, R.M.; MATOS, E.S.; MELO, J.L.; MIRANDA, O.D.; OLIVEIRA JR, N.F.; PALEO, B.W.; REMY, M.; RIBEIRO, K.L.; STELLATI, C.; VELLOSO JR, W.F. E WEBER, J. **The Brazilian gravitational wave detector Mario Schenberg: progress and plans.** Classical and Quantum Gravity, v. 22, n. p. S209–S214, 2005.

AGUIAR, O. D.; ANDRADE, L. A. ; BARROSO, J. J. ; BORTOLI, F. ; CARNEIRO, L. A.; CASTRO, P. J.; COSTA, C. A.; COSTA, K. M. F; ARAUJO, J. C. N.; LUCENA, A. U.; PAULA, W.; REY NETO, E. C.; SOUZA, S. T.; FAUTH, A. C; FRAJUCA, C.; FROSSATI, G.; FURTADO, S. R.; MAGALHÃES, N. S.; MARINHO JR, R. M.; MELO, J. L.; MIRANDA, O. D.; OLIVEIRA JR, N. F.; RIBEIRO, K. L.; STELLATI, C.; VELLOSO JR, W. F.; WEBER, J. **The Brazilian gravitational wave detector Mario Schenberg: status report.** Classical and Quantum Gravity, Grã-Bretanha, v. 23, p. S239-S244, 2006

AGUIAR, O. D.; ANDRADE L. A.; BARROSO, J. J.; CASTRO, P. J.; COSTA, C. A.; DE SOUZA, S. T.; DE WAARD, A.; FAUTH, A. C.; FRAJUCA, C.; FROSSATI, G.; FURTADO, S. R.; GRATENS, X.; MAFFEI, T. M. A.; MAGALHÃES, N. S.; MARINHO JR, R. M.; OLIVEIRA JR, N. F.; PIMENTEL, G. L.; REMY, M. A.; TOBAR, M. E.; ABDALLA, E.; ALVES, M. E. S.; BESSADA, D. F. A.; BORTOLI, F. S.; BRANDÃO, C. S. S.; COSTA, K. M. F.; DE ARAÚJO, H. A. B.; ARAUJO, J. C. N. DE; GOUVEIA DAL PINO E. M.; DE PAULA, W.; DE REY NETO, E. C.; EVANGELISTA E. F. D; LENZI C. H.; MARRANGHELLO G. F.; MIRANDA O. D.; OLIVEIRA S. R; OPHER, R.; PEREIRA, E. S.; STELLATI, C.; WEBER, J. **The Schenberg spherical gravitational wave detector: the first commissioning runs.** Classical and Quantum Gravity. Grã-Bretanha, v. 25, p. 1/114042-10, 2008.

ANDRADE, L. A.; COSTA, C. A.; AGUIAR, O. D; FRAJUCA, C.; MOSSO, M. M.; PODCAMENI, A.; SILVA, H. J. P. P.; MAGALHÃES, N. S. **Ultra-low Phase Noise**

10 GHz Oscillator to Pump the Parametric Transducers of the Mario Schenberg Gravitational Wave Detector. Classical and Quantum Gravity, v. 21, n. 5, p. S1215-S1219, 2004.

ANDRADE, L. A. **Desenvolvimento de um oscilador em 10 GHz de ultrabaixo ruído de fase e a análise de seu desempenho nos transdutores paramétricos do detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg.** Tese de Doutoramento em Astrofísica, orientada pelos Drs. Odylio Denys de Aguiar e Carlos Frajula. INPE, São José dos Campos, 2004.

ARAUJO, J. C. N.; MIRANDA, O. D.; AGUIAR, O. D. **Excitation of Neutron Star f-mode in Low Mass X-ray Binaries.** Journal of Physics. Conference Series, v. 32, p. 1-5, 2006.

ARAUJO, J. C. N.; MIRANDA, O. D.; AGUIAR, O. D. **Detectability of f-mode unstable neutron stars by the Schenberg spherical antenna.** Classical and Quantum Gravity, Grã-Bretanha, v. 22, p. S471-S477, 2005.

ARAUJO, J. C. N.; MIRANDA, O. D.; CASTRO, C. S. ; PALEO, B. W.; AGUIAR, O. D. **Can Black-Hole MACHO Binaries be detected by the Brazilian Spherical Antenna?.** Classical and Quantum Gravity, v. 21, n. 5, p. S521-S527, 2004

ARAUJO, J. C. N.; MIRANDA, O. D.; AGUIAR, O. D. **Gravitational Wave Background from Stellar Black Holes in a Scenario of Structure Formation.** Classical and Quantum Gravity, v. 21, n. 5, p. S545-S549, 2004

ARAUJO, J. C. N.; MIRANDA, O. D.; AGUIAR, O. D. **Gravitational Wave Background from Black Holes of the Springel & Hernquist Star Formation Epoch.** Monthly Notices of The Royal Astronomical Society, v. 348, p. 1373-1378, 2004.

ARAUJO, J. C. N.; MIRANDA, O. D.; AGUIAR, O. D. **Background of Gravitational Waves from Population III Black Holes Formation.** Monthly Notices of The Royal Astronomical Society, 2002.

ARAYA, A.; KAWABE, K.; SATO, T.; MIO, N.; TSUBONO, K. **Highly sensitive seismometer using a laser interferometer.** Review of Scientific Instruments, v. 64, n. 5, p. 1337-1341, May 1993.

ASTONE, P. **Resonant mass detectors: present status.** Classical and Quantum Gravity, v. 19, n. p. 1227-1235, 2002.

BARROSO, J. J.; CASTRO, P. J.; LEITE NETO, J. P.; AGUIAR, O. D. **Analysis and Simulation of Reentrant Cylindrical Cavities.** International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Alemanha, v. 26, n. 8, p. 1071-1083, 2005

BARROSO, J. J.; CASTRO, P. J.; AGUIAR, O. D.; CARNEIRO, L. A. **Experimental Tests on Re-entrant Klystron Cavity for a Gravitational Wave Antenna.** Classical and Quantum Gravity, v. 21, n. 5, p. S1221-S1224, 2004

BELOTO, A. F.; CLOSS, H.; CUNHA, S. P.; SENNA, J. A.; SENNA, J. R. Anais do III Congresso da Soc. Bras. De Microeletrônica, São Paulo, Brasil 1988, p 158-165.

BEURLE, R. L. **Comparison of the noise, and random frequency and amplitude fluctuations in different types of oscillators.** [S.l.]: IEE, 1956. (Proceedings IEE, parte B, v. 103).

BIANCHINI, M. J. **A single-resonator GaAs FET oscillator with noise degeneration.** IEEE Microwave Theory Tech. Soc. Dig., pp. 270–273, 1984.

BLAIR, D. G.; MANN, A. G. Il Nuovo Cimento B61 (1) 73, 1981

BLAIR, D. G.; JONES, S. K. Journal Physi. D: Appl. Phys. 20 pp. 1559-66, 1987.

BLAIR D. G. **The detection of gravitational waves.** Cambridge: Cambridge University Press, 1991. 481 p.

BLAIR D. G., PENG H.; IVANOV E. N. **Theory and applications of The Sapphire Dielectric Resonator Transducer,** nota de divulgação interna. 1992.

BLAIR, D. G.; IVANOV, E. N.; TOBAR, M. E.; TURNER, P. J.; VAN KANN, F.; HENG, I. S. **High Sensitivity Gravitational Wave Antenna With Parametric Transducer Readout.** Physical Review Letters, Volume 74, Number 11. 13 March 1995.

Bondi, H. Nature, v. 179, p. 1072, 1957.

BRAGINSKY, V. B.; GRISCHUK, L. P. **Kinematic resonance and memory effect in free-mass gravitational antennas.** Soviet Physics - JETP Letters, v.62, p. 427-433, Mar. 1985.

