

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Otimização do Sistema de Transdução
Paramétrica do Detector de Ondas
Gravitacionais Mario Schenberg

Leandro Aparecido Nogueira de Paula

Orientador: Prof. Dr. Nei Fernandes de Oliveira Junior
Co-orientador: Prof. Dr. Odylio Denys de Aguiar

Tese de doutorado apresentada ao Instituto
de Física para a obtenção do título de
Doutor em Ciências

São Paulo
2013

Aos meus familiares e amigos, pelo tempo que deixamos de estar juntos...

Aos meus pais, em especial, João e Lúcia, a eles todos os créditos...

Dedico

AGRADECIMENTOS

Ao Grupo Gráviton, sua idealização permitiu meu desafio de lidar com este trabalho.

Ao Prof. Dr. Nei Fernandes, pela pronta aceitação em me orientar e pelas valiosas dicas na minha conduta.

Ao Prof. Dr. Odylio Aguiar, que me guiou em direção aos principais resultados deste trabalho.

Ao Departamento de Engenharia de Materiais da Universidade de São Paulo em Lorena (DEMAR/EEL), pela hospitalidade. Em especial, Sartori, Jacaré, Paulinho, Geraldo, Dainesi, Zé Carlos, Renato, Waldir, Valdir, Leandro, Héric, Cláudio, Alex, Ésoly, Heide.

À Divisão de Astrofísica do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (DAS/INPE), em São José dos Campos, pela hospitalidade. Em especial, Sérgio, Corinthiano, Stelatti, Weber, Barroso, Neri, Francisco, Antônio Carlos, César, Marcos, Rogério, Natália, Henrique, Valéria.

Ao Departamento de Física de Materiais e Mecânica do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (DFMT/USP), em São Paulo, pela hospitalidade. Em especial, Sérgio Turano, Rui, Xavier, Eron, Cecília, Tatiana.

Ao Prof. Lacava e Daniel Chagas do Instituto Tecnológico da Aeronáutica (ITA); ao Dr. Marcelo Perotoni da Universidade Federal do ABC (UFABC); à Delia do Centro Técnico Aeroespacial (CTA); ao Éber, Maria Izabel e cristiano da secretaria de pós-graduação do IFUSP.

Aos meus colegas de pós-graduação que tornaram um período de longa dedicação em algo divertido.

À CAPES e FAPESP pelo apoio financeiro.

*“Qualquer ideia que te agrade,
Por isso mesmo...é tua.
O autor nada mais fez que vestir a verdade
Que dentro em ti se achava inteiramente nua...”*

Mario Quintana

RESUMO

O objetivo principal deste trabalho foi desenvolver um modelo de transdutor paramétrico de alto desempenho do tipo cavidade reentrante supercondutora (ressonante em 10 GHz) para ser implementado no detector brasileiro de ondas gravitacionais. Estes transdutores monitorarão as vibrações mecânicas de uma massa ressonante esférica de Cu-Al(6%) com 65 cm de diâmetro em uma faixa de frequência de $3200 \pm 200\text{ Hz}$. Várias geometrias, materiais e métodos foram testados e comparados para otimizar parâmetros como os fatores- Q mecânico e elétrico. Por fim, um modelo inédito foi construído. Neste modelo, o acoplamento mecânico com a antena é feito por contração térmica e o acoplamento elétrico com o circuito externo é feito por acoplamento eletromagnético remoto. As membranas (que fecham as cavidades) foram totalmente fabricadas a partir de lâminas de nióbio com 99,8 % de pureza e $0,05\text{ mm}$ de espessura, enquanto nióbio RRR300 foi utilizado para construir o restante do transdutor. O projeto das novas dimensões de cavidade reentrante atingiu fator- Q elétrico de 5×10^5 e df/dx de $8 \times 10^{14}\text{ Hz/m}$, aumentando respectivamente em duas e dez vezes os valores dos modelos anteriores. Em condições criogênicas, o fator de acoplamento crítico ($\beta \approx 1$) entre a sonda e a cavidade foi conseguido com a sonda afastada $4,0\text{ mm}$ do interior da cavidade. Este efeito permite eliminar o uso do complexo sistema de antenas micro-fitas tradicionalmente adotado. O resultado final foi a construção de um conjunto completo de oito transdutores paramétricos do tipo cavidade reentrante que, acoplados à antena esférica, poderão atingir a sensibilidade espectral $\tilde{h} \sim 10^{-21}\text{ Hz}^{-1/2}$ em futuro próximo.

OPTIMIZING THE PARAMETRIC TRANSDUCTION SYSTEM OF THE MARIO SCHENBERG GRAVITATIONAL WAVE DETECTOR

ABSTRACT

The main purpose of this work was to develop a model of parametric transducer of superconducting reentrant cavity type (resonant in 10 GHz) with high performance to be implemented in the Mario Schenberg brazilian gravitational wave detector. These transducers will monitor the mechanical vibrations of the 65 cm diameter CuAl(6%) spherical resonant mass in the 3200 ± 200 Hz frequency range. Many geometries, materials and methods were tested and compared to optimize parameters such as electric and mechanical Q -factor. Finally, a new model was built. In this model, the mechanical coupling with the spherical antenna is done by thermal contraction and the electrical coupling with the external circuit is done by remote electromagnetic coupling. The membranes (which close the cavities) were completely manufactured from niobium foil with 99,8 % purity and 0,05 mm thickness, while niobium RRR300 was used to build the remainder of the transducer. The design of the new dimensions of reentrant cavity reached electrical Q -factor of 5×10^5 and df/dx of 8×10^{14} Hz/m, increasing respectively in two and ten times the values of the previous models. At cryogenic conditions, the critical coupling factor ($\beta \approx 1$) between the probe and the cavity was obtained with probe moved 4,0 mm away from the cavity. This effect allows to eliminate the use of complex microstrip antenna system, which was traditionally adopted. The final result was the construction of a complete set of eight parametric transducers that, attached to the spherical antenna, will possibly reach the sensitivity $\tilde{h} \sim 10^{-21}$ Hz^{-1/2} in the near future.

SUMÁRIO

RESUMO	v
ABSTRACT	vi
LISTA DE FIGURAS	ix
LISTA DE TABELAS	xvi
1 INTRODUÇÃO	18
2 ONDAS GRAVITACIONAIS: TEORIA, FONTES E DETECÇÃO	27
2.1 Teoria das Ondas Gravitacionais	27
2.1.1 A Equação de Onda	27
2.1.2 Polarização e Interação com a Matéria	28
2.1.3 Radiação e Momento Quadrupolar	32
2.1.4 Algumas Estimativas Simples	34
2.2 Fontes Astrofísicas e Cosmológicas de Ondas Gravitacionais	37
2.2.1 Geração de Radiação Gravitacional sobre a Superfície da Terra	37
2.2.2 Fontes Periódicas	39
2.2.3 Fontes Espiralantes (<i>Chirps</i>)	40
2.2.4 Fontes Impulsivas (<i>Bursts</i>)	41
2.2.5 Fontes Estocásticas	42
2.2.6 Fontes Candidatas à Observação pelo Detector Mario Schenberg	43
2.3 Detectores de Ondas Gravitacionais	43
2.3.1 As Diversas Técnicas de Detecção	43
2.3.2 O Detector Interferométrico	47
2.3.3 O Detector de Massa Ressonante	51
2.4 O Detector Mario Schenberg	61
2.4.1 O Sistema de Refrigeração	62
2.4.2 O Sistema de Isolamento Vibracional	64
2.4.3 O Sistema de Transdução Paramétrica	66
3 O TRANSDUTOR PARAMÉTRICO: TEORIA E MOTIVAÇÃO	69
3.1 O Princípio de Funcionamento do Transdutor Paramétrico	69
3.2 Ressonância Mecânica e as Massas Intermediárias	71
3.2.1 Osciladores Harmônicos Simples Acoplados	72
3.2.2 Ressonância e Oscilação Forçada com Amortecimento	76
3.2.3 O Sistema de Transdução com Três Modos do Detector Schenberg	80
3.3 Ressonância Elétrica e Cavidades Klystron Supercondutoras	83
3.3.1 Circuitos Elétricos Acoplados	83
3.3.2 Cavidades Klystron Supercondutoras	86
3.3.3 Ressonância e Fator de Qualidade Elétrico	93

3.4	Fontes de Ruídos e a Sensibilidade do Detector Mario Schenberg	96
3.5	As Primeiras Gerações de Transdutores	99
3.5.1	A Primeira Geração de Transdutores	100
3.5.2	A Segunda Geração de Transdutores	104
3.5.3	A Terceira Geração de Transdutores.....	107
4	O TRANSDUTOR PARAMÉTRICO: SIMULAÇÕES, MEDIDAS MECÂNICAS	111
4.1	A Quarta Geração de Transdutores	111
4.1.1	Análise de Vibração da Quarta Geração de Transdutores.....	114
4.2	A Quinta Geração de Transdutores	122
4.2.1	Análise de Vibração da Quinta Geração de Transdutores	126
4.3	A Membrana Ressonante	133
4.3.1	As Membranas de Silício/Nióbio	133
4.3.2	As Membranas de Nióbio	156
4.4	Análise de Vibração das Membranas.....	162
5	O TRANSDUTOR PARAMÉTRICO: SIMULAÇÕES, MEDIDAS ELÉTRICAS ..	171
5.1	Acoplamento com Antenas: Primeiro Modelo de Acoplamento	171
5.1.1	Otimização da Cavidade Klystron	173
5.1.3	Sistema de Antenas Micro-Fitas	178
5.1.4	Acoplamento da Cavidade com o Sistema de Antenas Micro-Fitas	187
5.2	Acoplamento Remoto com Sonda: Segundo Modelo de Acoplamento	200
5.2.1	Simulações de Acoplamento Remoto com Sonda	201
5.2.2	Medidas de Acoplamento a Baixas Temperaturas.....	205
6	CONCLUSÕES: DISCUSSÕES E DESENVOLVIMENTOS FUTUROS	236
6.1	Discussões	236
6.2	Sugestões para Desenvolvimentos Futuros.....	243

LISTA DE FIGURAS

2.1.....As deformações h_+ e h_\times de um anel de partículas teste durante um ciclo de uma onda propagando-se na direção perpendicular ao plano xy	30
2.2.....Cinco classes de detectores relacionados às amplitudes e às faixas de frequência onde operam..	45
2.3.....Representação esquemática do detector interferométrico LIGO..	48
2.4.....Foto aérea dos observatórios LIGO em a) Hanford, Washington e b) Livingston, Lousiana.....	49
2.5.....Comparação de várias tecnologias de detecção e as fontes de ondas gravitacionais.....	50
2.6.....Esquerda: Weber ao lado de um de seus detectores de barra, que operava à temperatura ambiente com transdutores piezoelétricos; meio: o detector de Stanford com a antena de barra no seu interior, feita de uma liga de alumínio 6061 de 4,8 toneladas e resfriada criogenicamente; direita: o detector Explorer no CERN cuja barra se encontra no interior do dewar criogênico.....	55
2.7.....Os cinco modos quadrupolares degenerados de uma esfera.....	58
2.8.....Estado da arte de detectores criogênicos de massa ressonante e interferômetros no mundo.....	60
2.9.....Fontes impulsivas de ondas gravitacionais, mostrando a faixa dos possíveis sinais e a região de sensibilidade dos detectores LIGO e Schenberg.....	61
2.10...Arranjo esquemático do detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg, onde são mostrados o criostato, a esfera, as massas de isolamento vibracional e todo o restante do detector.	63
2.11...a) Esquema de funcionamento do refrigerador por diluição; b) comparação entre o isolamento vibracional produzido por um sistema de um único estágio e um multi-estágio; c) sistema de massa-mola de isolamento vibracional.....	65
2.12...Diagrama esquemático do sistema eletrônico para operação do transdutor paramétrico do tipo cavidade reentrante utilizado no detector Mario Schenberg.....	67
3.1.....Modelo simplificado de uma antena do tipo massa ressonante com um transdutor paramétrico.....	70
3.2.....O modo normal simétrico para um esquema de três osciladores acoplados.	74
3.3.....Frequências características para o caso de até três osciladores acoplados.	74
3.4.....Amplitude versus a frequência de vibração para diferentes fatores de qualidade mecânicos.	77

3.5Potência média em função da frequência do oscilador para diferentes fatores de qualidade mecânicos	78
3.6Curva de ressonância em termos da potência máxima	79
3.7Vista detalhada do sistema antena-transdutor-membrana ressonante do detector Mario Schenberg	81
3.8Circuito elétrico LC acoplado.....	86
3.9Representação esquemática da cavidade klystron utilizada no sistema de transdução paramétrica	87
3.10Curva de reflexão na ressonância.....	95
3.11 ...Curva de sensibilidade para o detector Mario Schenberg	99
3.12 ...Os primeiros transdutores utilizados no detector Mario Schenberg. As regiões em vermelho são de máximo deslocamento.	101
3.13 ...Transdutores testados na fase de comissionamento do detector Mario Schenberg com membrana metálica, fixada na extremidade superior do corpo do transdutor, com um formato do tipo “chapéu” para que sua face inferior se aproxime do topo do cone central da cavidade.	103
3.14 ...Transdutores de segunda geração, com membrana de silício fixada num suporte metálico e a sua montagem completa no corpo do transdutor.	106
3.15 ...Representação da montagem completa da terceira geração de transdutores, mostrando o desenho das molas, as antenas micro-fitas e a fixação da tampa de alumina no corpo do transdutor através de parafusos.....	108
4.1Desenho do corpo intermediário do transdutor de quarta geração, apresentando suas molas duplas em forma de ‘braços cruzados’.....	112
4.2a) Interior da cavidade reentrante na tampa de alumina; b) vista superior do transdutor de nióbio; c) tampa de alumina e transdutor; d) filme de cobre na tampa de alumina onde são confeccionadas antenas micro-fitas; e) vista inferior do transdutor de nióbio; f) tampa de alumina encaixada em sua sede no corpo do transdutor.	113
4.3Vista da montagem do equipamento usado para obter as frequências ressonantes dos transdutores.....	118
4.4a) Massa teste usada para substituir o shaker. Ela é suspensa por cordas formando um pêndulo. b) Vista em detalhes do transdutor alojado na massa teste..	118
4.5Espectro de frequências captado pelo microfone. Os picos acentuados correspondem às frequências de ressonância do transdutor	118
4.6Visão esquemática do transdutor de quinta geração, mostrando suas molas e a base para o encaixe no orifício da antena esférica como também pode ser elucidado na Fig. 3.7.....	123

4.7.....Vista explodida do transdutor de quinta geração, apresentando suas molas, membrana, tampa e parafusos. São apresentados, também, os cinco primeiros modos de oscilação do transdutor.....	124
4.8.....Vistas do transdutor de quinta geração.....	125
4.9.....Vista de uma montagem completa do equipamento usado para obter as frequências ressonantes dos transdutores: são mostradas a massa teste, microfone, transdutor e analisador de espectro.....	127
4.10.....Representação esquemática da técnica de Eletrodeposição de Nióbio em Meio de Fluoretos Fundidos.	135
4.11.....Montagem experimental para a realização das experiências de eletrodeposição de nióbio.....	136
4.12...Primeiros testes de eletrodeposição de nióbio sobre silício.....	139
4.13...Intensidade em função do ângulo 2θ de espalhamento de raio-x sobre o depósito preto do experimento LA1_2	140
4.14...Montagem experimental do cátodo de silício. Este arranjo mostrou-se coeso e diminuiu a área de contato do cobre com o silício.....	142
4.15...Resultados da eletrodeposição.....	144
4.16...Ensaio LA1_9 com corrente de 213 mA em 60 min a 670°C . Houve uma diminuição de massa tanto no ânodo quanto no cátodo.	146
4.17...Intensidade de raio-x na amostra LA1_9.....	147
4.18...Cadinho no interior do forno a arco.....	149
4.19...Micrografia da interface silício (acima) e nióbio (abaixo)	150
4.20...As lâminas comerciais de silício podem ser vistas sendo manipuladas por pinça á vácuo.....	154
4.21...a) Ressalto de nióbio feito no torno mecânico. b) Contra-molde fêmea de cobre fundido sobre o ressalto de nióbio. c) A região central da peça de cobre e nióbio foi cortada ao meio para destacar o ressalto.	157
4.22...Exposição das tentativas de fabricação das membranas de nióbio através de diversos processos	158
4.23...a) Disco de nióbio com rebaixo de 2 mm de profundidade preso na baquelite. b) Membrana produzida com afinamento mecânico na baquelite.....	158
4.24...Lado externo da membrana. Pode ser claramente notado o “estufamento” causado pela deformação plástica.....	160
4.25...a) São mostradas folhas de nióbio de $50\mu\text{m}$ de espessura com alguns transdutores colados sobre ela aguardando a secagem da cola. b) Transdutor de nióbio com membrana de nióbio já colada e modelada sobre o transdutor.	161

4.26...a) Simulações realizadas no solidworks para análise de frequência do primeiro modo de oscilação longitudinal da membrana. b) Membrana de silício colada no transdutor com filme de nióbio depositado e seguido por anodização.	163
4.27...Lâmina de nióbio colada sobre um substrato de cobre para medidas de frequência e modos de vibração da membrana de nióbio.	165
4.28...Gráfico mostrando a frequência (<i>kHz</i>) decrescendo com o aumento do diâmetro da membrana (<i>mm</i>).	168
5.1.....Acima do topo do poste cônico é apresentada a região mais intensa do campo elétrico para o gap de $3\mu m$	174
5.2.....Campo magnético da cavidade na fase de $77,5\text{ graus}$ na frequência de 9.67103 GHz	175
5.3.....Corrente supercondutora na superfície da cavidade	175
5.4.....Projeção do campo magnético no plano bidimensional que corta a cavidade na região central, após simulação no Domínio Frequência.....	176
5.5.....Figura do parâmetro $S_{1,1}$ para os gaps de 1, 2 e 3 microns, simulado no Domínio da Frequência.....	177
5.6...Sistema constituído por substrato de alumina, cabo coaxial e patch.....	180
5.7...Figura do parâmetro $S_{2,2}$ em função da frequência f (em <i>GHz</i>) para o sistema constituído por um patch.....	181
5.8...Carta de Smith confirmando a posição de melhor acoplamento.....	181
5.9...Sistema constituído por dois patches.....	183
5.10...Figura do parâmetro $S_{2,2}$ em função da frequência f (em <i>GHz</i>) para três distâncias de separação dos patches	183
5.11...Figura do parâmetro $S_{3,2}$ em função da frequência f (em <i>GHz</i>) para três distâncias entre patches	184
5.12...Sistema constituído por quatro patches.	185
5.13...Figura do parâmetro $S_{2,2}$ do sistema de quatro patches para três distâncias entre os substratos	186
5.14...Figura do parâmetro $S_{3,2}$ do sistema de quatro patches para três distâncias entre os substratos	187
5.15...Sistema integrado constituído pelos quatro patches e a cavidade	189
5.16...Figura do parâmetro $S_{2,2}$ para um parameter sweep do gap de $0,00340\text{mm}$ a $0,00359\text{mm}$ com passos de 10nm (10 nanômetros).	190
5.17...Figura do parâmetro $S_{3,2}$ para um par. sweep do gap de $0,00340\text{ mm}$ a $0,00359\text{ mm}$ com passos de 10 nm (10 nanômetros).....	190

5.18 ...Vista em corte da cavidade montada sobre o sistema de patches. A porta discreta pode ser localizada atrás do poste cônico, no interior da cavidade.	191
5.19 ...Figura do parâmetro $S_{2,2}$ para os gaps de $0,00166\text{ mm}$, $0,00167\text{ mm}$, $0,00168\text{ mm}$ e $0,003\text{ mm}$, correspondendo aos valores mínimos de $-23,86\text{ dB}$, $-34,87\text{ dB}$, $-22,67\text{ dB}$ e $-18,96\text{ dB}$, respectivamente. As frequências destes mínimos ocorrem em $9,72\text{ GHz}$ para o gap de $0,003\text{ mm}$ e $9,66\text{ GHz}$ para os demais gaps.	193
5.20 ...Figura do parâmetro $S_{2,1}$ para os gaps de $0,00166\text{ mm}$, $0,00167\text{ mm}$, $0,00168\text{ mm}$, correspondendo aos valores de $-20,85\text{ dB}$, $-20,86\text{ dB}$ e $-22,97\text{ dB}$, respectivamente, na frequência de $9,66\text{ GHz}$	194
5.21 ...Figura do parâmetro $S_{3,2}$ para os gaps de $0,00166\text{ mm}$, $0,00167\text{ mm}$ e $0,00168\text{ mm}$ correspondendo aos valores de $-1,53\text{ GHz}$, $-1,42\text{ GHz}$ e $-1,39\text{ GHz}$, respectivamente, na frequência de $9,66\text{ GHz}$	195
5.22 ...Resultados do parâmetro $S_{1,1}$ devido à porta discreta.....	195
5.23 ...Figura do parâmetro $S_{1,1}$ devido à porta discreta. Para o gap de $0,00155\text{ mm}$ temos o valor de $-33,80\text{ dB}$ na frequência de $9,56\text{ GHz}$	196
5.24 ...Carta de Smith correspondendo às figuras do parâmetro $S_{1,1}$ para os gaps de $0,00154\text{ mm}$, $0,00155\text{ mm}$ e $0,00156\text{ mm}$. Na transmissão integral da porta discreta para as antenas, notamos claramente a intersecção do gráfico de impedância relativa pelo marco 1 na carta.	197
5.25 ...Vetores de campo elétrico para o gap de $0,00158\text{ mm}$, calculado na frequência de $9,52\text{ GHz}$	198
5.26 ...Figura ampliada do campo elétrico na região do gap da cavidade.....	198
5.27 ...Vetores de campo magnético na frequência de $9,52\text{ GHz}$	199
5.28 ...Densidade de corrente superficial na frequência de $9,58\text{ GHz}$ para o gap de $0,003\text{ mm}$	199
5.29 ...Densidade de corrente superficial na frequência de $9,52\text{ GHz}$ para o gap de $0,00158\text{ mm}$	200
5.30 ...Vista externa da cavidade klystron com os dois orifícios de acoplamento e as duas sondas inseridas num substrato de fixação.....	202
5.31 ...Campo elétrico do modo fundamental concentrado no gap spacing na fase de $202,5^\circ$ com amplitude máxima.	203
5.32 ...Campo elétrico do segundo modo concentrado ao redor das sondas para a fase de $202,5^\circ$ com amplitude mínima.	204
5.33 ...Gráficos exibindo a variação do Q elétrico carregado como função do raio do furo (R_{FURO}) de acoplamento e da posição da sonda.....	204

5.34 ...Fita de nióbio anodizada: diferentes voltagens aplicadas e as cores obtidas ..	208
5.35 ...Célula eletrolítica construída com eletrodos de nióbio para anodização das cavidades reentrantes.....	210
5.36 ...Procedimento experimental para lixamento e polimento das cavidades.....	211
5.37 ...a) Algumas cavidades anodizadas, membranas e transdutores. b) Algumas amostras de transdutores no interior do dessecador com vácuo. c) Superfície do transdutor com espelhamento obtido através de técnicas de lixamento; d) Algumas cavidades anodizadas.	213
5.38 ...Câmara experimental de latão utilizada no criostato para a realização das medidas de acoplamento em modo de reflexão.....	215
5.39 ...Vista ampliada da sonda elétrica e o orifício de acoplamento da cavidade reentrante.	216
5.40 ...Representação esquemática da montagem experimental para medições de frequência de ressonância e fator- Q carregado em modo reflexão.	217
5.41 ...Vista geral da montagem do sistema de medição	217
5.42 ...Arranjo experimental utilizado para a realização das medições criogênicas da frequência de ressonância, acoplamento e fator- Q carregado das cavidades reentrantes.	219
5.43 ...Plote temperatura versus pressão do He4	223
5.44 ...a) Conexão do analisador de rede vetorial com o criostato. b) Monitor conectado ao analisador para melhor visualização dos gráficos de parâmetros S . c) Conexão da válvula de ventilação do dewar à tubulação de vácuo do criostato, para inserção de troca no interior do criostato e bombeamento de GHe do interior do dewar. d) Sistema de vácuo utilizado para baixar a pressão do criostato, consituído principalmente por uma bomba mecânica.....	224
5.45 ...Dewar de Hélio líquido com formação de gelo na região da válvula V-3 (esquematzada na Fig. 5.50) de ventilação do dewar	226
5.46 ...Resultado obtido (em 4K), no acoplamento crítico ($\beta = 1$).....	227
5.47 ...Frequências de ressonância da cavidade de nióbio (em 4K) como determinado pela posição da sonda.	230
5.48 ...Acoplamento eletromagnético (em 4,2K) em função da posição da sonda para diversas cavidades.	232
5.49 ...Fator- Q elétrico carregado (em 4,2K) em função da posição da sonda para diversas cavidades	233
6.1Membrana colada com super bonder sobre um transdutor. Pode ser visto também os furos feitos na membrana combinando com os furos do transdutor para inserção de parafusos.....	238

6.2.....a) Corpo da cavidade reentrante com furo de acoplamento de <i>3mm</i> , montada sobre o corpo de um transdutor modelo quinta geração. b) Vista interna da cavidade usinada em um disco de nióbio.....	239
6.3..... Transdutores de nióbio com suas respectivas cavidades reentrantes.....	240
6.4..... Previsão mínima para a densidade espectral de ruído eletrônico da próxima corrida de testes do detector Schenberg.....	242
6.5..... Previsão máxima para a densidade espectral de ruído eletrônico da próxima corrida de testes do detector Schenberg.....	242
6.6..... Previsão para a densidade espectral de ruído quando o detector Schenberg estiver operando à temperaturas ultra-baixas..	243

LISTA DE TABELAS

2.1...Detectores Interferométricos de ondas gravitacionais.	50
2.2...Principais características dos detectores ressonantes de barra cilíndrica.	56
3.1...Relação de frequências características para n osciladores acoplados.	73
3.2...Valores experimentais dos modos quadripolares da antena esférica do detector Mario Schenberg.	83
3.3...Analogia entre grandezas mecânicas e elétricas.	85
4.1...Valores médios de frequências para cada encaixe do transdutor.	120
4.2...Modos e frequências para as batidas/excitações no transdutor T1.	129
4.3...Alguns ensaios realizaos variando o tempo (t), a corrente (I) e a temperatura (T) da eletrólise; M_i , M_f e M_d são as massas inicial, final e a massa do depósito, respectivamente; d é a densidade de corrente.	143
4.4...Alguns modos de oscilação da membrana colada em substrato com diâmetro de $7mm$	166
5.1...Resultado comparativo da variação do Q elétrico com o comprimento do gap para os solvers Eigenmode e Domínio Frequência.	178
5.2...Condições experimentais e dimensões características das cavidades klystron testadas.	229
5.3...Parâmetros característicos do acoplamento entre a sonda e as cavidades klystron investigadas. Denotamos por DFURO o diâmetro do furo de acoplamento e PSONDA a posição da sonda a partir do furo.	232
6.1...Parâmetros de entrada utilizados na simulação do desempenho do detector Mario Schenberg.	241

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1 INTRODUÇÃO

O conceito de ondas gravitacionais tem um desenvolvimento bem interessante. Sua história remonta há poucos séculos e três períodos podem ser identificados como bem marcantes. O primeiro período inicia com a primeira teoria da gravitação construída por Newton. Essa teoria suscitou a dúvida se a gravitação era transmitida à distância ou se havia algum mecanismo pelo qual ela era transmitida de corpo a corpo. Mais tarde, após o surgimento do conceito de campo gravitacional e a confirmação experimental das ondas eletromagnéticas por H. Hertz (1887), aumentou-se a especulação sobre a possível existência das ondas gravitacionais (AGUIAR, 2011).

O segundo período é aquele que compreende a sua investigação com fundamentação matemática. Isso se tornou possível devido a construção da Teoria da Relatividade Geral (TRG) por A. Einstein (EINSTEIN, 1916; 1918). Este período é caracterizado como compreendendo muita confusão sobre a existência dos efeitos físicos associados. O próprio Einstein duvidava se essas ondas não eram somente um artefato matemático. Embora Eddington já houvesse demonstrado que tais ondas carregam momento e energia, a controvérsia durou até os primeiros anos de 1960 (KENNEFICK, 1997; 2007).

Com a teoria já consolidada, inicia-se o último e mais recente período que corresponde a busca por sua detecção. O primeiro a construir um aparato experimental a fim de detectar tais ondas foi Joseph Weber (WEBER, 1960). Com os resultados do seu experimento, ele impulsionou o desenvolvimento tecnológico na busca desenfreada pela detecção das ondas gravitacionais. Ele se baseou na idéia que o modo fundamental de vibração ($\sim 1 \text{ kHz}$) de uma barra metálica massiva, feita de uma liga de alumínio, seria excitado na incidência de um pulso de radiação gravitacional com frequência característica próxima da frequência de oscilação da antena. Sensores piezoelétricos foram utilizados para converter a vibração mecânica da barra em sinal elétrico. Em 1969, Weber operou com dois detectores distantes aproximadamente 1000 km um do outro. Ele registrou eventos coincidentes entre os dados fornecidos pelos dois instrumentos, os quais ele considerou como “evidências de ondas

gravitacionais" (WEBER, 1969). Contudo, a intensidade dos seus sinais eram muito maiores do que o esperado.

Nos anos seguintes, após os anúncios de Weber, vários grupos se formaram e realizaram experimentos com barras mais sensíveis. Nenhum deles confirmaram os seus resultados. Mas de qualquer forma, o trabalho de Weber foi decisivo para o rápido crescimento da comunidade de ondas gravitacionais. Nos anos 70 e 80, aproximadamente uma dezena de grupos tentaram repetir seus resultados, operando com detectores de barra à temperatura ambiente. Dentre estes grupos, podemos citar:

- **Bristol group, Inglaterra** – trabalhou com duas semi-barras de alumínio paralelas na mesma câmara de vácuo. Cada semi-barra possuía seu próprio transdutor piezoelétrico (PZT) feito de niobato de lítio, mas elas compartilhavam a mesma câmara de vácuo e o mesmo sistema de isolamento vibracional (APLIN, 1972);
- **IBM, Yorktown Heights (NY), EUA** – este grupo utilizou uma barra de alumínio de 118 *kg*, 150 *cm* de comprimento, 19 *cm* de diâmetro, ressonante em 1695 *Hz* e equipada com transdutores PZT-4 (LEVINE & GARWIN, 1973);
- **Glasgow, Escócia** – o grupo trabalhou com dois detectores, separados por uma distância de 50 *m*, compostos por duas semi-barras de alumínio com uma massa total de 300 *kg*, 155 *cm* de comprimento, 30 *cm* de diâmetro, ressonantes em 1020 *Hz* e 1100 *Hz*, sendo monitoradas por transdutores PZT (DREVER et al. 1973);
- **BTL (Bell Labs), New Jersey, EUA** – o grupo utilizou uma barra de alumínio de 3700 *kg*, 357 *cm* de comprimento, 70 *cm* de diâmetro, ressonante em 710 *Hz* e equipada com transdutores PZT-8 (TYSON, 1973);
- **Meudon group, France** – pesquisou uma antena cônica equipada com transdutores capacitivos (BONAZZOLA & CHEVRETON, 1973);
- **Moscow, Rússia** – o grupo desenvolveu dois detectores, separados por uma distância de 20 *km*, compostos por uma barra de alumínio de 1200 *kg*, 150 *cm* de comprimento, 60 *cm* de diâmetro, ressonante em 1640 *Hz* e equipados com transdutores capacitivos (BRAGINSKY et. al., 1974);

- **Zhongshan Univ., Guangzhou, China** – o grupo investigou uma barra de alumínio de 2000 kg, 178 cm de comprimento, 72 cm de diâmetro, ressonante em 1,5 kHz e usando transdutores PZT-4; também investigaram uma antena quadrada de 200 cm², 500 kg de massa, ressonante em 47 Hz e equipada com transdutores dc-capacitivos (HU et. al., 1986);

Os primeiros experimentalistas que encontraram resultados nulos foi Tyson no Bell Labs (New Jersey) e Levine e Garwin no IBM Thomas J. Watson Research Center (New York). Ambos em 1973, quatro anos após os relatos de Weber. Os experimentos discordaram dos resultados de Weber e sugeriram que os eventos que ele encontrou não eram eventos de ondas gravitacionais.

Alguns grupos perceberam a importância de melhorar a sensibilidade dos detectores, iniciando-se a segunda geração de detectores de massa ressonante. As antenas passaram a ser resfriadas criogenicamente, isoladas vibracionalmente, e os piezoelétricos foram substituídos por transdutores ressonantes eletromecânicos, cujo sinal de saída era pré-amplificado por amplificadores criogênicos de baixíssimo ruído. O uso de refrigeradores por diluição permitiu ainda atingir temperaturas da ordem de 0,1 K. (AGUIAR, 1990; BLAIR, 1991).

A terceira geração de detectores de massa ressonante se caracterizou pela operação regular e estável de uma rede de detectores de barra na década de 90. Estes detectores passaram a operar continuamente, executando vários ciclos ao longo de uma grande fração do ano. Colaborações internacionais de coincidência de eventos passaram a existir para correlacionar os dados e obter maiores níveis de confiança. Nos anos 90 e início deste século, um total de cinco detectores participaram das operações de coincidência numa operação conjunta denominada IGEC (International Gravitational Event Collaboration), os quais podemos citar: Explorer (CERN, Suíça), Allegro (Baton Rouge, EUA), Nautilus (Frascati, Itália), Auriga (Legnaro, Itália) e NIOBÉ (Perth, Austrália) (AGUIAR, 2011).