CALLEN, H. B.; WELTON, T. A. **Irreversibility and generalized noise.** Physical Review, v. 86, n. p. 702, 1951.

CALLEN, H. B.; GREENE, R. F. **On a theorem of irreversibility thermodynamics.** Physical Review, v. 1, n. p. 34, 1952.

CASTRO, P. J.; BARROSO, J. J.; LEITE NETO, J.P. **Medição e cálculo do fator Q em cavidades ressonantes: discrepâncias e suas causas.** MOMAG 2008 (13º SBMO Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica e 8º CBMag Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo), 2008, Florianópolis. Anais, 2008.

CASTRO LIMA, A. C. **Radiação e Propagação de Ondas Eletromagnéticas.** Apostila do Curso de Engenharia Elétrica da Universidade Federal da Bahia, 1999.

CERDONIO, M. *et al.*, Physical Review Letters. v. 71, n. p. 4107, 1993.

CHILDERS J., BERSANELLI A., FIGUEIREDO N., GAIER T. C., HALEVI D., KANGAS M., LEVY A., LUBIN P. M., MALASPINA M., MANDOLESI N., MARVIL J., MEIHOLD P. R., MEJIA J., NATOLI P., O'NEIL H., PARENDO S., SEIFFERT M. D., STEBOR N. C., VILLA F., VILLELA T., WILLIAMNS B., WUENSCHE C. A. **The Background Emission Anisotropy Scanning Telescope (BEAST) Instrument Description and Performances.** ApJ Suppl. Series 2005.

COCCIA, E. *et al.* **SFERA: Research and development for a spherical gravitational wave detector.** Proceedings of Second Edoardo Amaldi Conference, CERN, Switzerland, 1997 (World Scientific, Singapore, 1998), vol. 1, p. 551.

COCCIA, E.; FAFONE, V.; FROSSATI, G. **Gravitational Wave Experiments.** Proceedings of First Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Wave Experiments, Frascati 1994 (World Scientific, Singapore, 1995).

COCCIA, E.; LOBO, J. A.; ORTEGA, J. A. **Proposed gravitational wave observatory based on solid elastic spheres.** Physical Review D, v. 52, n. p. 3735, July, 1995.

COCCIA, E.; FAFONE, V; FROSSATI, G. **On the design of ultralow temperature spherical gravitational wave detectors.** Proceedings of the First Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Wave Experiments, Frascati 1994 (World Scientific, Singapore, 1995).

COCCIA, E.; FAFONE, V.; FROSSATI, G.; TER HAAR, E.; MEISEL, M. W. **Eigenfrequencies and quality factors of vibration of aluminum alloy spherical resonators.** Phys. Lett. A, v. 219, p. 263, 1996.

COCCIA, E.; FAFONE, V. **Study of coalescing binaries with spherical gravitational wave detectors.** Proceedings of Omnidirectional Gravitational Radiation Observatory, São José dos Campos, 1996 (World Scientific, Singapore, 1997), p. 113-123.

COCCIA, E.; FAFONE, V.; FROSSATI, G.; TER, E. H.; MEISEL, M. W. **Experimental study of spherical resonators at very low temperatures.** Proceedings of Omnidirectional Gravitational Radiation Observatory, São José dos Campos, 1996 (World Scientific, Singapore, 1997), p. 169-172.

COCCIA, E. *et al.* **SFERA: Research and development for a spherical gravitational wave detector.** Proceedings of Second Edoardo Amaldi Conference, CERN, Switzerland, 1997 (World Scientific, Singapore, 1998), vol. 1, p. 551.

COLACINO, C. N. **Stochastic background from extra dimensions.** Classical and Quantum Gravity, v. 21, n. 4, p. S535-S539, 2004.

COSTA, C. A.; AGUIAR, O. D.; MAGALHÃES, N. S. **Response of the Brazilian gravitational wave detector to signals from a black hole ringdown.** Classical and Quantum Gravity. v. 21, n. p. S827-S832, 2004.

COSTA, C. A.; AGUIAR, O. D.; OLIVEIRA JR, N. F., GRATENS, X.; SOUZA, S. T. **The Schenberg Data Acquisition and Analysis: results from its first commissioning run.** Classical and Quantum Gravity. v. 25, 184002 (10pp), 2008.

DAMOUR, T. **Gravitation in astrophysics.** New York: B Carter and J Hartle, 1987.

D'INVERNO R. **Introduction Einstein's relativity.** Claredon Press-Oxford MTW, ISBN13: 9780198596868, 400 p. 1992.

DE SIERVO, A. Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas. Campinas, 2002.

DEGARMO, E. P.; BLACK, J. T.; KOHSER, R. A. **Materials and Processes in Manufacturing (9th ed.).** Wiley, p.794, 2003.

MELO, J. L. Sistemas de isolamento vibracional e de acoplamento antena-transdutores para o protótipo de um detector de ondas gravitacionais. São José dos Campos. 192 p. Tese (Doutorado em Ciências Espaciais) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2002.

DETWEILER, S. L.; SZEDENITS, E. *Astrophysical Journal*, v. 231, n. p. 211, 1979.

DE WAARD, A.; GOTTARDI L. FROSSATI G. Cooling and Quality Factor of a Small CuAl(6%) Sphere. Proceedings of the Ninth Marcel Grossmann meeting, Rome, 2000.

DE WAARD, A; FROSSATI, G. www.minigrail.nl, 2002.

DE WARD, A. MiniGrail – The first spherical gravitational wave antenna. Tese de doutorado apresentada junto a Universidade de Leiden, Holanda, 2003.

DHURANDHAR S. V., BLAIR D. G.; COSTA M. E. Possibility of detection gravitational waves from millisecond pulsars by resonant bar antennas. *Astron. Astrophys.*, 1995.

DICK, G. J.; SANTIAGO, D. G. Microwave Frequency Discriminator with a cryogenic sapphire resonator for ultra-low phase noise. Proceedings of the 1992 IEEE Frequency Control Symposium, 27-29 May 1992, Hershey, Pennsylvania, USA (IEEE 92CH3083-3), pp. 176-182, 1992.

DICK, G. J.; SANTIAGO, D. G.; WANG, R. T. Temperature-compensated sapphire resonator for ultra-stable oscillator capability at temperature above 77K. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, UFFC-42, 815-819, 1995.

DOUGLAS, D. H.; BRAGINSKY, V. B. Gravitational-radiation experiments. In: Hawking, S. W.; Israel, W. ed. *General Relativity: An Einstein Century Survey*. 1 ed. Cambridge, Cap. 3, p. 90-137, 1979.

DRISCOLL, M. M.; WEINERT, R. W. Spectral performance of sapphire dielectric resonator-controlled oscillators operating in the 80 K to 275 K temperature range. Proc. 1995 IEEE Int. Freq. Contr. Symp., pp. 401–412.

DUFFILD, J. **Low phase noise applications of the 8662 and 8663**. Applications Note 283-3. [S.l.]:Hewlett Packard. 1989.

DUFFY JR., W.; UMSTADD, R. **Acoustic quality factor of niobium and vanadium at low temperatures**. J. Appl. Phys. 75 (9), pp. 4489-95, 1994.

EINSTEIN, A. **Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation. Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akad. Der Wissenschaften, Erster Halbband**, Berlin, p. 668 – 696, 1916.

EINSTEIN, A. **Über Gravitationswellen. Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akad.** Der Wissenschaften, Erster Halbband, Berlin, p. 154-167, 1918.

FAFONE, V. **Resonant-mass detector: status and perspectives**. Classical and Quantum Gravity. v. 21, n. p. S377-S378, 2004.

FANG, L. Z. In: P. F. Michelson ed. Experimental gravitational physics. World Scientific, Singapore, p.172, 1988.