O trabalho pioneiro de Weber motivou não apenas o desenvolvimento de detectores de massa ressonante, mas também outros tipos de dispositivos. Alguns destes dispositivos usam massas testes livremente suspensas, entre as

quais atravessa um sinal eletromagnético. Este sinal é usado como uma sonda para testar a curvatura do espaço-tempo na região entre as massas (BLAIR, 1991). Existem pelo menos quatro tecnologias de detecção utilizando essa idéia básica, que são: medidas de radiação cósmica de fundo em microondas (CMB), arranjos de '*pulsar timing*', interferômetros espaciais e interferômetros terrestres (NASA, 2012; LIGO, 2012; MPIFR, 2012).

Atualmente, os detectores eletromagnéticos que apresentam maiores perspectivas de realizar a primeira detecção direta de ondas gravitacionais são os interferômetros terrestres. Na prática, a montagem é um interferômetro do tipo Michelson, no qual os espelhos estão livremente suspensos e isolados vibracionalmente. Estes espelhos são, geralmente, separados por uma grande distância e definem os braços ortogonais 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 caminhos ópticos diferentes definidos pelos braços ortogonais do interferômetro. Ao final destes caminhos, os feixes são refletidos por espelhos e recombinaos no espelho-divisor, sendo o feixe resultante detectado por um foto-sensor. Ajusta-se os caminhos ópticos de tal forma que ocorra interferência destrutiva dos feixes, produzindo um mínimo de interferência sobre o foto-detector. Se as fases destes feixes não forem iguais, gera-se um padrão de interferência que corresponderá à detecção da onda gravitacional.

Os principais detectores interferométricos laser, em operação ou em construção, sobre a superfície da Terra são: LIGO I e II (Estados Unidos), VIRGO (França – Itália), TAMA (Japão), GEO 600 (Alemanha - Inglaterra) e AIGO (Austrália). Eles possuem braços com comprimentos que variam desde 80 m até 4 km de extensão. Utilizando-se técnicas que permitem múltiplas reflexões do feixe, estes detectores objetivam atingir altas sensibilidades no domínio de frequência entre 1 Hz e 10^4 Hz.

Como pode ser notado, muitos desenvolvimentos ocorreram desde a construção do primeiro detector de ondas gravitacionais. Vários grupos ao redor do mundo se formaram e, para aumentar a sensibilidade de seus detectores, passaram a aprimorar a tecnologia no estado da arte.

Paralelamente aos avanços experimentais, também ocorreram muitos desenvolvimentos do estudo de fontes astrofísicas emissoras de radiação gravitacional. Muitas fontes candidatas à observação pelos detectores foram catalogadas. Descobriu-se muitos eventos astrofísicos que podem produzir radiação gravitacional. Entre eles podemos citar os colapsos gravitacionais (*bursts*); a dinâmica de sistemas binários tais como: pulsares binários, binários espiralando (*chirps*), binários de anãs-brancas, buracos negros supermassivos; os modos normais quadrupolares de buracos negros e os fundos estocásticos (SATHYAPRAKASH, 2009).

Um mecanismo particular é a emissão dessa radiação pelo pulsar binário PSR 1913+16. Este pulsar binário é um exemplo de sistema que apresenta uma variação do período de rotação devido à emissão de radiação gravitacional. Ele vem sendo observado desde 1975 e é uma fonte de sinal periódico de baixa frequência e intensidade (HULSE; TAYLOR, 1975; TAYLOR et al., 1976). Ele está espiralando a uma taxa de decaimento do período orbital consistente com as previsões da taxa de emissão de ondas gravitacionais. Essas medidas foram percebidas como a primeira detecção indireta de radiação gravitacional. Devido a essa observação, Russell A. Hulse e Joseph H. Taylor foram agraciados com o Prêmio Nobel em 1993, *“pela descoberta de um novo tipo de pulsar, uma descoberta que abriu novas possibilidades para o estudo da gravitação”* (HULSE; TAYLOR, 1993). Próximo da sua coalescência (daqui a $3,5 \times 10^8$ anos), este pulsar irá gerar um pulso de alta frequência e intensidade.

O acoplamento da radiação gravitacional com a matéria é extremamente fraco. Isso, certamente, contrasta com o comportamento de ondas eletromagnéticas, que são facilmente absorvidas e espalhadas. Porém, a vantagem é a sua altíssima transparência e penetrabilidade. Ondas gravitacionais, provenientes do interior de corpos massivos e compactos, poderiam ser detectadas, evidenciando fenômenos jamais pensados e estudados. De fato, a detecção de ondas gravitacionais pode abrir uma nova janela para a observação do Universo.

A energia, a forma e a polarização das ondas poderão fornecer muitas informações sobre os processos astrofísicos pelos quais estas ondas foram

geradas. 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.

A detecção de ondas gravitacionais é um dos esforços experimentais mais desafiadores na física atual. Uma observação de sucesso não somente representará um grande triunfo em física experimental, mas também fornecerá um novo instrumento de observação para obter uma melhor e mais profunda compreensão sobre suas fontes bem como um único teste das várias teorias relativísticas da gravitação propostas.

Esta tese de doutoramento teve como objetivo otimizar o sistema de transdução paramétrica do detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg. Diversas soluções foram testadas, comparadas e analisadas as vantagens e desvantagens de cada uma delas. Os projetos foram realizados através de simulações computacionais, utilizando-se softwares como SOLIDWORKS (para o estudo de oscilações mecânicas), CST Microwave Studio (para análise eletromagnética), entre outros. Muitos ensaios foram realizados através de técnicas como eletrodeposição, fusão, anodização e corrosão de materiais. Diversas medidas de ressonância mecânica e elétrica foram tomadas. Experiências a baixas temperaturas também foram estudadas para monitorar efeitos relacionados à supercondutividade. Mais especificamente, o foco foi dado ao desenvolvimento de transdutores eletromecânicos (paramétricos) de alto desempenho.

Os testes experimentais foram realizados nas instalações do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), da Universidade de São Paulo (USP), do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) e no Departamento de Engenharia de Materiais da Escola de Engenharia de Lorena (DEMAR/EEL-USP).

Esta tese foi dividida em seis capítulos. No Capítulo 2, apresentamos uma breve revisão sobre a teoria das ondas gravitacionais; seus principais tipos de

fontes; uma breve revisão sobre as técnicas de detecção; o funcionamento dos detectores de massa ressonante e interferométricos; o status atual da detecção de ondas gravitacionais e suas perspectivas futuras; alguns aspectos limitantes da sensibilidade destes detectores; e o princípio de funcionamento dos detectores ressonantes esféricos. O detector Mario Schenberg é descrito em detalhes.

No Capítulo 3, desenvolvemos os principais conceitos teóricos que fundamentam as experiências realizadas e descritas nos capítulos seguintes. Apresentamos os principais conceitos sobre o princípio de funcionamento dos transdutores paramétricos; os conceitos relacionados a osciladores acoplados; os tratamentos mais importantes dados a cavidades klystron supercondutoras; os fundamentos relacionados a medidas de ressonância mecânica e elétrica; assim como as principais fontes de ruído que limitam a sensibilidade do detector Mario Schenberg. Abordamos, também, um breve histórico a respeito do desenvolvimento dos transdutores, iniciando a partir da primeira geração projetada para uso no detector até a última geração que antecede os desenvolvimentos ocorridos nessa tese.

A partir do Capítulo 4, descrevemos os projetos, os métodos e os resultados desenvolvidos exclusivamente durante o período de doutoramento referente a esta tese. No Capítulo 4, apresentamos os principais problemas pertinentes ao projeto mecânico do transdutor; as soluções para superá-los; as simulações realizadas no software SOLIDWORKS para obter o desenho e a frequência de ressonância mecânica dos transdutores e das membranas; as experiências realizadas para fabricação de uma membrana de nióbio com espessura de $50 \mu m$; as experiências de eletrodeposição de nióbio; as medidas de ressonância mecânica dos transdutores e das membranas, utilizando uma massa teste e um analisador de espectro; entre outros. Em suma, enfatizamos a necessidade da transição de um modelo de transdutor de quarta geração para um modelo de quinta geração, bem como a transição necessária das membranas de silício para as membranas de nióbio.

No capítulo 5, apresentamos o projeto de cavidades reentrantes com sensibilidade superior às gerações anteriores em aproximadamente uma ordem

de grandeza; o projeto de um sistema de antenas micro-fitas com a mesma frequência de ressonância das cavidades; as simulações computacionais que investigaram o acoplamento eletromagnético entre a cavidade reentrante e o sistema de antenas micro-fitas; os ensaios a baixas temperaturas para estudar o acoplamento entre uma sonda elétrica e as cavidades reentrantes supercondutoras; e uma célula eletrolítica confeccionada para realizar anodização de nióbio nas cavidades. Enfatizamos, neste capítulo, a necessidade da transição de um modelo de acoplamento com a cavidade (utilizando antenas micro-fitas) para um outro modelo de acoplamento remoto, utilizando somente sondas elétricas.

As conclusões, discussões e sugestões para trabalhos futuros são apresentadas no Capítulo 6.

CAPÍTULO 2

ONDAS GRAVITACIONAIS: TEORIA, FONTES E DETECÇÃO

2 ONDAS GRAVITACIONAIS: TEORIA, FONTES E DETECÇÃO

Este capítulo apresenta a teoria da relatividade geral no limite de campo fraco, mostrando como emergem os graus de liberdade físicos referentes a propagação de ondas gravitacionais. Aborda os principais tipos de fontes astrofísicas sujeitas à observação nesta fase atual de desenvolvimento experimental. Descreve algumas técnicas de detecção e, em particular, o detector Mario Schenberg é explorado em detalhes.

2.1 TEORIA DAS ONDAS GRAVITACIONAIS

2.1.1 A EQUAÇÃO DE ONDA

Segundo a teoria da Relatividade Geral, ondas gravitacionais são deformações da métrica do espaço-tempo, se propagando com a velocidade da luz. Foram previstas por esta teoria em 1916, mas nunca foram diretamente detectadas. Uma das principais vantagens dessas ondas é que elas interagem muito fracamente com a matéria chegando até nós na sua forma original. Com isso, podemos obter informação direta de suas fontes, a qual não poderia ser obtida com nenhuma outra forma de radiação conhecida (AGUIAR et al., 1999).

Uma dedução formal das ondas gravitacionais é obtida das equações de campo de Einstein, que são (desprezando a constante cosmológica)

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi \frac{G}{c^2}T_{\mu\nu}, \quad (2.1)$$

onde $c = 2,99792458 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ e $G = 6,67259(85) \times 10^{-11} \text{ m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$; $g_{\mu\nu}$ é o tensor métrico responsável por descrever a gravidade, $R_{\mu\nu}$ é o tensor de Ricci que envolve operações diferenciais parciais de segunda ordem do tensor métrico $g_{\mu\nu}$ e, $T_{\mu\nu}$ é o tensor momento-energia responsável por descrever a matéria e a energia. Uma vez que essas equações são não-lineares, o cálculo é, algumas vezes, muito complicado. Essa não-linearidade da gravidade também implica que o princípio de superposição não é mais válido. Contudo, quando o campo gravitacional é fraco e suficientemente distante de sua fonte,

algumas linearizações podem ser assumidas. Nessas condições, a curvatura do espaço-tempo é quase plana e a métrica pode ser escrita como

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}, \quad (2.2)$$

onde $\eta_{\mu\nu}$ é o tensor métrico de Minkowski e $h_{\mu\nu} \ll 1$. Isso simplifica o cálculo do tensor de Riemann, que pode agora ser expresso como

$$R_{\alpha\beta\mu\nu} = \frac{1}{2}(h_{\alpha\nu,\beta\mu} + h_{\beta\mu,\nu\alpha} - h_{\beta\nu,\alpha\mu} + h_{\alpha\mu,\beta\nu}), \quad (2.3)$$

onde $h_{\alpha\beta,\mu\nu} = \frac{\partial^2 h_{\alpha\beta}}{\partial x^\mu \partial x^\nu}$, se termos da ordem h^2 são ignorados. O tensor de Ricci e o escalar de Ricci (R) podem agora ser computados e substituídos nas equações de campo. Uma vez que as equações de campo contém o fator $g_{\mu\nu}/2$, as equações são simplificadas ao definir

$$\bar{h}_{\mu\nu} \equiv h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h, \quad (2.4)$$

onde $h = h^\alpha_\alpha = \eta^{\alpha\beta}h_{\alpha\beta}$. Além disso, a fim de obter uma forma ainda mais compacta para as equações de campo, é possível escolher um gauge conveniente (“o gauge de Lorentz”) no qual

$$\bar{h}^{\mu\alpha}_{,\alpha} = 0. \quad (2.5)$$

As equações de campo então assumem a forma

$$\left(-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla^2\right)\bar{h}_{\mu\nu} = -16\pi\frac{G}{c^4}T_{\mu\nu}. \quad (2.6)$$

2.1.2 POLARIZAÇÃO E INTERAÇÃO COM A MATÉRIA

No vácuo $T_{\mu\nu} = 0$, e obtém-se uma equação de onda tensorial (e homogênea) com soluções da forma

$$\bar{h}_{\mu\nu} = A_{\mu\nu}e^{ik(z-ct)}, \quad (2.7)$$

que representa uma onda monocromática da geometria do espaço-tempo (PRICE, 1982) propagando na direção $+z$ com velocidade c e frequência kc .

Essas ondas, oscilações na curvatura do espaço-tempo, são chamadas ondas gravitacionais.

A fim de compreender a interação com a matéria de uma onda gravitacional plana local na teoria linearizada, o gauge deve ser mudado, mais uma vez, para um outro gauge transverso e sem traço. Nesse gauge, somente as componentes espaciais de $h_{\mu\nu}$ são não-nulas ($h_{\mu 0} = 0$), e elas são transversas na direção de propagação. Além do mais, essas componentes são livres de divergências ($h_{kj,j} = 0$) e sem traço ($h_{kk} = 0$). Uma vez que $h = h^\alpha_\alpha = h_{kk} = 0$, pode-se concluir que

$$\bar{h}_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} = h_{\mu\nu}^{TT}. \quad (2.8)$$

Esse gauge é chamado gauge TT ou gauge transverso e sem traço (EINSTEIN, 1916). Neste caso, o tensor de curvatura de Riemann tem a forma simples

$$R_{j0k0} = -\frac{1}{2}h_{jk,00}^{TT} \quad (2.9)$$

e, em particular, (PRESS; THORNE, 1972)

$$R_{x0x0} = -R_{y0y0} = -\frac{1}{2}\ddot{h}_+ \left(t - \frac{z}{c} \right) \quad (2.10)$$

e

$$R_{x0y0} = -R_{y0x0} = -\frac{1}{2}\ddot{h}_\times \left(t - \frac{z}{c} \right), \quad (2.11)$$

onde (THORNE, 1987)

$$h_+ \equiv h_{xx}^{TT} = -h_{yy}^{TT} = \Re \left\{ A_+ e^{i[\omega(t-\frac{z}{c})+\phi_+]} \right\} \quad (2.12)$$

e

$$h_\times \equiv h_{xy}^{TT} = -h_{yx}^{TT} = \Re \left\{ A_\times e^{i[\omega(t-\frac{z}{c})+\phi_\times]} \right\}. \quad (2.13)$$

As Eqs. (2.12) e (2.13) correspondem a uma onda monocromática propagando-se na direção $+z$, onde A_+ e A_\times são as amplitudes dos dois modos independentes de polarização ($+$ e \times). Então, a força das ondas gravitacionais agindo sobre cada elemento de massa m_i de um corpo material pode ser derivada como

$$F_j = \frac{1}{2} m_i \ddot{h}_{jk}^{TT} k, \quad \text{onde } j, k = x \text{ ou } y. \quad (2.14)$$

A força total ($F_x e_x + F_y e_y$) torna-se

$$\mathbf{F} = \frac{1}{2} m_i \{ (\ddot{h}_{+x} + \ddot{h}_{\times y}) e_x + (\ddot{h}_{\times x} - \ddot{h}_{+y}) e_y \}. \quad (2.15)$$

Das Eqs. (2.12) e (2.13): se $\phi_+ = \phi_\times$, a força resultante é linearmente polarizada; se $\phi_+ = \phi_\times = \pm 90^\circ$ e as magnitudes A_+ e A_\times são iguais, a força resultante é circularmente polarizada; se nenhuma das condições anteriores forem satisfeitas, ela é elipticamente polarizada.