FEYNMAN, R. P.; LEIGHTON, R. B.; SANDS, M. **The Feynman Lectures on Physics**. Addison Wesley, ISBN 0201500647, 1552 p. 2005.

FORWARD, R. L. **Multidirectional, multipolarization antennas for scalar and tensor gravitational radiation**. General Relativity and Gravitation, v.2, n.1, n. p. 149-152, 1971.

FRANÇA, E. K. **Corrosão do silício (100) e de SiO₂ em KOH assistida por ultrasom e desenvolvimento do processo de oxidação para mascará-la**, Tese de Mestrado – ITA 2003.

FRANÇA, E. K.; SENNA, J. R. S. **MICRO-USINAGEM QUÍMICA EM CONDIÇÕES NÃO-USUAIS**. Relatório Técnico - CNPq/PNM - Processo: 141222/2005-0. Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais – INPE, 2006.

FRISH, S.; TIMOREVA, A. **Curso de Física General**, Tomo 1, Moscou: Ed. Mir, 1973, cap.3.

FROSSATI, G. *et al.* **Cryogenic aspects of cooling large masses to millikelvin temperatures: application to a 100 ton mK spherical gravitational wave detector**. In: ICEC 15 Proceedings, Genova, Italy, 1994.

FROSSATI, G. A. **100 ton 10 mK spherical gravitational wave detector.** Proceedings of Omnidirectional Gravitational Radiation Observatory, São José dos Campos, 1996 (World Scientific, Singapore, 1997), p. 163-168.

FROSSATI, G.; MAAS, D.; POSTMA, H.; DE WAARD, A.; ZENDRI, J.P. **Very low measurements of quality factors of copper alloys for resonant gravitational wave antennae.** Proceedings of Omnidirectional Gravitational Radiation Observatory, São José dos Campos, 1996 (World Scientific, Singapore, 1997), p. 179-189.

FUJISAWA, K. IRE Trans. Microwave Theory Tech.. 6 344, 1958.

FURTADO, S. R.; AGUIAR, O. D. **Fast cooling techniques for gravitational wave antennas.** Classical and Quantum Gravity. v. 19, n. p. 1973-1978, 2002.

FURTADO, S. R.; AGUIAR, O. D.; ALMEIDA, D. S. **Progress report on the development of a very high sensitivity parametric transducer for the Mario Schenberg Gravitational wave detector.** Journal of Physics. Conference Series, v. 32, p. 439-444, 2006.

GIAZOTTO, A. In: Proceedings of 7th Conf. on General Relativity and Gravitational Physics (Singapore: World Scientific Publishing Co., 1987).

GIBBONS, G.W.; HAWKING, S.W. **Theory of detection of short bursts of gravitational radiation.** Physical Review D, v. 4, n. p. 2191, 1971.

GIFFARD, R.P. **Ultimate sensitivity limit of a resonant gravitational wave antenna using a linear motion detector.** Physical Review D, v. 14, n. p. 2478, 1976.

GINZTON, E. L. **Microwave Measurements**, McGraw-Hill Book Company, Inc. New York pg 89. 1957.

GRISHCHUK, L. P. **Astrophysical sources of gravitational waves.** Soviet Physics – JETP, v. 132, n. 40, p. 409-411, 1974.

HAMILTON, W. O.; GENG, Z. K.; JOHNSON, W. W.; MAUCELI, E.; MERKOWITZ, S. M.; MORSE, A.; SOLOMONSON, N. **Performance of the Allegro Detector – and what our experience tell us about spherical detectors.** Proceedings of Omnidirectional Gravitational Radiation Observatory, São José dos Campos, 1996 (World Scientific, Singapore, 1997), p. 19-26.

HAYS, T. **Cavity analysis by reflection**, Internal Notes, Laboratory of Nuclear Studies, Cornell University, Ithaca, NY 14853, SRF 940525-4, May 1994.

HAWKING S.; ISRAEL, W. **300 years of Gravitation**. Cambridge University Press, 1987.

HEFFNER, H. Proc. IRE, v. 50, p. 1604, 1962

HEUSSNER, R. W.; NUNES, C. B.; COOLEY, L. D.; LARBALESTIER, D. C. **Artificial Pinning Center Nb-Ti Superconductors with Alloyed Nb Pins**, 1997 IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 7. p. 1142-1145.

HOUSER, J. L.; CENTRELLA, J. M.; SMITH, S. C. **Gravitational Radiation from Nonaxisymmetric Instability in a Rotation Star**. Physical Review Letters, vol. 72, n. 9, 28 February, 1994.

HULSE, R.A.; TAYLOR, J.H. **Discovery of a pulsar in a binary system**. The Astrophysical Journal Letter. v.195, L 51-L53, 1975.

IVANOV E. N., TOBAR M. E., TURNER P. J.; BLAIR D. G. **Noncontacting microwave coupling to a cryogenic gravitational radiation antenna**, Rev. Sci. Instrum. 64(7), July 1993.

IVANOV, E. N., TOBAR, M. E.; WOODE, R. A. **Ultra-Low-Noise Microwave Oscillator with Advanced Phase Noise Suppression System**, IEEE Microwave and Guided Wave Letters. Vol. 6. Number 9, September 1996.

IVANOV, E. N., TOBAR, M. E.; WOODE, R. A. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol. 45, number 6, November 1998.

IVANOV, E. N., TOBAR, M. E.; WOODE, R. A. **Applications of Interferometric Signal Processing to Phase-Noise Reduction in Microwave Oscillators**, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 46, number 10, October 1998.

IVANOV, E. N.; TOBAR, M. E. **Low-Noise Microwave Resonator-Oscillators: Current Status and Future Developments**. Frequency Measurements and Control. Topics Appl. Phys. 79. 7 36 (2001).

IVANOV, E.N.; TOBAR, M.E. **Low phase-noise microwave oscillators with interferometric signal processing.** Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on Volume 54, Issue 8, Aug. 2006 Page(s):3284 – 3294

JOHNSON, W. W.; MERKOWITZ, S. M. **Truncated icosahedral gravitational wave antenna.** Physical Review Letters, v. 70, n. p. 2367, 1993.

JONES, S. K. **Frequency stabilization with sapphire loaded superconducting cavity.** Tese (Doutorado em Física), University of Western Australia, 1988.

JU, L.; BLAIR, D. G.; ZHAO, C. **Detection of gravitational waves. Reports on Progress in Physics,** v. 63, n. 1, p. 1317-1427, Jan. 2000.

KAJFEZ, D.; CHEBOLU, S.; ABDUL-GAFFOR, M. R.; KISHK, A. A. **Uncertainly analysis of the transmission-type measurement of Q-factor,** IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 47, no. 3, pp. 367-371, March 1999.

KENYON, I. R. **General Relativity.** Oxford University Press, 1990.

KOJIMA, Y.; NAKAMURA, T. Progress of Theoretical Physics, v. 71, p. 79, 1984.

KNOBLOCH, J. **Basic Concepts of Measurements Made on Superconducting RF Cavities,** Laboratory of Nuclear Studies, Cornell University, Ithaca, NY 14853. 1991. SRF 910927-07, Nota de divulgação.

KHURUNOV, A. V. **Traveling wave tube loop oscillator with automatic frequency control system,** in Proc. Moscow Power Engineering Institute, 1973, p. 76.

LEE, T. H.; HAJIMIRI, A. **Oscillator phase noise: a tutorial.** IEEE Journal of Solid-state circuit , v.35, n. 3, p. 326-336, Mar. 2000.

LEESON, D. B. **Simple model of feedback oscillator noise spectrum.** Proceedings of The Institute of Electrical and Electronics Engineers, v. 54, n.2 , p. 329-330, 1966.

LENGELER, H.; WEINGARTEN, W.; MULLER, G. PIEL, H. **Superconducting niobium cavities of improved thermal conductivity.** IEEE Transactions on Magnetics, vol. 21, issue 2, pp. 1014-1017, 1985.

LENGELER, H. **Modern technologies in rf superconductivity.** CAS - CERN Accelerator School: Accelerator Physics, Aarhus, Denmark, 1986, pp.352-367. ed.1987.

LINTHORNE,N. P.; VEITCH, P. J.; BLAIR, D. G. **Interaction of parametric transducer with a resonant bar gravitational radiation detector**, J. Phys. D: Apply. Physics, 23 (1990)

LINTHORNE,N. P. **A Cryogenic Resonant Bar Gravitational Radiation Antenna with a Superconducting Re-entrant Cavity Parametric Transducer**. Tese (Doutorado em Física), University of Western Australia, 1991.

LINTHORNE N. P.; BLAIR D. G. **Superconducting re-entrant cavity transducer for a resonant bar gravitational radiation antenna**, Rev. Sci. Instrum. 63(9), 0.4154,1992.

LINTHORME, N. P. *et al.* **Recent results from the niobium gravitational radiation antenna at the University of Western Australia**. Seventh Marcel Grossmann on General Relativity (1994).

LIPUNOV, V. M.; POSTNOV K. A. **Background gravitation radiation**. Soviet Astronomy Letters, v. 123, n.13, p. 234-245, 1986.

LOBO, J. A. **What can we learn about gravitational wave physics with an elastic spherical antenna?** Physical Review D, v. 52, n.2, p. 591-604, Jul. 1995.

LOURO A. S.; SENNA, J. R. **Real-time, in-situ microscopic observation of bubbles and roughening in KOH etching of silicon**, Proceedings of the SPIE 4557,261-271(2001).

LUITEN, A. N.; MANN, A. G.; BLAIR, D. G. **Ultra high Q-factor cryogenic sapphire resonator**, Electron. Lett., vol. 29, no. 10, pp. 879–881, 1993.

LUITEN, A. N.; MANN, A. G.; McDONALD, N. J.; BLAIR, D. G. **The latest results of the UWA cryogenic sapphire oscillators**, in Proc. 1995 IEEE Int. Freq. Contr. Symp., pp. 433–437.

LYNEIS, C. M. **Experimental studies of microwave properties of 8.6 GHz superconducting niobium, niobium-tantalum, and tantalum cavities**. Tese (Doutorado em Física), Stanford University, Nov. 1974

MAIA, I. A.; SENNA, J. R.; RIOS, A. N.; GRACIAS, A. C. **Effect of ultrasound on the orientation-dependent etching of single-crystal silicon**, Rev. Bras. Aplic. Vácuo 19, 23-26 (2000).

MANN, A. G. **A noncontacting microwave reentrant cavity transducer for cryogenic gravitational radiation antenna**, Tese de doutorado, University of Western Australia, 1982.

MANN, A. G.; LUITEN, A. N.; BLAIR, D. G.; BUCKINGHAM, M. J. **Ultrastable cryogenic sapphire dielectric microwave resonators**, in Proc. 1992 IEEE Int. Freq. Contr. Symp., pp. 167–171.

MANN, L. D. **Low Noise cryogenic microwave electronics in gravitational radiation detection**. Tese de doutorado, University of Western Australia, 1987.

MARIN, A. *et al.* **Noise measurements and optimization of the high sensitivity capacitive transducer of AURIGA**. Classical and Quantum Gravity. v. 19, p. 1991-1996, 2002.

MARTENS, H.; DIEPERS, H.; SUN, R. K. **Improvement of superconducting Nb cavities by anodic oxide films**. Physical Review Letters. 34A, 1971, pp 439-440.

MATTOX, D. M. **The Foundations of Vacuum Coating Theory**. William Andrew Publishing, Norwich, New York, PP. 66, ISBN: 0 – 8155 – 1495 - 6, 2003.

MAXWELL, E. in Progress in Cryogenics, editado por K. Mendelssohn (Heywood, Londres, 1964), vol. 4, pp. 124-158.

MAZIERSKA, J.; KRUPKA, J.; BIALKOWSKI, M.; JACOB, M.V. **Microwave Resonators and Their use as a Measurement Instruments and Sensors**, Third IEEE International Workshop on Electronic Design, Test and Applications (DELTA'06), pp.163-167, 2006.

MCSKIMIN, H. J., J. Appl. Phys. 24, 8 (1953) 988-997.

MELIANI, M. T.; ARAÚJO, J. C. N; AGUIAR, O. D. **Cataclysmic variables as sources of gravitational waves**. Astronomy and Astrophysics, v. 358, n. 1, p. 414-424, Jun. 2000.

MELO, J. L. Sistemas de isolamento vibracional e de acoplamento antena-transdutores para o protótipo de um detector de ondas gravitacionais. São José dos Campos. 192 p. Tese (Doutorado em Ciências Espaciais) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2002.

MERKOWITZ, S. M.; JOHNSOM, W. W. Spherical gravitational wave antenna and the truncated icosahedrical arrangement. Physical Review D, v.51, n. p. 2546-2561, Oct. 1995.

MELO, J. L.; AGUIAR, O. D.; VELLOSO JR., W. F.; LUCENA, A. U. The antenna-transducer mechanical coupling design for the Schenberg detector. Classical and Quantum Gravity, v. 21, n. 4, p. S999-S1003, 2004.

MIRANDA, O. D.; ARAUJO, J. C. N.; AGUIAR, O. D. Can a Background of Gravitational Waves constrain the Star formation history of the Universe. Classical and Quantum Gravity, v. 21, n. 5, p. S557-S562, 2004.

MISNER C. W., Thorne K. S., Wheeler J. A. **Gravitation.** San Francisco: Freeman, 1973.

MORIN, F. J.; MAITA, J. P. Phys. Rev. 96, 1 (1954) 28-35.

MUHLSCHLEGAL, B. Die thermodynamics funktionem des supraleiters, Z. Phys. 155 313-327 (1959).

MUNRO, S. I.; IVANOV, E. N.; TOBAR, M. E.; STANWIX, P. L.; LOCKE, C. R. Accurate measurements of very small coupling coefficients of electromagnetic resonators at microwave frequencies. Measurement Science and Technology. 15 (2004) 881–884 PII: S0957-0233(04)72734-4.

NARAYAN R., PIRAN T.; SHEMI A. Neutron star and black hole binaries in the galaxy. Astrophys. J., 379, L17, 1991.

NIKANOROV, S. P., BURENKOY, YU. A.; STEPANOV, A. V. Sov. Phys. Solid State 13, 10 (1971) 2516-2519.

OELFKE, W. C.; HAMILTON, W. O. Design and Preparation of high-Q niobium reentrant cavities for physics measurements. Rev. Sci. Instrum. 54(4), April 1983.

PAIK, H. J. Analysis and Development of a Very Sensitive Low Temperature Gravitational Radiation Detector. Tese (Doutorado em Física), Stanford University, Nov. 1974.

PAIK, H. J.; WAGONER, R.V. Calculation of the absorption cross section for a cylindrical gravitational-wave antenna. Physical Review D, v.13, n. p. 2694, 1976.

PALLATINO, G. V. Continuous operation of the Explorer cryogenic gravitational wave detector. 10th Italian conference em general relativity and gravitational physics, 1994.

PALMIERI, V. Review of Fabrication of SC Cavity Structures. Proceedings of LINAC98 - XIX International Linear Accelerator Conference. p. 697 – 700. 1998.

PARKES, R. D. (Editor) Superconductivity, vol. 1, Marcel Dekker, New York, pp. 14, 75, 76. 1969.

PAUNOVIC, M.; SCHLESINGER, M. Fundamentals of Electrochemical Deposition, Wiley, New York, 1998.

PFISTER, H. Cryogenics 16 17-24, 1976.

PHINNEY, E. S. The rate of neutron star binary mergers in the universe: minimal predictions for gravity wave detectors. Astrophysical Journal, 380, L17, 1991.