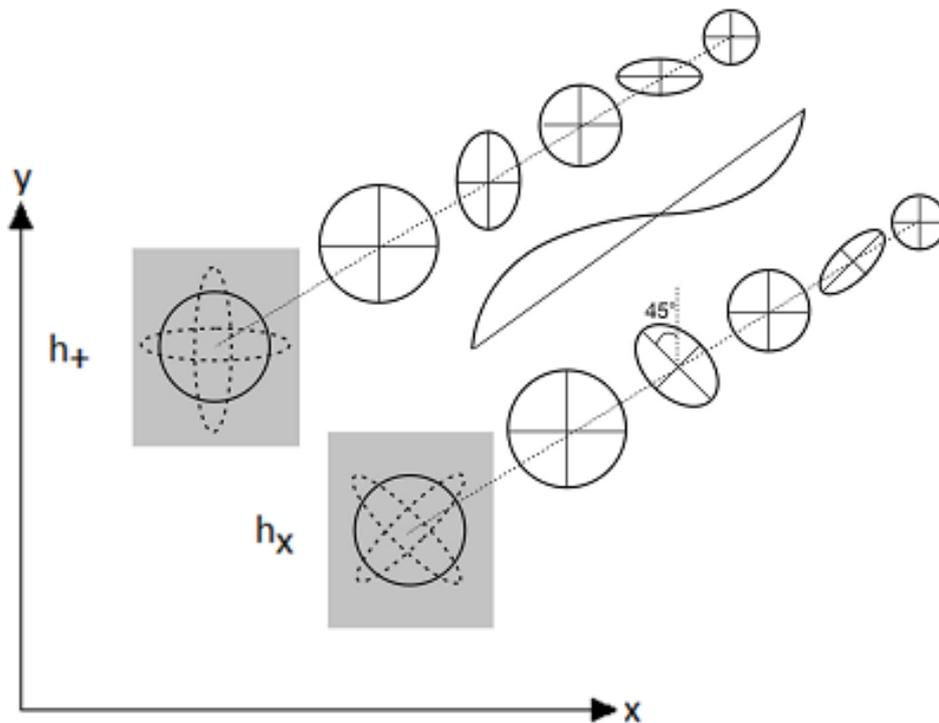


Figura 2.1 - As deformações h_+ e h_\times de um anel de partículas teste durante um ciclo de uma onda propagando-se na direção perpendicular ao plano xy . As duas polarizações se diferem apenas por uma rotação de 45° em torno do eixo de propagação. Fonte: (KOKOTTAS, 2008).

As forças induzidas por ondas gravitacionais são estritamente transversas. A Fig. 2.1 mostra o efeito da interação de uma onda gravitacional com um anel formado de partículas teste, posicionado em um plano xy perpendicular à direção de propagação da onda. A polarização “ \times ” indica uma diferença de 45° no espaço, em relação à polarização “+”. Para cada uma das polarizações,

à medida que a onda se propaga, passado um quarto do ciclo, ela distorce o anel circular de partículas para o formato de uma elipse. Meio período de onda mais tarde distorce o anel de partículas para o formato de uma elipse perpendicular à anterior. O anel de partículas volta ao seu formato inicial após a passagem de um ciclo completo da onda.

Além desse tipo de polarização, que é denominada polarização quadrupolar, existem outras teorias alternativas que prevêem outros tipos de polarizações. A teoria do tensor-escalar, por exemplo, prevê polarizações monopolares (BRANS *et. al.*, 1961). Essas polarizações distorceriam radialmente o anel de partículas teste, mostrado na Fig. 2.1, em círculos concêntricos. Essa previsão contrasta com a distorção elíptica das polarizações quadrupolares previstas pela TRG. Todas as partículas constituindo o anel teriam somente movimento radial.

A distorção de comprimento $h = \sqrt{h_+^2 + h_x^2}$, $h = \Delta l/l$, é a amplitude adimensional que pode ser medida por detectores de ondas gravitacionais. É a composição das duas amplitudes de polarização adimensionais h_+ e h_x . Contudo, uma quantidade mais útil, que dá uma indicação melhor da sensibilidade do detector, é a “sensibilidade espectral”, em unidades de $\text{Hz}^{-1/2}$. Essa quantidade leva em conta a largura de banda da frequência onde o sinal está presente. Isso significa que eventos impulsivos (*Bursts*) deveriam ser fortes a fim de serem detectados, em contraste com sinais monocromáticos, que podem ser muito mais fracos.

A principal dificuldade com a detecção das ondas gravitacionais é a sua pequena amplitude. Como exemplo, a distorção h prevista para ondas gravitacionais geradas pela explosão de uma supernova no centro de nossa galáxia é $h \sim 10^{-18}$ (MICHELSON *et al.*, 1987). Isso significa que a deformação causada em um metro de comprimento inicial é menor que 10^{-18} m , que é um mil vezes menor que o diâmetro de um próton.

Um outro aspecto interessante sobre as ondas gravitacionais é a respeito das propriedades que emergem a partir de sua quantização. Uma destas propriedades está relacionada a sua helicidade. Uma onda plana ψ que se

transforma segundo a relação $\psi' = e^{in\theta}\psi$ é dita possuir helicidade n . É possível mostrar que uma onda gravitacional plana possui helicidade ± 2 . Isso significa que, após a sua quantização, resulta o aparecimento de uma partícula de spin dois, denominada gráviton (WEINBERG, 1972).

2.1.3 RADIAÇÃO E MOMENTO QUADRUPOLAR

Uma onda gravitacional carrega momento e energia. A energia transportada pode ser obtida a partir da fórmula quadrupolar 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 quadrupolo da fonte (EINSTEIN, 1916; 1918).

Fazendo-se uma expansão multipolar deste momento de quadrupolo, 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 a não existência de massas negativas) e o termo quadrupolar como sendo o primeiro termo não nulo

$$Q_{jk} = \int \rho(3x_j x_k - \delta_{jk} r^2) d^3x. \quad (2.16)$$

Como o momento de quadrupolo é o primeiro termo não-nulo da expansão multipolar e é considerado o termo dominante, colapsos estelares simetricamente esféricos não emitem ondas gravitacionais (BLAIR, 1991; CATTANI, 2010; TURNER, 1995).

Utilizando uma função de Green no tempo retardado $t - (r/c)$ para resolver a Eq. (2.6), pode-se derivar a fórmula quadrupolar das ondas gravitacionais (DEMIANSKI, 1985). Assumindo que a frente de onda esteja se propagando a uma distância muito maior que as dimensões características da fonte, pode-se obter a seguinte solução

$$\bar{h}_{jk}(t) = \frac{4\pi}{rc^4} \int T_{jk} \left(t - \frac{r}{c} \right) d^3x, \quad (2.17)$$

considerando no gauge TT que $h_{\mu 0} = 0$.

A partir da equação de continuidade $\partial^\nu T_{\mu\nu} = 0$ e fazendo $T_{00} = \rho c^2$, onde ρ é a densidade de massa de repouso, é possível mostrar que

$$\int T_{jk} d^3x = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \rho(r, t) x^j x^k d^3x. \quad (2.18)$$

Pode-se considerar a onda como sendo uma onda plana se uma pequena zona de radiação estiver a uma grande distância da fonte emissora (CATTANI, 2009). Com o auxílio das Eqs. (2.16), (2.17) e (2.18), a amplitude da onda gravitacional será proporcional a segunda derivada temporal do momento de quadrupolo da fonte

$$\bar{h}_{jk} = \frac{2G}{c^4 r} \frac{d^2 Q_{jk}}{dt^2}. \quad (2.19)$$

As únicas componentes diferentes de zero serão

$$\bar{h}_{12} = -\frac{2G}{3c^2 r} \frac{\partial^2 Q_{12}}{\partial t^2}, \quad (2.20)$$

$$\bar{h}_{11} - \bar{h}_{22} = -\frac{2G}{3c^2 r} \left(\frac{\partial^2 Q_{11}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 Q_{22}}{\partial t^2} \right), \quad (2.21)$$

$$\bar{h}_{11} + \bar{h}_{22} = 0. \quad (2.22)$$

Por outro lado, considerando que $T_{\mu\nu}$ seja uma grandeza localmente conservada, ou seja, $\partial^\nu T_{\mu\nu} = 0$, o tensor momento-energia poderá ser dado por

$$T_{jk} = \frac{c^4}{32\pi G} (\partial_j \bar{h}_{il} \partial_k \bar{h}^{il}). \quad (2.23)$$

Para uma onda plana se propagando na direção do eixo z, a Eq. (2.23) assume a forma

$$T_{03} = \frac{c^3}{32\pi G} (\partial_z \bar{h}_{11} \partial_t \bar{h}_{11} + \partial_z \bar{h}_{22} \partial_t \bar{h}_{22} + \partial_z \bar{h}_{12} \partial_t \bar{h}_{12}). \quad (2.24)$$

Como as amplitudes \bar{h}_{jk} são funções somente de $t - (z/c)$ e $h_{11} = -h_{22}$ pode-se obter o fluxo na direção do eixo z

$$F_z = cT_{03} = \frac{c^3}{32\pi G} \dot{\bar{h}}_{jk} \dot{\bar{h}}^{jk}. \quad (2.25)$$

O valor do fluxo médio de energia, ao longo da direção z , pode ser obtido ao tomar a média temporal da Eq. (2.25) e se relaciona com as amplitudes das duas diferentes polarizações da seguinte maneira

$$\langle F_z \rangle = \frac{c^3}{32\pi G} \langle \bar{h}_+^2 + \bar{h}_\times^2 \rangle. \quad (2.26)$$

A luminosidade gravitacional é definida como a energia emitida por intervalo de tempo. Assim, a luminosidade que chega sobre uma superfície esférica que se encontra a uma distância r da fonte pode ser determinada por

$$L_G = r^2 \int \langle F \rangle d\Omega, \quad (2.27)$$

onde o fluxo médio deve ser integrado através do ângulo sólido.

Com o auxílio das Eqs. (2.20), (2.21) e (2.22), a luminosidade isotrópica (potência total) da fonte será (DAMOUR, 1987; JU et al., 2000)

$$L_G = \frac{1}{5} \frac{G}{c^5} \sum_{jk} \left\langle \frac{\partial^3 Q_{jk}}{\partial t^3} \frac{\partial^3 Q_{jk}}{\partial t^3} \right\rangle. \quad (2.28)$$

De acordo com a Eq. (2.28), ondas gravitacionais serão irradiadas sempre que a terceira derivada temporal do momento de quadrupolo de uma fonte material for diferente de zero. E vale a pena ressaltar que, uma onda gravitacional só pode apresentar emissão quadrupolar, octopolar, hexadecapolar e assim por diante.

2.1.4 ALGUMAS ESTIMATIVAS SIMPLES

A seguir, apresentamos algumas estimativas para a amplitude, frequência e luminosidade de ondas gravitacionais.

2.1.4.1 AMPLITUDE DE ONDAS GRAVITACIONAIS

Uma componente qualquer de $d^2 Q_{jk}/dt^2$, que é a segunda derivada temporal da Eq. (2.16), terá magnitude de $(Mv^2)_{\text{nesf}}$, que é duas vezes a parte não

esférica da energia cinética dentro da fonte (SATHYAPRAKASH, 2009). Então, qualquer componente h_{jk} da Eq. (2.19) será limitada pela relação

$$h_{jk} \leq \frac{2G(Mv^2)_{\tilde{n}esf}}{c^4 r}. \quad (2.29)$$

Se apenas uma parcela da massa total da fonte é envolvida em movimentos não esféricos, então se pode fazer $(Mv^2)_{\tilde{n}esf} \leq Mv_{\tilde{n}esf}^2$. A igualdade é atingida, se toda a massa é envolvida em movimentos não esféricos. Notando que o potencial Newtoniano de uma fonte a uma distância r do observador é dado por $\phi_{ext} = GM/r$, obtém-se

$$h_{jk} \leq \frac{2\phi_{ext}v_{\tilde{n}esf}^2}{c^4}. \quad (2.30)$$

Pelo teorema do virial, para sistemas auto-gravitantes:

$$v_{\tilde{n}esf}^2 \leq \phi_{int}, \quad (2.31)$$

onde ϕ_{int} é o valor máximo do potencial Newtoniano dentro do sistema. Na prática, isso fornece um limite conveniente (SCHUTZ, 1984)

$$h_{ij} \leq \frac{2\phi_{int}\phi_{ext}}{c^4}. \quad (2.32)$$

A igualdade é atingida se o sistema é totalmente não esférico, ou seja, se toda a massa estiver envolvida em movimentos não esféricos. Um sistema binário constituído de estrelas com massas iguais é um bom exemplo de um sistema que atinge esse limite. Um outro exemplo é uma estrela de nêutrons, onde $\phi_{int} = 0,2$. Se a estrela está no aglomerado de Virgo ($r \sim 18 \text{ Mpc}$), tem uma massa de $1,4 M_{\odot}$ e é formada num colapso gravitacional totalmente não esférico, então o limite superior na amplitude da radiação desse evento é $1,5 \times 10^{-21}$.

Essa é uma maneira simples de conseguir um número que tem sido o objetivo do desenvolvimento de detectores por décadas. Um desenvolvimento que almeja atingir sensibilidades que possam detectar ondas com amplitude igual ou inferior a 10^{-21} .

2.1.4.2 FREQUÊNCIA DE ONDAS GRAVITACIONAIS

Em alguns casos, a frequência é dominada pela existência de um tipo específico de movimento, como a rotação de um pulsar. Mas, na maioria dos casos, a frequência das ondas gravitacionais estará relacionada à frequência natural de um sistema auto-gravitante dada por

$$\omega_0 = \sqrt{\pi G \bar{\rho}}, \quad (2.33)$$

onde $\omega_0 = 2\pi f_0$ e $\bar{\rho}$ é a densidade média de massa-energia dentro da fonte. Isso é da mesma ordem de grandeza que a frequência orbital e a frequência de pulsação do corpo. Embora a Eq. (2.33) seja uma fórmula Newtoniana, ela fornece boas previsões das frequências naturais, mesmo para sistemas altamente relativísticos como buracos negros. A partir de modelos de fontes específicas, pode-se obter expressões mais precisas.

A densidade média $\bar{\rho}$ e, portanto, a frequência são determinadas pelo tamanho R e massa M da fonte, tomando $\bar{\rho} = 3GM/4\pi R^3$. Para uma estrela de nêutrons com $1,4 M_\odot$ e $R = 10 \text{ km}$, a frequência característica é $f_0 = 1,9 \text{ kHz}$; para um buraco negro de massa $10 M_\odot$ e raio $2 M = 30 \text{ km}$, a frequência é $f_0 = 1,0 \text{ kHz}$; para um buraco negro supermassivo de massa $2,5 \times 10^6 M_\odot$, tal como no centro de nossa galáxia, a frequência é $f_0 = 4,0 \text{ mHz}$ e tende a ser inversamente proporcional à massa. Em geral, a frequência característica de um objeto compacto de massa M e raio R é

$$f_0 = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3GM}{R^3} \right)^{1/2} \approx 1 \text{ kHz} \left(\frac{10 M_\odot}{M} \right). \quad (2.34)$$

2.1.4.3 LUMINOSIDADE DE ONDAS GRAVITACIONAIS

Pode-se caracterizar uma fonte 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 a distância de detecção a partir da fonte. O fluxo de energia de uma onda gravitacional de amplitude h e frequência f é dado por (KENYON, 1990)

$$F \approx \frac{\pi c^3}{4 G} f^2 \langle h^2 \rangle, \quad (2.35)$$

onde o termo $\langle h^2 \rangle$ indica uma média sobre vários comprimentos de ondas. O fluxo de energia também pode ser escrito convenientemente como (BLAIR, 1991)

$$F \approx 30 \left(\frac{W}{m^2} \right) \left[\frac{f}{1 \text{ kHz}} \right]^2 \frac{\langle h^2 \rangle}{(10^{-20})^2}. \quad (2.36)$$

Como exemplo, pode-se considerar o caso limite para uma estrela de nêutrons, com $M = 3 M_{\odot}$ e raio de $R \approx 9 \text{ km}$ (raio de Schwarzschild $R_S \approx 8,85 \text{ km}$), em um movimento assimétrico em torno do eixo de rotação. A frequência da onda dada pela Eq. (2.34) será aproximadamente $f \approx 1 \text{ kHz}$. Se ela está no aglomerado de Virgo, a amplitude da onda que chega até a superfície da Terra deve ser da ordem de $h \sim 10^{-21}$. Assim, o fluxo de energia da onda, dado pela Eq. (2.36), deverá ser 1 W/m^2 (ou $1 \text{ J/m}^2 \cdot \text{s}$).