PIRANI, F. A. E. Physical Review, v. 105, p. 1089, 1957.

PIZZELLA, G. Resonant detectors for the search for gravitational waves. Classical Quantum Gravity, v.14, p. 1481-1485, 1997.

POUND R. V. Electronic Frequency Stabilization of Microwave Oscillators, The Review of Scientific Instruments, Vol. 17, number 11, November 1946.

PQKALA, M.; BUGRINE, H.; SARGANKOVA, I.; AUSLOOS, M. Transport Study of Hg - Based High Temperature Superconductors, 1997 IEEE 16th International Conference on Thermoelectrics. p. 507-510.

PRICE R. H. General relativity primer. Am. J. Phys., v. 50, p. 300, 1982.

PRICE, J. C. Optimal design of resonant-mass gravitational wave antenna. Physical Review D, v.36, n.12, p.3555 - 3570, Jul.1987.

RIBEIRO K. L., IVANOV E. N., BLAIR D. G., TOBAR M. E., AGUIAR O. D.; FRAJUCA C. **A Proposal for Improving the Noise Floor of the Gravitational Wave Antenna Niobè**, Clas. Quantum Grav. 19(2002) 1967-1972.

RIBEIRO, K. L. **Estudo do sistema de transdução paramétrica para detectores de ondas gravitacionais**. Tese de Doutoramento em Astrofísica, orientada pelos Drs. Odylio Denys de Aguiar e Carlos Frajula. INPE, São José dos Campos, 2003.

RIBEIRO, K. L.; AGUIAR, O. D.; FURTADO, S. R.; FRAJUCA, C.; CASTRO, P. J.; BARROSO, J. J.; REMY, M. A.. **Tests with Superconducting Re-entrant Cavities for Transducer Applications in Gravitational Wave Detectors**. Classical and Quantum Gravity, Grã-Bretanha, v. 21, n. 5, p. 1225-1229, 2004.

RIBEIRO, K. L.; CASTRO, P. J.; FURTADO, S.R.; AGUIAR, O. D.; BARROSO, J. J.. **Cavidade ressonante supercondutora como transdutor paramétrico em detectores de ondas gravitacionais** (sub.). In: MOMAG2004, 2004, São Paulo. Anais. São Paulo, SP: SBMO/SBMag, 2004. 2004.

RIBEIRO, K. L.; CASTRO, P. J.; FURTADO, S. R.; AGUIAR, O. D.; BARROSO, J. J. **Cavidade reentrante supercondutora como transdutor paramétrico em detectores de ondas gravitacionais** (C). In: MOMAG 2006 (12o. SBMO Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica e 7o. CBMag Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo), 2006, Belo Horizonte, MG. Proceedings. Belo Horizonte : SBMO-SBMag-UFMG, 2006. p. T24-1-T24-5

RICHARD, J. P. **Wide-band bar detectors of gravitational radiation**. Physical Review Letters, v. 52, n. 3, p. 165-167, Jan. 1984.

ROBINS, W. P. **Phase noise in signal sources: theory and applications**. London: Peregrinus on behalf of the IEE, 1984. cap. 5, p. 47-74.

ROBERTSON, D. **Different ways of detecting gravitational waves**. In: **Laser Interferometer space Antenna** (Ed). A Cornerstone mission for the observation of gravitational waves. Glasgow: System and technology study report. ESA-SCI (2000). cap. 2, p. 35-36.

ROBINSON, F. N. H. **Noise and Fluctuations in Electronic Devices and Circuits**. Oxford, Clarendon Press, 1974. 252 p.

SANTIAGO, D. G.; DICK, G. J.; PRATA, A. **Mode control of cryogenic whispering-gallery mode sapphire dielectric sapphire resonators**, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 42, pp. 52–55, Jan. 1994.

SARTORI, A. F. **Eletrodeposição de Nióbio em Meio de Fluoretos Fundidos**. São Paulo. Tese (Doutorado em Química) - Universidade de São Paulo, 1987.

SAZHIN, M. V. In: Michelson, P. F. ed. Experimental Gravitational Physics, p. 179, World Scientific, Singapore, 1988.

SCHUTZ, B. F. **Gravitational Waves: The New Astronomy**. Univ. of Oslo: Per B. Lilje & Per Maltby, 1994.

SCHUTZ, B. F. **Sources of gravitational radiation for detectors of the 21st century**. In: Proceedings of First Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Wave Experiments, Frascati, Roma, 1994, p. 3 (Singapore: World Scientific, 1995).

SHAPIRO, S.L. **Gravitation radiation from colliding, compact stars - hydrodynamic calculations in one dimension**. Astrophysical Journal, v. 240, p. 246-248, Aug. 1980.

SIGAUD, L. M. **Caracterização da emissão de radiação na faixa de UV induzida por elétrons em materiais em forma de filmes finos**. Rio de Janeiro. 112p. Dissertação de Mestrado – Departamento de Física – Pontifícia Universidade Católica, 2005.

SMITHILLS, C. J. **Metals Reference Book**. Plenum Press, N. Y.. 4a Edição, vol. 1, 2, 3, 1967.

SOLOMONSON, N., HAMILTON, W. JOHNSON, O. W.; XU, B. **Construction and performance of a low noise inductive transducer for the Louisiana State University gravitational wave detector**. Review Scientific Instrumentation. V.65, n.174, p., jan.1994.

STEVENSON, T. R. **Signal to noise analysis for a spherical gravitational wave antenna instrumented with multiple transducers**. In: Proceedings of the First Edoarado Amaldi Conference on Gravitational Wave Experiments (World Scientific, 1995).

STEVENSON, T. R. In: Proceedings of the 7th Marcel Grossman Meeting on G. R., Stanford 1994 (World Scientific, 1996).

STEVENSON, T. R. **Limits on the sensitivity of spherical gravitational wave detectors and on the accuracy of reconstructed signals.** Physical Review D, v. 56, p. 564, 1997.

STRUTT, J. W. (BARON RAYLEIGH) **The Problem of Whispering Gallery.** Philosophical Magazine. Vol. XX, pp. 1001-1004, 1910.

TAMMANN G. A. In: Rees, M. J. e Stoneham R. J. eds. **Supernovae: a survey of current research.** p. 371, 1981.

TAYLOR, J. H.; HULSE, R. A.; FOWLER, L. A.; GULLAHORN, G. E.; RANKIN, J. M. **Further observations of the binary pulsar PSR 1913+16.** Astrophysical Journal, v. 206, n. 2, p. L53-L58, May 1976.

TAYLOR, J. H.; WEISBERG, J. M. **Further experimental tests of relativistic gravity using the binary pulsar PSR 1913+16.** Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 345, Oct. 1, 1989, p. 434-450.

TELLO C., VILLELA T., ALVES A. M., ARANTES L. G., SMOOT G., DEAMICI G., TORRES S., BERSANELLI M., BENSADOUN M., WUENSCHE C. A., FIGUEIREDO N. **A radio continuum survey of the Sky at 1465 MHz from 53 degrees South to 78 degrees North,** IX Latin American Regional IAU Meeting, “Focal Points in Latin American Astronomy”, held in Tonantzintla, Mexico, Nov 9-13, 1998, Eds. Aguilar A., Carraminana A., to be printed in Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Serie Conferences.

THORNE, K. S. In: Hawking S., Israel W. ed. **300 years of gravitation.** Cambridge: Cambridge University Press: 1987, p.330-447.

THORNE, K. S. In: Janis, A. and Porter, J. eds. **Sources of gravitational waves and prospects for their detection.** Burkhauser, Boston, 1992.

TOBAR, M. E.; MANN, A. G. **Resonant Frequencies of Higher Order Modes in Cylindrical Anisotropic Dielectric Resonators.** IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 39, number 12, December 1991.