Como foi brevemente mencionado na seção 2.1.2, ondas gravitacionais podem ser identificadas com os estados quânticos de uma partícula de spin 2, denominada gráviton. Pode-se usar a dualidade onda-partícula para calcular sua energia (KIEFER, 2007). A energia é dada pela bem conhecida equação $E = h\nu$, onde $h = 6,626068 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \cdot \text{kg/s}$ é a constante de Planck e ν é a frequência da onda. Para a radiação com frequência $\nu = 1,0 \text{ kHz}$, a energia de cada gráviton corresponderia a $2,12 \times 10^{-30} \text{ J}$. Portanto, a radiação com a luminosidade de $1 \text{ J/m}^2 \cdot \text{s}$, proveniente da estrela de nêutrons situada no aglomerado de Virgo, atingiria a superfície da Terra a uma taxa de $\sim 10^{30} \text{ grávitons/m}^2 \cdot \text{s}$. Isso também poderia ser expresso na forma de $1 \text{ gráviton}/(10^{-15} \text{ m})^2 \cdot \text{s}$, que corresponderia à incidência de 1 gráviton por segundo na área, ou seção de choque, de um próton ou nêutron.

2.2 FONTES ASTROFÍSICAS E COSMOLÓGICAS DE ONDAS

GRAVITACIONAIS

2.2.1 GERAÇÃO DE RADIAÇÃO GRAVITACIONAL SOBRE A SUPERFÍCIE DA TERRA

A luminosidade gravitacional de um corpo de massa M e dimensão característica R , oscilando numa frequência angular $\omega = v/R$, com momento quadrupolar (ou de inércia) de aproximadamente MR^2 , é dada por (KENYON, 1990)

$$L_G \approx \frac{G}{c^5} \frac{M^2 v^6}{R^2}. \quad (2.37)$$

Se considerarmos uma barra cilíndrica de aço $M \approx 200 \text{ kg}$, $R \approx 1 \text{ m}$, $v \approx 1000 \text{ m/s}$ (160 rpm), então $L_G \approx 10^{-30} \text{ W}$. A luminosidade é tão baixa que a amplitude da onda gravitacional associada seria da ordem de $\sim 10^{-41}$, que supera em 10^{-20} ordens de grandeza a sensibilidade da fase atual de detectores.

A presença do fator $G/c^5 = 2,75 \times 10^{-53} \text{ s/J}$ é que produz essas diferenças de luminosidade entre fontes sobre a superfície da Terra e fontes astrofísicas. Segundo a Eq. (2.37), a menos que $M^2 v^6 / R^2$ envolva grandes quantidades de energia, a potência das ondas gravitacionais será extremamente pequena. A solução foi encontrada ainda por Weber. Ao identificar $r_s = 2GM/c^2$, a equação pode ser reescrita como (Ju et. Al., 2000)

$$L_G \approx \left(\frac{c^5}{G}\right) \left(\frac{v}{c}\right)^6 \left(\frac{r_s}{R}\right)^2, \quad (2.38)$$

onde, agora, o fator de proporcionalidade é extremamente grande, $c^5/G \approx 3,63 \times 10^{52} \text{ J/s}$. A Eq. (2.38) tornou evidente que um único objeto com velocidade relativística e com raio próximo ao raio de Schwarzschild emitiria radiação gravitacional com a mesma luminosidade que o Universo emite no espectro eletromagnético. Isso deixou claro que os eventos astrofísicos poderiam produzir ondas gravitacionais com amplitude significativa.

Existem muitos eventos astrofísicos produzindo radiação gravitacional (SATHYAPRAKASH, 2009). Entre eles podemos citar os colapsos gravitacionais (*bursts*); sistemas binários como: pulsares binários, binários espiralando (*chirps*), binários de anãs-brancas, buracos negros supermassivos; modos normais quadrupolares de buracos negros e fundos estocásticos. Pode-se dividir as fontes astrofísicas de ondas gravitacionais, de acordo com a

natureza do sinal e do comportamento temporal da radiação, em quatro classes distintas descritas a seguir (KOKKOTAS, 2008; HAWKING; ISRAEL, 1987).

2.2.2 FONTES PERIÓDICAS

São sinais onde a frequência quase não varia no período de observação. Os sinais são emitidos continuamente, mantendo a coerência durante um longo tempo. Há pelo menos dois tipos de mecanismos associados a este tipo de emissão. O mais importante deles são os sistemas binários constituídos por pulsares, buracos negros, anãs-brancas, etc. Além da órbita binária, o outro mecanismo que originaria ondas gravitacionais periódicas são as rotações individuais e assimétricas das estrelas (THORNE, 1987). Como exemplo, distorções assimétricas significativas em superfícies de pulsares e estrelas de nêutrons podem ser atribuídas a rotações extremamente rápidas. Uma configuração assimétrica na superfície de um pulsar de milissegundos pode produzir ondas gravitacionais (NARAIAN et al., 1991; DHURANDHAR et al., 1995). A frequência da onda é o dobro da velocidade angular de rotação da estrela e a amplitude da onda é proporcional à assimetria ao redor do eixo de rotação (SCHUTZ, 1994; 1995).

Na prática, estes sinais não são exatamente periódicos. Isso porque a emissão de radiação gravitacional causa uma variação no período orbital ou de rotação. A perda de energia gravitacional em sistemas binários induz uma perda na energia cinética de rotação do sistema. Com a perda de energia gravitacional, um sistema binário espiralará diminuindo a distância entre os objetos. Inversamente, a frequência e a amplitude do sinal da onda gravitacional aumentarão (THORNE, 1987). A evolução de alguns sistemas binários compostos por pulsares pode estar associada a este tipo de mecanismo. O pulsar binário PSR1913+16 é o melhor exemplo de sistema que está espiralando devido a emissão de radiação gravitacional. Sua taxa de decaimento do período orbital é consistente com a previsão de emissão de radiação gravitacional na Teoria da Relatividade Geral (HULSE; TAYLOR, 1975; TAYLOR et al., 1976).

A dinâmica do sistema binário espiralante pode ser explorada em mais detalhes. De acordo com a Eq. (2.28), pode ser mostrado que a luminosidade da radiação gravitacional de um sistema binário pode ser dada por (KOKKOTAS, 2008)

$$L_G = \frac{32 G}{5 c^5} \mu^2 a^4 \Omega^6 = \frac{32 G^4 M^3 \mu^2}{5 c^5 a^5}, \quad (2.39)$$

onde Ω é a velocidade angular orbital, a é a distância entre os dois corpos, μ é a massa reduzida do sistema e $M = M_1 + M_2$ é a massa total. A última parte da relação é obtida usando a lei de Kepler $\Omega^2 = GM/a^3$. Uma vez que o sistema perde energia por emissão de radiação gravitacional, a distância entre os dois corpos diminui e a frequência orbital aumenta de acordo com a relação $\dot{T}/T = 1,5\dot{a}/a$. Finalmente, com o auxílio da Eq. (2.19) pode ser mostrado que a amplitude da onda gravitacional é¹

$$h = 5 \times 10^{-22} \left(\frac{M}{2,8M_\odot} \right)^{2/3} \left(\frac{\mu}{0,7M_\odot} \right) \left(\frac{f}{100\text{Hz}} \right)^{2/3} \left(\frac{15\text{Mpc}}{r} \right). \quad (2.40)$$

Alguns exemplos de sistemas binários podem incluir o cenário de anãs-brancas e buracos negros supermassivos. Basicamente, os sistemas binários podem ser divididos em duas classes. A primeira classe consiste de variáveis cataclísmicas, que são sistemas binários onde uma estrela da sequência principal interage com uma anã-branca. O intervalo de frequência mais comum associado a tais sistemas é $10^{-3} - 10^{-4}\text{Hz}$, com amplitudes da ordem de $10^{-20} \leq h \leq 10^{-22}$. A outra classe consiste de binárias ordinárias, onde alguns sistemas são estrelas em contato, como W Ursa Maior, possuindo períodos muito longos. As frequências das ondas gravitacionais geradas para estes sistemas estão em torno de $10^{-4} - 10^{-5}\text{Hz}$. Buracos negros com massas da ordem de dezenas de milhões de massas solares, no centro de galáxias em coalescência, podem emitir radiação gravitacional em torno de $10^{-6} - 10^{-9}\text{Hz}$. Pois suas órbitas possuem períodos de meses e até anos (JU et al., 2000).

2.2.3 FONTES ESPIRALANTES (*CHIRPS*)

¹ Em todas essas fórmulas foi assumido que as órbitas são circulares.

São sinais originados na fase final de coalescência de sistemas binários, quando suas componentes estão muito próximas umas das outras. Os corpos espiralam em direção um ao outro e à medida que os corpos se aproximam emitem radiação gravitacional com aumento da amplitude e frequência orbital. Para um sistema consistindo de estrelas de nêutrons, este estágio de coalescência durará aproximadamente quinze minutos. O número total de ciclos observados será da ordem de 10^4 . No final do processo de coalescência o sinal emitido é de alta frequência.

Binários constituídos por estrelas de nêutrons e buracos negros podem iniciar seu processo de coalescência com frequências de poucos Hertz. Durante o processo, a amplitude e a frequência variam monotonicamente, atingindo no final do processo valores máximos de $f_{max} \approx 1 \text{ kHz}$, para estrelas de nêutrons e, $f_{max} \approx 10 \text{ kHz}$, para buracos negros. Dependendo das condições iniciais, o resultado da coalescência de duas estrelas de nêutrons pode não ser um buraco negro (KOKKOTAS, 2008). Mas, poderia ser uma estrela compacta supermassiva com assimetria axial. Em alguns casos, o colapso gravitacional é adiado temporariamente devido à sua rotação. A assimetria axial dura por um grande período de rotações, levando a emissão de radiação gravitacional com uma frequência de 3 kHz e uma amplitude efetiva da ordem de $6 - 7 \times 10^{-21}$ a uma distância de 50 Mpc (SHIBATA, 2005).

2.2.4 FONTES IMPULSIVAS (*BURSTS*)

As fontes impulsivas ou *bursts* são basicamente caracterizadas por um colapso gravitacional, levando à formação de uma Estrela de Nêutrons (EN) ou um Buraco Negro (BN). Os efeitos ou resultados provenientes do colapso dependem de muitos fatores tais como: massa, momento angular, existência de uma companheira binária, equação de estado, emissão de neutrinos, campos magnéticos, etc. Os sinais de ondas gravitacionais emitidos em tais eventos apresentam poucos ciclos coerentes e uma largura de banda grande, uma vez que as diversas fases do colapso determinam a emissão em frequências diferentes. A coalescência de binárias compactas e a queda de

estrelas ou pequenos buracos negros em buracos negros massivos também levam à emissão de sinais *bursts* (KOKKOTAS, 2008).

Numa supernova típica, simulações sugerem que ondas gravitacionais podem extrair entre, aproximadamente, 10^{-7} a 10^{-5} do total disponível de massa-energia. Pode-se fazer uma estimativa da amplitude, se a energia emitida e a escala de tempo são conhecidas. Ao usar valores para uma supernova em nossa galáxia, a uma distância de 10 kpc , emitindo uma energia equivalente a $10^{-7} M_{\odot}$, com uma frequência de 1 kHz , e com duração de 1 ms , a amplitude recebida seria (SATHYAPRAKASH, 2009)

$$h \sim 6 \times 10^{-21} \left(\frac{E}{10^{-7} M_{\odot}} \right)^{1/2} \left(\frac{1 \text{ ms}}{T} \right)^{1/2} \left(\frac{1 \text{ kHz}}{f} \right) \left(\frac{10 \text{ kpc}}{r} \right). \quad (2.41)$$

Essa amplitude é suficientemente grande para a sensibilidade de alguns detectores atuais. Porém a taxa de eventos num raio de 10 kpc é muito pequena para uma possível detecção. Os pulsos mais intensos são esperados para ondas com frequências abaixo de 10 kHz .

2.2.5 FONTES ESTOCÁSTICAS

Além da radiação de fontes discretas, o universo deve possuir um campo de ondas gravitacionais randômicas, que resultam de uma superposição de sistemas discretos e também de processos fundamentais, como o Big Bang. Consistem em um sinal gerado por uma quantidade tão grande de fontes, que as mesmas tornam-se indistinguíveis. A observação de qualquer um desses fundos traria informação útil, mas o objetivo principal do desenvolvimento de detectores seria a observação da radiação de fundo do Big Bang. Essa radiação deve ser muito fraca, no entanto pertencerá aos 10^{-30} s do universo primordial, e pode trazer compreensão das leis da Física em escalas de energia mais altas que podemos obter em laboratório (SATHYAPRAKASH, 2009).

Esse tipo de sinal abrange uma extensa faixa de frequências, que deve atingir inclusive frequências abaixo de 10^{-7} Hz (CAMP, 2004). Efeitos integrados de muitas fontes periódicas fracas na Via Láctea, ou mesmo uma grande

população de fontes impulsivas, pode produzir radiação gravitacional de fundo estocástico, na faixa de frequência de $10^{-5} - 10^{-2} Hz$; transições de fase e o surgimento de cordas cósmicas no Universo primordial também pode ter produzido fundos estocásticos de radiação gravitacional; flutuações quânticas na era de Planck e, também, em várias épocas posteriores, incluindo eventos que levaram a formação de galáxias (GRISHCHUK, 1974; ZEL'DOVICH; NOVIKOV, 1983). A amplitude deste fundo é estimada em $h_{fundo} \approx 10^{-19}$, para $f \approx 10^{-5} Hz$ e $h_{fundo} \approx 10^{-20}$, para $f \approx 10^{-2} Hz$ (LIPUNOV; POSTNOV, 1986).

2.2.6 FONTES CANDIDATAS À OBSERVAÇÃO PELO DETECTOR MARIO SCHENBERG

O detector de ondas gravitacionais Marios Schenberg pode detectar radiação gravitacional de uma ampla variedade de eventos astrofísicos. A banda de frequência, onde este detector será mais sensível, está compreendida entre $3,0 - 3,4 kHz$.

Entre os prováveis eventos astrofísicos com emissão de radiação gravitacional na sua banda de detecção, pode-se citar (CHIRENTI et. al., 2012; ARAUJO et al., 2006; 2005; 2004; 2002; COSTA et al., 2004): coalescência de buracos negros e/ou estrelas de nêutrons de cerca de $1,9 M_{\odot}$; 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) induzidas pela queda de matéria em sistemas binários; excitação dos primeiros modos normais quadrupolares de buracos negros de aproximadamente $3,8 M_{\odot}$ até $9 M_{\odot}$.

2.3 DETECTORES DE ONDAS GRAVITACIONAIS

2.3.1 AS DIVERSAS TÉCNICAS DE DETECÇÃO

A Teoria da Relatividade Geral descreve a propagação de ondas gravitacionais como sendo perturbações na métrica do espaço-tempo. Essas perturbações são induzidas pelo movimento relativo entre massas com momento de

quadrupolo não-nulo. Essas ondas possuem atributos mensuráveis como polarização, frequência e amplitude. Em particular, as amplitudes podem ser medidas somente quando grandes movimentos de matéria estão envolvidos no processo. Isso torna os eventos astrofísicos os únicos capazes de gerar radiação gravitacional mensurável com a tecnologia atual. Todos os mecanismos de detecção são baseados na idéia básica de como a matéria interage com essas distorções do espaço-tempo. A idéia básica é que massas-teste localizadas neste espaço-tempo teriam suas distâncias relativas alteradas quando ocorre a passagem da onda. A medida deste deslocamento seria $h = \Delta l/l$, onde Δl é a variação de comprimento provocada pela passagem da onda e l é um padrão de comprimento arbitrário, podendo ser definido a partir das características geométricas do detector.

O primeiro a construir um aparato experimental para detectar tais ondas foi Joseph Weber (WEBER, 1960). Com os resultados do seu experimento, ele impulsionou o desenvolvimento tecnológico na busca pela detecção das ondas gravitacionais. Ele se baseou na idéia que o modo fundamental de vibração ($\sim 1kHz$) de uma barra metálica massiva, feita de uma liga de alumínio, seria excitado na incidência de um pulso de radiação gravitacional com frequência característica próxima da frequência de oscilação da antena. Sensores piezoelétricos foram utilizados para converter a vibração mecânica da barra em sinal elétrico. Weber, em 1969, operando com dois detectores distantes aproximadamente 1000 km um do outro, registrou eventos coincidentes entre os dados fornecidos pelos dois instrumentos, os quais ele considerou como "evidências de ondas gravitacionais" (WEBER, 1969). Contudo, seus resultados nunca foram confirmados posteriormente.

Ao mesmo tempo que detectores baseados no mecanismo de massa ressonante se desenvolviam, outras técnicas também foram sendo elaboradas, como é o caso dos detectores eletromagnéticos. O próprio Joseph Weber teria sugerido o desenvolvimento dessas outras abordagens (MOSS et al., 1971). Esses dispositivos usam massas testes livremente suspensas entre as quais atravessa um sinal eletromagnético. Esse sinal é usado como uma sonda da curvatura do espaço-tempo na região entre as massas. Existem pelo menos quatro tecnologias de detecção utilizando essa idéia básica, que são: medidas

de radiação cósmica de fundo (CMB), ‘*Pulsar Timing Array (PTA)*’, Interferômetros Terrestres e Espaciais (NASA, 2012; LIGO, 2012; MPIFR, 2012).

Além dessas, outras técnicas ainda podem ser planejadas como é o caso do ‘*Planetary Ranging*’, ‘*Spacecraft Doppler Tracking*’ e Interferômetro de Microondas Geo-estacionário. Em cada uma dessas técnicas, a onda gravitacional ou afeta a propagação das ondas eletromagnéticas ou afeta o movimento das massas-testes. (TINTO et al., 2012; BLAIR, 1991). A Fig. 2.2 mostra algumas dessas técnicas de detecção, relacionando as amplitudes e as faixas de frequência onde operam.

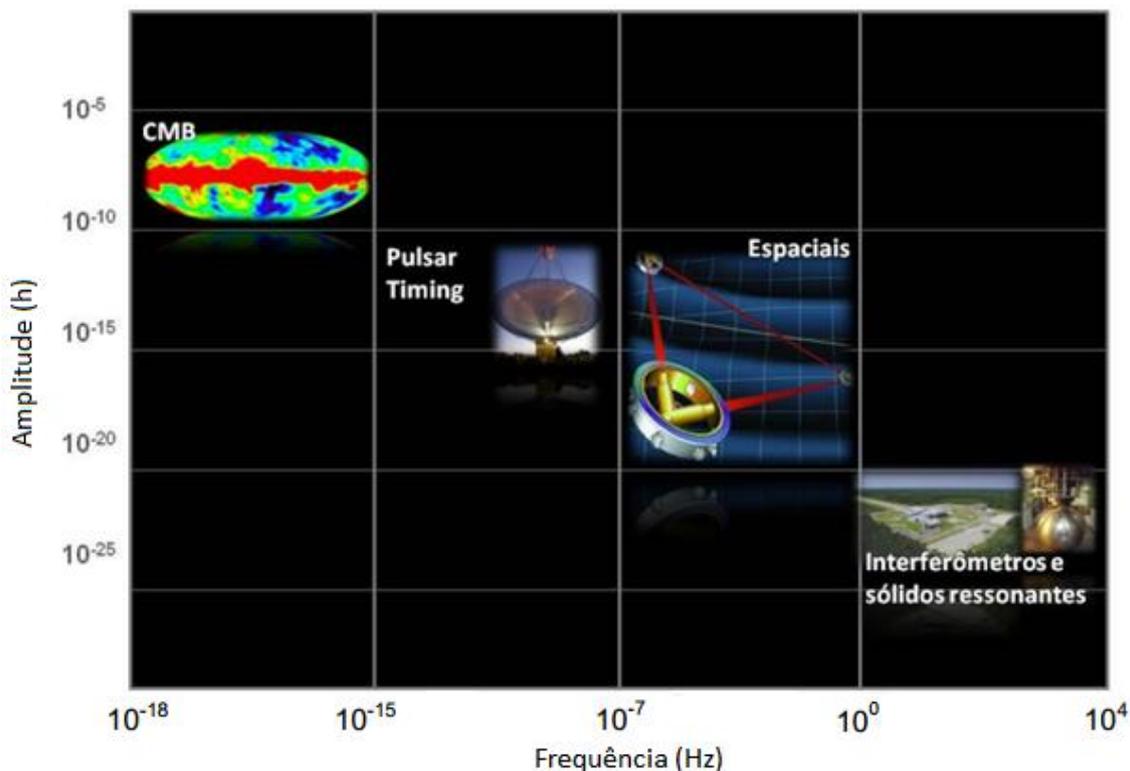


Figura 2.2 - Cinco classes de detectores relacionados às amplitudes e às faixas de frequência onde operam. CMB: $h \sim 10^{-5} - 10^{-10}$, $f \sim 10^{-18} - 10^{-15} \text{ Hz}$; Pulsar Timing: $h \sim 10^{-13} - 10^{-15}$, $f \sim 10^{-9} - 10^{-7} \text{ Hz}$; Interferômetros Espaciais: $h \sim 10^{-16} - 10^{-24}$, $f \sim 10^{-5} - 10^0 \text{ Hz}$; Interferômetros Terrestres: $h \sim 10^{-20} - 10^{-23}$, $f \sim 10^0 - 10^4 \text{ Hz}$; Sólidos Ressonantes: $h \sim 10^{-20} - 10^{-21}$, $f \sim 1 \text{ kHz}$. Fonte: Adaptada de (NASA, 2012; LIGO, 2012; MPIFR, 2012).

Devido a ausência de ruídos sísmicos, algumas dessas técnicas exploram a banda de ondas gravitacionais com baixas e ultra-baixas frequências ($< 1 \text{ Hz}$). No caso do *Pulsar Timing*, os sinais de um pulsar são recebidos na massa 1 (a Terra) e comparados com uma referência. Esta referência necessita ser o sinal

mais preciso disponível e poderia, mesmo, ser um outro pulsar. Nos outros casos, o sinal é emitido da massa 1 e é refletido pela massa 2 de volta para massa 1. O sinal na massa 1 aparece com um desvio doppler ($\nu + \delta\nu$) devido aos movimentos relativos das massas testes induzida por uma onda gravitacional. As perturbações clássicas, orbitais e gravitacionais podem ser modeladas e subtraídas (BLAIR, 1991).

Muitas previsões teóricas esperam radiação gravitacional de fundos estocásticos com domínios de frequências entre $10^{-18} - 10^{10} \text{ Hz}$. Acima de 10 kHz poderia existir ondas gravitacionais estocásticas provenientes de eventos energéticos no Universo primordial e de objetos compactos astronômicos. Como um exemplo, poderiam existir buracos negros primordiais em coalescência, cuja massa pode ser menor que o limite de Chandrasekar por ordens de magnitude. Interações de buracos negros em teorias da gravidade em dimensões extras poderiam ser outra fonte nesse domínio de frequências elevadas (CRUISE, 2006; AKUTZU, 2008).

Somente recentemente algumas técnicas foram sugeridas e desenvolvidas para explorar estas altas frequências. Pode-se citar pelo menos dois projetos que visam a detecção de ondas gravitacionais com frequências da ordem de 100 MHz . Um deles é um projeto utilizando um pequeno interferômetro laser e o outro projeto utiliza cavidades guias de ondas eletromagnéticas (CRUISE, 2006; AKUTSU, 2008). Há também um outro projeto que teria sensibilidade suficiente para detectar radiação com frequência superior a 10 kHz , denominado de projeto MIGO. Neste projeto, objetiva-se detectar ondas gravitacionais através de métodos com interferometria de ondas de matéria (CHIAO, 2004; FOFFA, 2004; FOFFA, 2006).

Apesar das diversas técnicas apresentadas, as duas técnicas mais bem desenvolvidas atualmente são:

- **interferometria a laser**, que usa o modelo de interferômetro Michelson-Morley, onde a medida do desvio de fase é interpretada como a distorção do espaço-tempo provocada pela passagem da onda;

- **massas ressonantes**, que são derivadas do modelo da barra de Weber, onde os corpos massivos são monitorados por transdutores especiais, cujos modos de ressonância são excitados pela absorção de energia da radiação gravitacional.

2.3.2 O DETECTOR INTERFEROMÉTRICO

Na prática, a montagem é um interferômetro do tipo Michelson, no qual os espelhos estão livremente suspensos e isolados vibracionalmente. Estes espelhos são, geralmente, separados por uma grande distância e definem os braços ortogonais 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 caminhos ópticos diferentes definidos pelos braços ortogonais do interferômetro. Ao final destes caminhos, os feixes são refletidos por espelhos e recombinaos no espelho-divisor, sendo o feixe resultante detectado por um foto-sensor. Ajusta-se os caminhos ópticos 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 onda gravitacional.

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

A Fig. 2.3 mostra detalhes de um interferômetro laser de ondas gravitacionais, adaptado ao projeto LIGO. Duas técnicas principais são empregadas, as cavidades *Fabry-Perot* e as cavidades *Recycling* (MEERS, 1988). As cavidades *Fabry-Perot* utilizam reflexões múltiplas dos feixes em cada braço antes deles serem recombinaos. Este mecanismo teria duas finalidades: aumentar o caminho óptico, sem aumentar o comprimento dos braços do interferômetro e aumentar a potência do laser. Na técnica *Recycling*, uma cavidade de ressonância óptica também é formada auxiliando no aumento de potência. Nessa configuração, o interferômetro aumenta a potência do laser por um fator de aproximadamente 8000 em relação a um interferômetro simples.

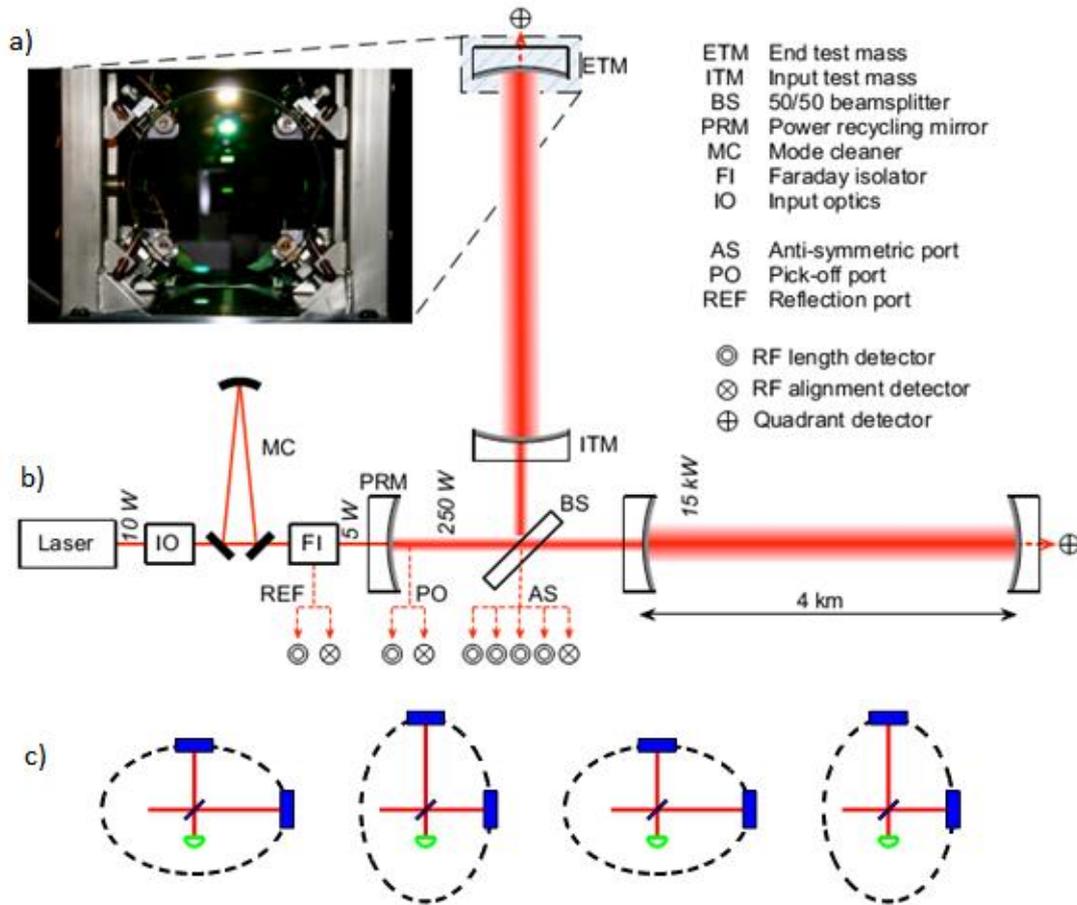


Figura 2.3 - Representação esquemática do detector interferométrico LIGO com 4 km de braço. a) Os espelhos (massas testes) são fixados a um sistema de suspensão pendular. b) Um laser de alta potência atravessa IO, que inclui um estabilizador de amplitude e frequência, além de um modulador de fase. A cavidade *Recycling* é formada entre PRM e os dois ITMs e contém o BS. A cavidade *Fabry-Perot* é formada entre os ITMs e os ETMs. c) A forma quadrupolar da onda gravitacional pode mover estas massas em relação a uma terceira, mudando a relação entre os caminhos ópticos. Fonte: Adaptado de (ABBOTT et al.; 2009).

A Fig. 2.3c mostra o efeito de uma onda gravitacional sobre os braços do interferômetro. 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)

$$\Delta l = \frac{\lambda h}{2\pi} \sin\left(\frac{\pi l_0}{\lambda}\right), \quad (2.42)$$

onde l_0 é o comprimento original de cada braço do interferômetro. Como pode ser observado pela Eq. (2.42), a deformação será máxima quando $l_0 = \lambda/2$,

que seria de aproximadamente 150 km para uma radiação na frequência de 1 kHz . Por razões geométricas, este comprimento de braço é inviável de ser construído para detectores baseados sobre a superfície da Terra. Por isso, o emprego das cavidades *Fabry-Perot* é bem justificado, pois permite múltiplas reflexões do feixe, aumentando o caminho óptico efetivo.

A Fig. 2.4 mostra uma foto aérea dos observatórios LIGO localizados nos estados de Washington e Lousiana. A Tabela 2.1 lista os principais detectores interferométricos em operação (ou em construção) e as suas características. Alguns detectores sobre a superfície da Terra tais como LIGO I e II (Estados Unidos), VIRGO (França – Itália), TAMA (Japão), GEO 600 (Alemanha - Inglaterra) e AIGO (Austrália) possuem braços com comprimentos que variam desde 80 m até 4 km . Utilizando as técnicas que permitem múltiplas reflexões do feixe, estes detectores objetivam atingir sensibilidades da ordem de $h \approx 10^{-22} - 10^{-24}\text{ Hz}^{-1/2}$ no domínio de frequência entre $1 - 10^4\text{ Hz}$. A Fig. 2.5 compara várias tecnologias de detecção e as fontes de ondas gravitacionais.



Figura 2.4 - Foto aérea dos observatórios LIGO em Hanford, Washington (à esquerda) e Livingston, Lousiana (à direita). Os instrumentos ópticos estão contidos no prédio branco e azul. Saem desses prédios, em ângulos retos, tubos de vácuo dentro dos quais atravessam os feixes de laser. Cada tubo se estende por 4 km de comprimento. Um dos braços tem seu comprimento todo mostrado na foto. Fonte: (ABBOTT et al.; 2009).

As múltiplas reflexões do feixe provocam aquecimento nos espelhos do interferômetro. Estes ruídos térmicos somados aos ruídos sísmicos limitam a sensibilidade e a banda de frequências dos detectores baseados em solo. Existe outro projeto, filiado à Agência Espacial Européia (ESA), que prevê a construção de um detector interferométrico no espaço, denominado LISA. Este detector utilizará um caminho óptico da ordem de $5 \times 10^6\text{ km}$. A sua principal vantagem seria o fato de não haver necessidades de múltiplas reflexões dos

feixes de laser, podendo alcançar sensibilidades muito maiores na banda de baixas frequências.