TOBAR, M. E.; LINTHORNE, N. P.; BLAIR, D. G. **Modeling of a Resonant Bar antenna With a Parametric Transducer**. Nota de Divulgação interna (1993).

TOBAR, M. E.; BLAIR, D. G.; TURNER, P. J.; IVANOV, E.; HONG, P.; LI, J. **Performance Analysis of the new Niobium Antenna at the University of Wetern Australia**. Nota de divulgação interna (1994).

TOBAR, M. E.; GILES, A. J.; EDWARDS, S. J.; SEARLS, J. H. **High-Q TE stabilized sapphire microwave resonators for low noise applications**, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr., vol. 41, pp. 391–396, May 1994.

TOBAR, M. E.; IVANOV, E. N.; WOODE, R. A.; SEARLS, J. H. **Low noise microwave oscillators based on high-Q temperature stabilized sapphire resonators**, in Proc. 1994 IEEE Int. Freq. Contr. Symp., pp. 433–440.

TOBAR M. E.; BLAIR D. G. **Sensitivity of a resonant-mass gravitational wave antenna with a parametric transducer**, Rev. Sci. Instrum. 66(4), april 1995.

TOBAR, M. E.; IVANOV, E. N.; WOODE, R. A.; SEARLS, J. H.; MANN, A. G. **Low noise 9 GHz sapphire resonator-oscillator with thermoelectric temperature stabilization at 300 K**, IEEE Microwave Guided Wave Lett., vol. 5, pp. 108–110, May 1995.

TOBAR M. E., IVANOV E. N.; BLAIR D. G. **Parametric Transducer for the Advanced Cryogenic Resonant-Mass Gravitational Wave Detectors**, General Relativity and Gravitation, Vol. 32, Number 9, 2000. Verbunt, F. Classical and Quantum Gravity, v. 14, p. 1417, 1997.

TOBAR, M. E.; KRUPKA, J.; HARTNETT, J. G.; IVANOV, E. N.; WOODE, R. A. **High-Q sapphire rutile frequency-temperature compensated microwave dielectric resonators**, IEEE Trans. On 36th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Meeting 17 8 IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, UFFC-45, 830-836, 1998.

TOBAR, M. E. **Electric noise measurement**. In: WEBSTER, J. G. (Ed.). Encyclopedia of electrical and electronic engineering. New York: Wiley, 1999. v. 6, p. 324-336.

TOBAR, M. E. Physica B 280 520, 2000

TSARAPKIN, D. P.; KOMAROV, V. S. **Frequency stable microwave oscillator with combined frequency stabilization**, Electron. Tech., Microwave Electron., p. 82, 1980.

TSUBONO, K.; HIRAMATSU, S.; HIRAKAWA H. **Cavity transducer for Subatomic Mechanical Vibration**, Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 16, no. 9, September, 1977, pp. 1641-1645.

TSUBONO, K.; OHASHI, M.; HIRAKAWA, H. **Parametric Transducer for Gravitational Radiation Detector**, Japanese Journal of Applied Physics, vol. 25, no. 4, April, 1996, pp. 622-626.

TURNEAURE, J. P.; WEISMAN, I. **Microwave Surface Resistance of Superconducting Niobium**, Journal of Applied Physics, Volume 39, Number 9. pp. 4417-27, 1968.

TURNER, P. J. **Operation of the Southern Hemisphere Resonant Bar Gravitational Radiation Detector**, Tese de doutorado, University of Western Australia, 1995.

VAGONER, R. V.; PAIK, H. J. **Multi-mode Detection of Gravitational Waves by Sphere**. Proceeding of International Symposium on Experimental Gravitation. Pavia, Roma Academia nazionale dei Lincei, Roma, 1977.

VILAS BOAS, J. W. S, BAKOR, Y., SCHAAAL, R. E.; HADANO, R. Revista de Física Aplicada e Instrumentação, 10, 2, 1995

WALLS, F. L.; FELTON, C. M.; MARTIN, T. D. **High spectral purity X-band source**, in Proc. 44th Symp. Freq. Contr., 1990, pp. 542-547

WEBB, G. W. **Low-Temperature Electrical Resistivity of Pure Niobium**. Physical Review, v. 181, n. p. 1127, 1969.

WEBER, J. **Detection and generation of gravitational waves**. Physical Review, v. 117, n.1, p. 306-313, Jul 1960.

WEBER, J. **Evidence for discovery of gravitational radiation**. Physical Review Letters, vol. 22, n. 24, p. 1320-1324, 1969.

WEINBERG, S. **Gravitation and Cosmology: principles and applications of the general theory of relativity**. New York: Wiley& Sons, 1972.

WAGONER R. V. **Gravitational radiation from accreting neutron stars**
Astrophysical Journal, v. 278, p. 345-348, Mar. 1984.

WAGONER, R. V.; PAIK, H. J. In Proceedings of the Int. Symposium in Experimental Gravitation, Pavia 1976 (Acc. Naz. Dei Lincei, Roma, 1977).

WOODE, R. A.; TOBAR, M. E.; IVANOV, E. N.; BLAIR, D. G. **An Ultralow Noise Microwave Oscillator Based on a High-Q Liquid Nitrogen Cooled Sapphire Resonator**. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 43, number 5, September 1996.

ZEL'DOVICH, YA. B; NOVIKOV, I. D. **Gravitation radiation from the initial singularity**. Relativistic Astrophysics Vol. 2: The Structure and Evolution of the Universe, University of Chicago Press: Chicago, 1983.

ZENDRI, J. P. *et al.* **Status report and near future prospect for the gravitational wave detector Auriga**. Classical and Quantum Gravity, v. 19, p. 1925-1934, 2002.

ZIEL, A. VAN DER. **Noise in Solid State Devices and Circuits**. Wiley-Interscience, 318 p., 1986.

ZIMMERMANN, M. **Revised estimate of gravitational radiation from Crab and Vela pulsars**. Nature, v. 271, p. 524, 1978.

ZHOU, C. Z.; MICHELSON, P. F. **Spherical resonant-mass gravitational wave detectors**, Physical Review D, v. 51, p. 2517, 1995.

ANEXO I

PROPRIEDADES FÍSICAS E COMPOSIÇÃO QUÍMICA DO CUAL (6%)

MatWeb Data Sheet	http://www.matweb.com/		
Aluminum Bronze, 5%, UNS C60600, O60 Temper			
SubCat: Copper Alloy, Nonferrous Metal, Bronze, Metal			
Material Notes:			
Good to excellent corrosion resistance. Good lubrication and cooling essential for good finish.			
Applications: Produced as sheet, strip, rolled bar; used to make fasteners, deep drawn "gold" decoration, and parts requiring corrosion resistance.			
Component	Value	Min	Max
Aluminum, Al	4	7	
Copper, Cu	92	96	
Iron, Fe	0.5	0.5	
Properties	Value	Min	Max
Physical			Comment
Density, g/cc	8.17	--	--
Mechanical			
Hardness, Rockwell B	42	--	--
Tensile Strength, Yield, MPa	115	--	--
Elongation at Break, %	40	--	--
Modulus of Elasticity, GPa	121	--	--
Poissons Ratio	0.326	--	--
Machinability, %	20	--	--
Shear Modulus, GPa	46	--	--
Electrical			
Electrical Resistivity, ohm-cm	1,00E-05	--	--
Magnetic Permeability	1.01	--	--
Thermal			
CTE, linear 250°C, µm/m·°C	18	--	--
Specific Heat Capacity, J/g·°C	0.375	--	--
Thermal Conductivity, W/m·K	79.5	--	--
Melting Point, °C	--	1050	1065
Solidus, °C	1050	--	--
Liquidus, °C	1065	--	--
Processing			
Annealing Temperature, °C	--	550	650
Hot-Working Temperature, °C	--	815	870
Recrystallization Temperature, °C	350	--	--
			44% reduction and 0.075 mm initial grain size



COMANDO DA AERONÁUTICA
 DEPARTAMENTO DE PESQUISAS E DESENVOLVIMENTO
 CENTRO TÉCNICO AEROESPACIAL
 INSTITUTO DE AERONÁUTICA E ESPAÇO
 DIVISÃO DE MATERIAIS
 LABORATÓRIO DE ANÁLISES QUÍMICAS – LAQ



RELATÓRIO DE ANÁLISE QUÍMICA

4006-AMR-L/2005



DATA DE EMISSÃO: 15/06/2005

IDENTIFICAÇÃO DO SOLICITANTE

NOME: Odylio D. Aguiar (INPE/DAS)
END: Rod. Presidente Dutra, km 40 – 12630-970 – Cachoeira Paulista - SP

MATERIAL ANALISADO: Uma (01) amostra de latão

S/Ref.: Carta Nº DAS-0376/2005 de 17/05/1005

N/Ref.: OS-AMR-53/2005

DATA DE RECEBIMENTO: 08/06/2005

OBJETIVO DA ANÁLISE

Determinação dos teores de Cu, Fe, Sn, Zn, Pb e Al.