Tabela 2.1 - Detectores Interferométricos de ondas gravitacionais.²

Detector (Localização)	Banda (Hz)	Sensibilidade h (Hz ^{-1/2})	Braços (m)
LIGO I (EUA)	10 ¹ – 10 ⁴	~6 x 10 ⁻²²	4000
LIGO II (EUA)	10 ¹ – 10 ⁴	~5 x 10 ⁻²³	4000
VIRGO (FRA-ITA)	10 ⁰ – 10 ⁴	~6 x 10 ⁻²²	3000
TAMA (JAP)	10 ¹ – 10 ⁴	~8 x 10 ⁻²³	300
GEO 600 (ALE-ING)	10 ⁰ – 10 ⁴	~10 ⁻²²	600
AIGO (AUS)	10 ⁰ – 10 ⁴	~10 ⁻²³	80
LISA (ESA)	10 ⁻⁴ – 10 ⁰	~5 x 10 ⁻²⁴	5x10 ⁹

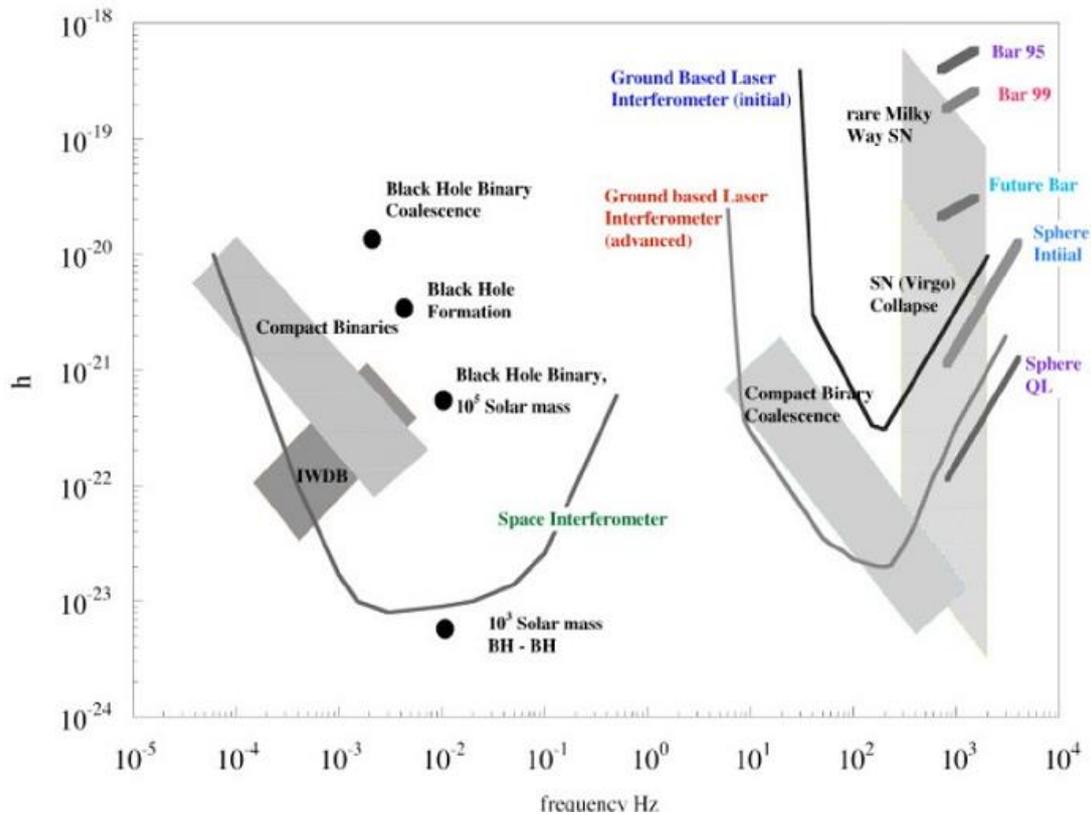


Figura 2.5 - Comparação de várias tecnologias de detecção e as fontes de ondas gravitacionais. Fonte: (Ju et al., 2000).

² Fonte: Adaptado dos sites 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.

2.3.3 O DETECTOR DE MASSA RESSONANTE

Suponha que as oscilações longitudinais mecânicas de uma antena de barra cilíndrica possam ser modeladas pelas oscilações de duas massas pontuais separadas pela distância r e conectadas por uma mola. Por simplicidade, considere o detector perpendicular à direção de propagação da onda, de modo que seja possível descrever a oscilação das massas pontuais como (AGUIAR, 2011)

$$\ddot{\zeta} + \frac{b}{m}\dot{\zeta} + \frac{k}{m}\zeta = \frac{1}{2}r\ddot{h}(t) + F_N. \quad (2.43)$$

Os termos da Eq. (2.43) podem ser descritos como: aceleração + força de dissipação + força restauradora = força externa causada pela onda gravitacional + força externa causada por várias fontes de ruídos, onde b é o fator de dissipação, m é a massa de cada massa pontual, k é a constante de mola; podemos ainda definir f_o como a frequência ressonante ($\omega_o = 2\pi f_o$), $\omega_o^2 = k/m$, $Q = \omega_o m/b$ (o fator de qualidade mecânica) e

$$\ddot{h}(t) = \sqrt{[\ddot{h}_+(t)]^2 + [\ddot{h}_\times(t)]^2}. \quad (2.44)$$

A Eq. (2.44) está relacionada ao tensor de Riemann pelas Eqs. (2.10) e (2.11). Então, de acordo com a Eq. (2.15), o tensor de Riemann é a força motora na Eq. (2.43).

Pode ser escolhido um *ansatz* para a Eq. (2.43) na forma

$$h(t) = h_o \sin \omega t, \quad (2.45)$$

de modo que

$$\ddot{h}(t) = -h_o \omega^2 \sin \omega t. \quad (2.46)$$

A eficiência da antena dependerá da sua capacidade em converter a fração de energia absorvida da onda gravitacional 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 em cada ciclo. Este fator também pode ser escrito da seguinte forma:

$$Q = \omega_o \tau_E \quad (2.47)$$

onde τ_E é o tempo de relaxação em energia do modo n de oscilação. Então, os seguintes resultados podem ser obtidos

$$|\zeta(t_p)| \sim \frac{1}{4} r h_o \omega_o t_p, \quad \text{se } t_p \ll Q/\omega_o \quad (2.48)$$

e

$$|\zeta(t_p)| \sim \frac{1}{2} r h_o Q, \quad \text{se } t_p \rightarrow \infty, \quad (2.49)$$

onde t_p é a duração do pulso. Para um pulso com uma dada amplitude h_o e duração t_p suficientemente grande, a Eq. (2.49) implica em que um alto Q corresponde a um modo de vibração de maior amplitude ζ . Uma antena com alto Q aproxima-se de um oscilador harmônico ideal sem perturbação, cujo movimento é exatamente previsto, em um tempo no futuro, a partir da observação da amplitude, frequência e fase, em um tempo anterior.

A seção de choque integrada de uma antena de barra de massa M , comprimento L , raio R , e razão de Poisson σ , para uma onda gravitacional senoidal pode ser dada por (PAIK; WAGONER, 1976)

$$\int_0^\infty \sigma_n(v) dv = \left(\frac{8}{\pi}\right) \left(\frac{M}{n^2}\right) \left(\frac{G}{c}\right) \left(\frac{V}{c}\right)^2 \sin^4 \theta_i \left[1 + \frac{\sigma(1-2\sigma)}{2} \left(\frac{n\pi R}{L}\right)^2\right], \quad (2.50)$$

onde n é o número do modo longitudinal, V é a velocidade do som no material, e θ_i é o ângulo que o vetor de propagação da onda forma com o eixo da barra. Como um exemplo, para o primeiro modo longitudinal ($n = 1$) da antena *LSU* ($M = 2300 \text{ kg}$, $L = 3 \text{ m}$, $R = 0,6 \text{ m}$, $V = 5,4 \text{ km/s}$, e $\sigma = 0,345$) e $\theta_i = 90^\circ$, a Eq. (2.50) fornece o valor de $4 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ ou 4 kbarn , que é $4,5 \times 10^{24}$ vezes menor que a área de seção de choque física da barra. Este resultado evidencia o quanto é fraca a interação de ondas gravitacionais com a matéria. Para obter uma alta seção de choque é necessário construir detectores com as maiores massas possíveis e com materiais com a maior velocidade do som possível. A polarização da onda gravitacional também deve ser favorável de forma a se obter a maior amplitude de oscilação possível na antena.

A fim de converter a oscilação mecânica da antena em sinal elétrico para ser armazenado e analisado, cristais piezoelétricos foram utilizados nos primeiros detectores. Posteriormente, tais piezoelétricos foram substituídos por transdutores eletromecânicos conectados mecanicamente à antena para aumentar a amplitude de vibração. Estes transdutores também convertem as oscilações produzidas no sólido em sinais elétricos, que são amplificados e enviados para um sistema de aquisição de dados. A principal dificuldade em medir a pequena amplitude de vibração causada pela radiação gravitacional são as diversas fontes de ruídos que limitam a sensibilidade da antena. Os tipos de ruídos que oferecem as maiores restrições são:

- **o ruído browniano**, causado pela agitação térmica da estrutura cristalina da massa ressonante (antena e transdutores), que excita os modos normais da antena fazendo-a oscilar;
- **o ruído de série**, que tem como causa principal o ruído eletrônico proveniente do amplificador;
- **o ruído de back-action**, que corresponde ao ruído elétrico na entrada dos amplificadores, e que atua reversamente na antena, através dos transdutores;
- **o ruído sísmico**, que são as vibrações externas que podem atingir a antena por meio de sua suspensão ou pelo cabeamento eletrônico.

O ruído gerado por raios cósmicos incidentes na antena é uma outra fonte que merece ser mencionada. Medidas do fluxo de múons e hádrons devem ser utilizadas para calcular o fluxo esperado dessas partículas no sítio onde se localiza a antena. Os raios cósmicos ao atravessarem a antena depositam energia, fazendo com que os seus modos normais vibrem, camuflando assim um possível sinal gerado por uma onda gravitacional (TAVARES, 2010). De uma forma geral, é possível obter a amplitude de ruído equivalente da onda gravitacional h_N ao levar em conta todos os ruídos envolvidos no processo. Para isso, deve-se definir uma temperatura de ruído T_N que, quando multiplicada pela constante de Boltzmann, é igual a energia mínima depositada na antena pelo pulso de onda gravitacional que pode fornecer uma razão

sinal/ruído (SNR) igual a um. Para uma antena de barra atual, onde $f \sim 900\text{Hz}$, essa amplitude é aproximadamente igual a (XU et al., 1989)

$$h_N \approx \frac{\pi}{4} \frac{1}{L} \sqrt{\frac{k_B T_N}{\pi^2 M f^2}} \sim 10^{-18} \sqrt{\frac{T_N}{20 \text{ mK}}}. \quad (2.51)$$

De acordo com a Eq. (2.51), um h_N menor é conseguido ao aumentar a massa ou diminuir a temperatura de ruído da antena. Os melhoramentos necessários a fim de baixar a temperatura de ruído são, basicamente, o aumento do Q mecânico da antena, o resfriamento da antena a temperaturas tão baixas quanto $0,1 - 0,01 \text{ K}$ e o uso de transdutores e amplificadores de baixo ruído. Temperaturas tão baixas podem ser conseguidas com o uso de um refrigerador por diluição. O uso de materiais adequados e essa diminuição na temperatura contribuem para altos Q 's mecânicos. Estes procedimentos devem reduzir consideravelmente o ruído browniano. O ruído eletrônico pode ser diminuído com o uso de transdutores de alta sensibilidade e alto Q elétrico, e o uso de amplificadores de baixo ruído tais como um pré-amplificador D.C. SQUID. As vibrações externas, ocasionando o ruído sísmico, podem ser eliminadas utilizando-se um sistema de isolamento vibracional capaz de isolar (ou manter) estes ruídos abaixo do nível do sinal na frequência de ressonância da antena (MELO, 2002).

Embora fazendo uso dos transdutores mais sensíveis, e minimizando todos os tipos de ruídos, os detectores de massa ressonante 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 fônons ($E_g > \hbar\omega$). O limite inferior do ruído no transdutor (ruídos de série e back-action) é dado pelo limite quântico padrão, sendo expresso por (HEFFNER, 1962; GIFFARD, 1976; DOUGLASS; BRAGINSKY, 1979; JU et al., 2000)

$$h_{LQP} \approx \sqrt{\frac{2\hbar\omega}{\pi^2 M V_S^2}}. \quad (2.52)$$

Desta forma, a amplitude de deformação estará limitada em $h \approx 10^{-21}$ para detectores de massa ressonante da ordem de 1 tonelada.

Desde o trabalho pioneiro de Joseph Weber, vários outros grupos construíram detectores, nas décadas de 70 e 80, e os operaram à temperatura ambiente com transdutores piezoelétricos. Após terem percebido a importância de melhorar a sensibilidade dos detectores, iniciou-se a segunda geração de detectores de massa ressonante. As antenas passaram a ser resfriadas criogenicamente e os piezoelétricos foram substituídos por transdutores ressonantes eletromecânicos, cujo sinal de saída era pré-amplificado por amplificadores criogênicos de baixíssimo ruído. A Fig. 2.6 mostra alguns destes detectores de barra, de primeira e segunda gerações.

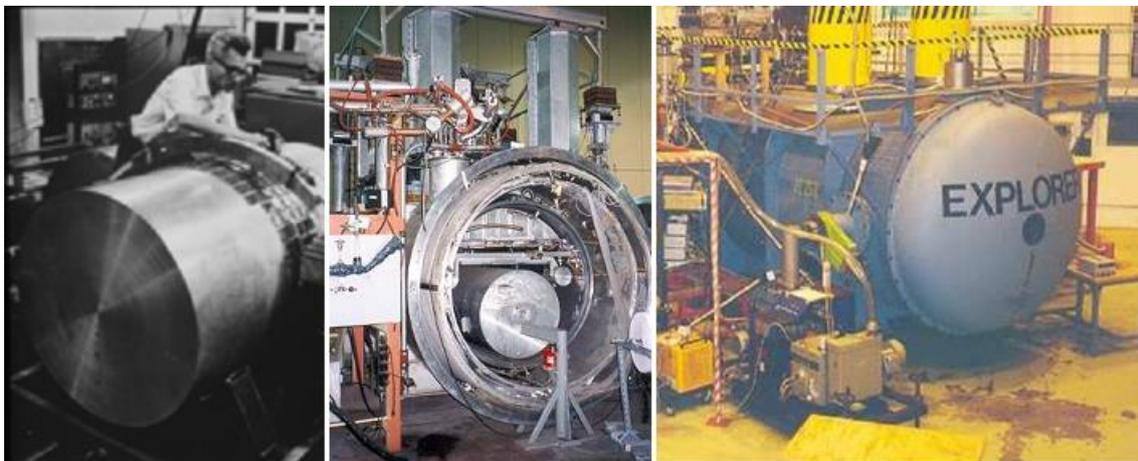


Figura 2.6 - Esquerda: Weber ao lado de um de seus detectores de barra, que operava à temperatura ambiente com transdutores piezoelétricos; meio: o detector de Stanford com a antena de barra no seu interior, feita de uma liga de alumínio 6061 de 4,8 toneladas e resfriada criogenicamente; direita: o detector Explorer no CERN cuja barra se encontra no interior do dewar criogênico. Fonte: (AGUIAR, 2011).

A terceira geração de detectores de massa ressonante se caracterizou pela operação regular e estável de uma rede de detectores de barra na década de 90. Estes detectores passaram a operar continuamente, executando vários ciclos, ao longo de uma grande fração do ano. Colaborações internacionais de coincidência de eventos passaram a existir a fim de correlacionar os dados e obter maiores níveis de confiança. Um total de cinco detectores participaram das operações de coincidência entre os anos de 1997 e 2003. Estes detectores estão localizados em diferentes países e podemos relacioná-los com suas principais características:

- **Explorer**, CERN (Geneva, Suíça), antena de alumínio de 2270 *kg*, resfriada a 2,6 *K*, equipada com um transdutor capacitivo e um amplificador SQUID;
- **Allegro**, Baton Rouge (Lousiana, USA), antena de alumínio de 2296 *kg*, resfriada a 4,2 *K*, equipada com um transdutor indutivo e um amplificador SQUID;
- **Nautilus**, Frascati (Roma, Itália), antena de alumínio de 2260 *kg*, resfriada a 130 *mK* com um refrigerador por diluição de Hélio líquido, equipada com um transdutor capacitivo e um amplificador SQUID;
- **Auriga**, Legnaro (Padova, Italia), antena de alumínio de 2230 *kg*, resfriada a 200 *mK*, equipada com um transdutor capacitivo e um amplificador SQUID;
- **Niobe**, Perth (Austrália Ocidental, Austrália), antena de nióbio de 1500 *kg*, resfriada a 5 *K*, equipada com um transdutor paramétrico e um amplificador FET.

A Tabela 2.2 compila as principais características dos quatro detectores que tiveram o maior tempo de operação, onde T e T_N são, respectivamente, as temperaturas de operação e de ruído; h é a sensibilidade para pulsos de 1 *ms*; f é a frequência característica de ressonância e Δf é a largura de banda do detector. Vale mencionar que a limitação é o nível de ruído, mas não a temperatura.

Tabela 2.2 - Principais características dos detectores ressonantes de barra cilíndrica.

Detector (Localização)	Massa (<i>kg</i>)	T (<i>K</i>)	T_N (<i>mK</i>)	$f \pm \Delta f$ (<i>Hz</i>)	h (10^{-19})
EXPLORER (Suíça)	2270	2,6	6,0	900 ± 30	4,0
ALLEGRO (EUA)	2296	4,2	10,0	900 ± 60	9,0
NAUTILUS (Itália)	2260	0,13	4,0	935 ± 50	2,5
AURIGA (Itália)	2230	0,20	1,0	900 ± 80	2,5

Fonte: (PIZZELA, 1997; JU *et al.*, 2000; ASTONE, 2002; FAFONE, 2004, AGUIAR, 2011).