CONDIÇÕES DE ANÁLISE

Foram utilizados o espectrômetro de absorção atômica da marca VARIAN modelo SpectrAA-20 Plus e Eletrolizador da marca Eberbach modelo 1000

Foi utilizado o Material de Referência Certificado IPT 10B (cert Nº 1103)

Temperatura na medição da massa = $25 \pm 2^{\circ}\text{C}$

PROCEDIMENTOS ADOTADOS

Determinação do Cu por eletrogravimetria

Determinação dos demais elementos por espectrometria de absorção atômica

DOCUMENTOS APLICADOS

PI/LAQ - 03 Amostragem de materiais/amostras de aços e ligas ferrosas e não ferrosas

PI/LAQ - 06 Determinação de cobre em cobre eletrolítico

IT/LAQ - 04 Espectrômetro de absorção atômica

A amostra foi fornecida pelo cliente em quantidade suficiente? (X) SIM () NÃO

(O laboratório não se responsabiliza quanto ao questionamento dos resultados finais obtidos caso tenha sido fornecida quantidade insuficiente de amostra para eventuais repetições das análises)

Observação: -

Desvio do procedimento de amostragem e/ou da metodologia de análise? (X) SIM () NÃO

Especificar: A retirada da amostra foi feita pelo solicitante

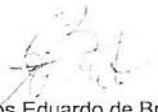
Informações adicionais solicitadas pelo cliente () SIM (X) NÃO

Especificar: -

RESULTADOS

Elemento	Valor Encontrado (%)
Cu	93,18
Fe	0,14
Sn	0,24
Zn	0,29
Pb	0,11
Al	6,13

OBSERVAÇÕES**CONCLUSÃO**


 Carlos Eduardo de Brito, Téc.Químico
 ANALISTA
 CRQ - 04443743


 Sérgio Luis Graciano Petroni, Engº
 CHEFE DO LAQ
 CREA - 5060568658


 Dalcy Roberto dos Santos, Engº
 CHEFE DA SUBDIVISÃO DE ENSAIOS - AMR-L

Este relatório atende aos requisitos do SISMETRA, o qual avaliou a competência de medição do laboratório e comprovou sua rastreabilidade a padrões nacionais ou internacionais de medida. A reprodução deste relatório deve ser total e dependente da aprovação por escrito do laboratório emitente. Os resultados deste relatório referem-se exclusivamente às amostras analisadas nas condições especificadas, não sendo extensivos à quaisquer lotes.

Dúvidas, reclamações ou opiniões favoráveis, favor entrar em contato com o LAQ

Praça Mal. Eduardo Gomes, 50 - Vila das Acácias - São José dos Campos - SP - 12228-904
 Fone: 12 3947 6442 / Fax: 12 3947 6405 / slpetroni@iae.cta.br

ANEXO II

COMPOSIÇÃO QUÍMICA DO NIÓBIO COM ALTA CONCENTRAÇÃO DE TÂNTALO

COMPANHIA BRASILEIRA DE METALURGIA E MINERAÇÃO (CBMM)

Nióbio (Grau Comercial com 99,8% de pureza) - Dados fornecidos pelo fabricante

Elemento	Contaminação (ppm)
Ta	1420
O₂	45
N₂	<10
C	<30
S	<10
Fe	<10
Al	<10
Si	<20
H₂	17
W	<50
Mo	<50
Ni	<20
Cr	<20
Hf	<25
Be	<1
Cu	<1
Zr	<7



COMANDO DA AERONÁUTICA
DEPARTAMENTO DE PESQUISAS E DESENVOLVIMENTO
CENTRO TÉCNICO AEROESPACIAL
INSTITUTO DE AERONÁUTICA E ESPAÇO
DIVISÃO DE MATERIAIS

LABORATÓRIO QUÍMICO DE CARACTERIZAÇÃO DE METAIS – LQCM



RELATÓRIO DE ANÁLISE QUÍMICA

4021-AMR-L/2005



DATA DE EMISSÃO: 16/12/2005

IDENTIFICAÇÃO DO SOLICITANTE

NOME: INPE – Pesq. Odylio D. Aguiar
END: Av. dos Astronautas, 1758 - S. J. dos Campos - SP

MATERIAL ANALISADO: Uma (01) amostra de nióbio sem identificação.
S/Ref.: Carta DAS-0984/2005 de 20/10/05, FE Nº 231-AMR/05.
N/Ref.: OS-AMR-133/2005

DATA DE RECEBIMENTO: 06/12/2005

OBJETIVO DA ANÁLISE

Determinação dos teores de C, S, Al, Co, Fe, Mg, Zn, Cr, Mn, Na, Pb, Ti, Cd, Cu, K, Mo e Ni na amostra.

CONDIÇÕES DE ANÁLISE

Foram utilizados o espectrômetro de absorção atômica da marca VARIAN modelo SpectrAA-20 Plus e o determinador de C e S da marca LECO modelo CS 200.
Foram utilizados os padrões de referência LECO 501-502 e soluções aquosas dos metais da marca MERCK.

PROCEDIMENTOS ADOTADOS

Determinação do C e S por combustão direta
Determinação dos demais elementos por espectrometria de absorção atômica

DOCUMENTOS APLICADOS

PI/LQCM - 21 Amostragem de materiais/amostras de aços e ligas ferrosas e não ferrosas
IT/LQCM - 04 Espectrômetro de absorção atômica

A amostra foi fornecida pelo cliente em quantidade suficiente? SIM NÃO
(O laboratório não se responsabiliza quanto ao questionamento dos resultados finais obtidos caso tenha sido fornecida quantidade insuficiente de amostra para eventuais repetições das análises)
Observação: -

Desvio do procedimento de amostragem e/ou da metodologia de análise? SIM NÃO
Especificar: -

Informações adicionais solicitadas pelo cliente SIM NÃO
Especificar: -

RESULTADOS

C	S	Al	Co	Fe	Mg	Zn	Cr	Mn	Na	Pb	Ti	Cd	Cu	K	Mo	Ni
0,10	0,009	0,45	0,002	0,133	0,003	0,046	0,003	0,001	0,252	0,012	0,02	ND*	0,016	0,136	0,002	0,003

*não detectado

OBSERVAÇÕES**CONCLUSÃO**

Carlos Eduardo de Brito, Téc. Químico
ANALISTA
CRQ - 04443743

Sérgio Luis Graciano Petroni, Engº
CHEFE DO LQCM
CREA - 5060568658

Dalcy Roberto dos Santos, Engº
CHEFE DA SUBDIVISÃO DE ENSAIOS - AMR-L

Este relatório atende aos requisitos do SISMETRA, o qual avaliou a competência de medição do laboratório e comprovou sua rastreabilidade a padrões nacionais ou internacionais de medida. A reprodução deste relatório deve ser total e dependente da aprovação por escrito do laboratório emissor. Os resultados deste relatório referem-se exclusivamente às amostras analisadas nas condições especificadas, não sendo extensivos à quaisquer lotes.

Dúvidas, reclamações ou opiniões favoráveis, favor entrar em contato com o LQCM

Praça Mal. Eduardo Gomes, 50 - Vila das Acácias - São José dos Campos - SP - 12228-904
Fone: 12 3947 6442 / Fax: 12 3947 6405 / sipetroni@iae.cta.br

ANEXO III

COMPOSIÇÃO QUÍMICA DO NIÓBIO COM BAIXA CONCENTRAÇÃO DE TÂNTALO

c. ANSEI Aktiengesellschaft
A - 6600 Reutte
Tel.: +43/5672 600-0
Fax: +43/5672 600-500
http://www.plansee.com

PLANSEE

QUALITÄTSMANAGEMENTSYSTEM



RELATÓRIO DE ENSAIO

segundo DIN EN 10204 - 2.2.

Nº do Certificado: **80941064000010**
Data: **18.07.2002**
Cliente: **FUNDACAO DE AMPARO À PESQUISA / BR**
Nº de ordem PAG/Item.: **512584 / 10**
Nº do Material PAG: **11134525**
Segmento PAG/encarregado/ **41 / Simon 2908**
Nº de ordem do cliente: **022768** del **04.06.2002**
Nº de Especificação:

Material / Produto: **NBM / NBM-rod, dia 50 x 150 mm**
Estado de acabamento / Qualidade: **/**

Dimensão:

Designação do Material do Cliente:

Desenho do Cliente: **/ /**
Desenho PAG: **/ /**

Quantidade / Peso: **2,540 KG / KG**
Lote: **0090152264** 2,540 KG

ANÁLISE QUÍMICA GARANTIDA: segundo Espec. PAG 39.50.01-Q008 Part 1

Nb min. 99.80 %*

Al	max. 20	µg/g	C	max. 50	µg/g	Cd	max. 5	µg/g
Co	max. 50	µg/g	Cr	max. 10	µg/g	Cu	max. 10	µg/g
Fe	max. 50	µg/g	H	max. 5	µg/g	K	max. 5	µg/g
Mg	max. 5	µg/g	Mn	max. 5	µg/g	Mo	max. 50	µg/g
N	max. 50	µg/g	Na	max. 50	µg/g	Ni	max. 50	µg/g
O	max. 150	µg/g	Pb	max. 10	µg/g	S	max. 10	µg/g
Ta	max. 1000	µg/g	Ti	max. 50	µg/g	W	max. 100	µg/g
Zn	max. 5	µg/g	Zr	max. 10	µg/g			*Pureza metálica.

Certificamos que o fornecimento citado foi fabricado conforme as especificações técnicas do mercado ou pedidas pelo cliente e que todas as operações de controle e experimentos efetuadas, correspondem a todos os seus aspectos e às especificações particulares nelas encontradas no plano das normas e regulamentos em vigor.

O certificado foi estabelecido sob um sistema informático sendo assim válido segundo EN 10204 sem assinatura.

PLANSEE Aktiengesellschaft
High Performance Materials
Departamento de Certificados QMSZ

(Partner)

(Kerber)

ANEXO IV

PROPRIEDADES FÍSICAS E ELÉTRICAS DA SAFIRA

MarkeTech International 4750 Magnolia St. Port Townsend WA 98368
Phn: 360-379-6707 Fax: 360-379-6907 mkt@olympus.net www.mkt-intl.com

Sapphire Table of General Properties

Physical Properties	
Chemical Formula	Al ₂ O ₃
Structure	hexagonal-rhombohedral
Molecular weight	101.96
Lattice Constants	Å a=4.765, c=13,000
Density (g/cm ³)	3.98
Hardness	9 Mohs 1800 knoop parallel to C-axis 2200 knoop perpendicular to C-axis
Water Absorption	Nil
Young Modulus (Gpa)	379 at 30° to C-axis 352 at 45° to C-axis 345 at 60° to C-axis 386 at 75° to C-axis
Shear Modulus (Gpa)	145
Bulk Modulus (Gpa)	240
Bending Modulus / Modulus of Rupture (MPa)	350 to 690
Tensile strength (MPa)	400 at 25°C 275 at 500°C 345 at 1000°C
Elastic Coefficients	C11=496, C12=164, C13=115, C33=498, C44=148
Apparent Elastic Limit (MPa)	448 to 689
Flexural Strength (GPa)	2.5 - 4.0
Poisson ratio	0.25 - 0.30
Friction Coefficient	0.15 on steel 0.10 on sapphire
Abrasion resistance	8 times higher than steel
Thermal Properties	
Melting Point (°C)	2040
Maximum use temperature (°C)	1800
Specific Heat J/(kg × K)	105 at 91 K 761 at 291 K
Thermal coefficient of linear expansion at 323 K (K ⁻¹)	6.66 × 10 ⁻⁶ parallel to optical axis 5 × 10 ⁻⁶ perpendicular to optical axis

MarkeTech International 4750 Magnolia St. Port Townsend WA 98368
 Phn: 360-379-6707 Fax: 360-379-6907 mkt@olympus.net www.mkt-intl.com

Thermal conductivity (W/m °K) at 20° C	41.9				
Thermal Expansion (20 - 1000°C)	Parallel to C-axis: $9.03 \times 10^{-6}^{\circ}\text{C}$ Perpendicular to C-axis: $8.31 \times 10^{-6}^{\circ}\text{C}$ 60° to C-axis: $8.4 \times 10^{-6}^{\circ}\text{C}$				
Optical Properties					
Wavelength (μ)	Refractive Index	Wavelength (μ)	Refractive Index		
0.265	1.833	0.7065	1.763		
0.280	1.824	0.8944	1.757		
0.2967	1.815	1.0139	1.755		
0.3130	1.809	1.1286	1.753		
0.3466	1.798	1.6932	1.743		
0.3650	1.793	2.2492	1.732		
0.4046	1.785	3.3026	1.702		
0.5460	1.770	4.2553	1.663		
0.5790	1.765	5.777	1.586		
Transmission Range	0.2 - 5.5 microns				
Transmission (thickness of disc 1mm)					
Visible light	>85%				
Infrared	0.75 to 5 μm	85%			
	5.5 μm	70%			
Ultraviolet	400 - 300 nm	80%			
	280 nm	60%			
	200 nm	50%			
Reflection loss	14% at 1 micron (2 surfaces)				
Restrahlen Peak	13.5 microns				
dN/dT	$+13 \times 10^{-5}^{\circ}\text{C}$				
Electrical Properties					
Resistivity, Ohm·cm at 20-500° C	$10^{11} - 10^{18}$				
Dielectric Constant	11.5 parallel to C axis 9.4 perpendicular to C axis				
Dielectric strength (V/cm)	4×10^5 Loss Tangent 10^{-4}				
Stability Parameters					
Solubility					
In water	Insoluble				
In HNO ₃ , H ₂ SO ₄ , HCl, HF	insoluble up to 300° C				
In alkalis	insoluble up to 800° C				
In melts of metals: Mg, Al, Cr, Co, Ni, Na, K, Bi, Zn, Cs	insoluble up to 800 - 1000° C				

MarkeTech International 4750 Magnolia St. Port Townsend WA 98368
Phn: 360-379-6707 Fax: 360-379-6907 mkt@olympus.net www.mkt-intl.com

Radiation stability	No change in transmission above 2.5 micron after exposure to 10^7 Rads. No visible coloration after exposure to 10^8 Rads/hr for 60 minutes at -195° C
Proton radiation stability	No change in transmission below 0.3 micron after exposure 10^{12} proton/cm ² total dose.