Atualmente a rede possui apenas dois detectores, Nautilus e Auriga. Niobe e Allegro não estão mais em operação e Explorer foi interrompido por falta de incentivo financeiro. Em 2001, Niobe atingiu a temperatura de ruído de $600\mu K$ com um sistema completo de transdutores paramétricos operando com segurança. Porém, a operação foi também descontinuada devido a interrupção do financiamento. O segundo consórcio de coincidência (IGEC2) seguiu com quatro barras no período de 2005-2007, quando Allegro cessou sua operação. Este foi o período em que quatro detectores estiveram em operação simultânea por, aproximadamente, 300 dias (ASTONE et al., 2010). Após o IGEC2 ter sido descontinuado, Nautilus e Auriga passaram a desenvolver suas buscas com os interferômetros LIGO e Virgo (ACERNESE et al., 2008).

2.3.3.1 DETECTORES ESFÉRICOS

Os atuais detectores do tipo barra-ressonante consistem em barras cilíndricas, feitas de *Al5056*, e isoladas vibracionalmente. As barras são resfriadas a temperaturas criogênicas inferiores a $0,2 K$, utilizando refrigeradores por diluição. O uso de transdutores eletromecânicos supercondutivos tem o objetivo de atingir sensibilidades da ordem de $h \sim 10^{-20}$ (PIZZELLA, 1997; JU et al., 2000; ASTONE, 2002; FAFONE, 2004; AGUIAR, 1990).

Estes detectores são unidirecionais e possuem sensibilidade suficiente para detectar sinais impulsivos intensos de ondas gravitacionais, originados de eventos de supernovas na Via Láctea, cujas amplitudes esperadas são de $h \sim 10^{-18}$ (HAMILTON et al., 1997; RICHARD, 1984). Entretanto, tais eventos são raros e podem ocorrer, com otimismo, uma vez a cada 20 anos, tornando improvável a detecção de radiação gravitacional com tais antenas (THORNE, 1987; BRAGINSKY; GRISCHUK, 1985). Pode-se aumentar a taxa de prováveis eventos detectáveis (vários eventos por ano) considerando-se fontes impulsivas de ondas gravitacionais num raio da ordem de $10 Mpc$ (ou seja, até o aglomerado de Virgo), cujas amplitudes esperadas seriam da ordem de $h \sim 10^{-21}$ (NARAYAN et al., 1991; PHINNEY, 1991; BRAGINSKY; GRISCHUK, 1985). Para isso, deve-se construir antenas com sensibilidade duas ou três ordens de magnitude superior (em amplitude) à dos detectores atuais.

Pode-se aumentar a sensibilidade de um detector de massa ressonante maximizando a razão sinal ruído (SNR). A maximização do SNR pode ocorrer de duas formas: a minimização do ruído ou a maximização do sinal. Ao mesmo tempo que se desenvolve tecnologias para diminuir o ruído, pode-se fazer o mesmo para aumentar o sinal. Uma antena com a forma esférica parece ser a melhor solução, uma vez que ela maximiza a absorção de energia. O primeiro a propor a construção de uma antena esférica foi Forward (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 (JOHNSON, 1993; MERKOWITZ, 1995; ZHOU, MICHELSON, 1995; LOBO, 1995; COCCIA et al., 1995, 1996, 1997; STEVENSON et al., 1995, 1997).

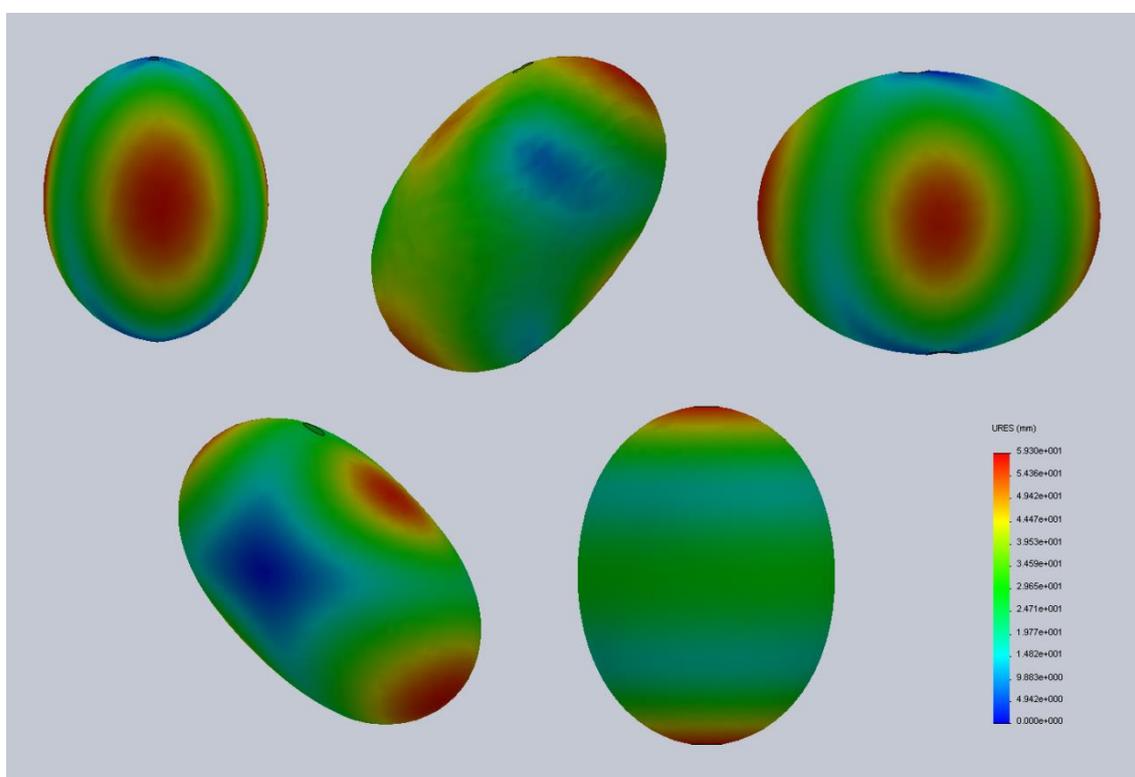


Figura 2.7 - Os cinco modos quadrupolares degenerados de uma esfera. O movimento radial de cada modo está deformado, fora de escala e representado de acordo com a escala de cores (as regiões em vermelho são os deslocamentos máximos). Da esquerda (topo) à direita (base), o primeiro ao quinto modo são apresentados em sequência.

Em uma massa esférica, os cinco modos quadrupolares que irão interagir com a onda gravitacional estão quase degenerados, ou seja, possuem praticamente a mesma frequência de ressonância (Fig. 2.7). Estes modos de oscilação 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 com somente cinco transdutores conectados à antena. Isto produz vantagens sobre os detectores ressonantes cilíndricos. Uma liga de cobre e alumínio (CuAl(6%)) foi escolhida como material das antenas esféricas em desenvolvimento devido à sua alta densidade, alta condutividade térmica a baixas temperaturas e alto fator- Q (baixas perdas acústicas), (FROSSATI, 1995, 1997; AGUIAR, 2002).

A fim de produzir detectores mais sensíveis e omnidirecionais, permitindo a detecção de eventos com maior frequência de ocorrência a partir de fontes mais distantes, iniciaram-se as construções de detectores esféricos ultra-resfriados ($\sim 20 \text{ mK}$). Atualmente, pelo menos dois grupos se empenham para o desenvolvimento deste tipo de detector. O primeiro detector esférico a entrar em operação foi o detector Mini-Grail. Ele é composto por uma antena esférica de 68 cm de diâmetro, feita de uma liga de CuAl(6%), com um massa de 1400 kg , uma frequência de ressonância de $2,9 \text{ kHz}$ e uma largura de banda ao redor de 230 Hz . Em 2004, na Holanda, este detector entrou em operação atingindo uma temperatura ultra-baixa ($\sim 80 \text{ mK}$) usando três transdutores capacitivos (DE WAARD et al., 2002, 2005).

A segunda antena esférica a entrar em operação foi o detector Mario Schenberg. Ele é composto por uma antena esférica de 65 cm de diâmetro, feita de uma liga de CuAl(6%), com um massa de 1150 kg , uma frequência de ressonância de $3,2 \text{ kHz}$ numa largura de banda de 400 Hz . Este detector está sendo desenvolvido pelo grupo GRÁVITON e está localizado na Universidade de São Paulo, em São Paulo. Em Setembro de 2006, o detector entrou em operação com três transdutores paramétricos a temperatura de $\sim 5 \text{ K}$. Na sensibilidade do *limite quântico padrão* (Eq. (2.52)), ele deverá atingir uma densidade espectral de ruído de $\sim 10^{-22} \text{ Hz}^{-1/2}$. Mais melhoramentos ainda poderão ser feitos, uma vez que os transdutores paramétricos são capazes de permitir técnicas de *squeezing* de sinal, ultrapassando o *limite quântico padrão* (TOBAR et al., 2000).

Ambos os detectores operarão em coincidência um com o outro, e com algum outro detector interferométrico laser, buscando por eventos de alta frequência

na largura de banda entre $2,7 - 3,4 \text{ kHz}$ (AGUIAR et al. 2004). Um terceiro detector esférico (SFERA) foi idealizado, envolvendo uma colaboração entre Itália, Suíça e Holanda. Este detector seria composto por uma antena esférica de 2 m de diâmetro, feita também de uma liga de CuAl, operando com uma frequência de ressonância de $1,0 \text{ kHz}$ numa largura de banda ao redor de 200 Hz (COCCIA et al., 1998).



Figura 2.8 - Distribuição de detectores criogênicos de massa ressonante e interferômetros no mundo. Fonte: (AGUIAR, 2011).

A Fig. 2.8 mostra a distribuição de detectores criogênicos de massa ressonante e interferômetros no mundo. Entre as principais fontes de ondas gravitacionais candidatas à detecção pelos detectores interferométricos (representados em verde) têm-se a formação de supernovas, a dinâmica orbital e a fusão de sistemas binários. Entre os prováveis eventos astrofísicos candidatos à detecção pelos detectores do tipo massa-ressonante (representados em vermelho) são a coalescência de buracos negros e/ou estrelas de nêutrons, os colapsos de núcleos estelares gerando supernovas, e instabilidades hidrodinâmicas de estrelas de nêutrons. A Fig. 2.9 mostra as principais fontes

impulsivas de ondas gravitacionais, mostrando a faixa dos possíveis sinais e a região de sensibilidade dos detectores LIGO e Schenberg.

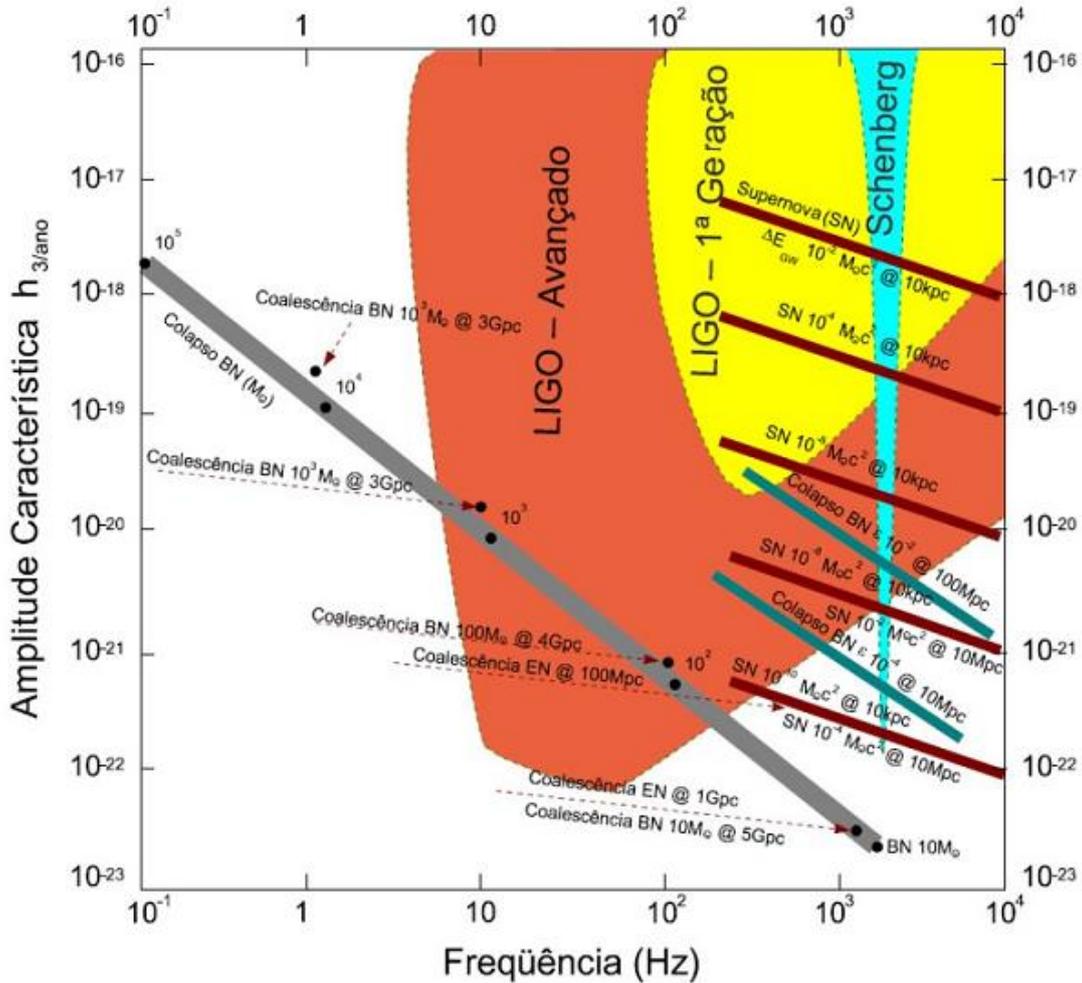


Figura 2.9 - Fontes impulsivas de ondas gravitacionais, mostrando a faixa dos possíveis sinais e a região de sensibilidade dos detectores LIGO e Schenberg. Fonte: (Ju et al., 2000).

2.4 O DETECTOR MARIO SCHENBERG

O detector Mario Schenberg é do tipo esférico, pertencendo à mais recente geração de detectores de massa ressonante. Sua estrutura e funcionamento podem ser melhor entendidos ao descrever seus três principais sistemas de operação: o sistema de refrigeração, o sistema de isolamento vibracional e o sistema de transdução paramétrica.

2.4.1 O SISTEMA DE REFRIGERAÇÃO

Um dos principais avanços nos detectores de massa ressonante foi o emprego de técnicas criogênicas, permitindo uma diminuição significativa do ruído browniano. Para manter a antena esférica a temperaturas ultra-baixas, um criostato foi projetado. A sua maior parte foi construída de alumínio e plástico. O criostato proporciona um espaço criogênico para a esfera de 65 cm de diâmetro e para o sistema de isolamento vibracional.

A Fig. 2.10 mostra seu arranjo esquemático. Quando o criostato está vazio tem cerca de 800 kg. O diâmetro externo é de 1 m e a altura é de 3 m, dividida em duas partes iguais. A parte superior do criostato contém os reservatórios de hélio líquido e de nitrogênio líquido. O tanque de hélio tem uma capacidade de 340 litros e o de nitrogênio de 205 litros. Todas as conexões do criostato estão na parte superior. O criostato também possui duas câmaras de vácuo: a câmara de vácuo externa (OVC - *outer vacuum chamber*) e a câmara de vácuo interna (IVC - *internal vacuum chamber*). A OVC funciona como uma câmara de isolamento entre o meio ambiente e o espaço interno, contendo os reservatórios de nitrogênio e hélio líquido. A IVC proporciona um espaço de vácuo para a esfera e o sistema de isolamento vibracional (SOUZA, 2003).

O bombeamento do Hélio líquido permite baixar sua temperatura de $\sim 4 K$ para até $\sim 1 K$. O emprego de um refrigerador por diluição possibilita o resfriamento para valores ainda mais baixos, podendo atingir temperaturas de até $2 mK$. Este refrigerador é convenientemente instalado no interior do criostato (Fig. 2.11a). Seu princípio de funcionamento se baseia na mistura de dois isótopos estáveis do Hélio (^3He e ^4He). Quando a mistura é resfriada abaixo de uma temperatura crítica, ela separa em duas fases. A fase concentrada é rica em ^3He . A fase diluída é rica em ^4He , com uma pequena fração de ^3He . A temperaturas muito baixas, a fase concentrada é praticamente ^3He puro e flutua sobre a fase diluída que contém aproximadamente 6,5 % de ^3He e 93,5 % de ^4He . A concentração de ^3He nas duas fases é dependente da temperatura. Uma vez que a entalpia do ^3He nas duas fases é diferente, a difusão de ^3He da fase concentrada para a fase diluída pode fornecer um

resfriamento altamente eficiente (LOUNASMAA, 1974; FROSSATI, 1992; POBELL, 2007).

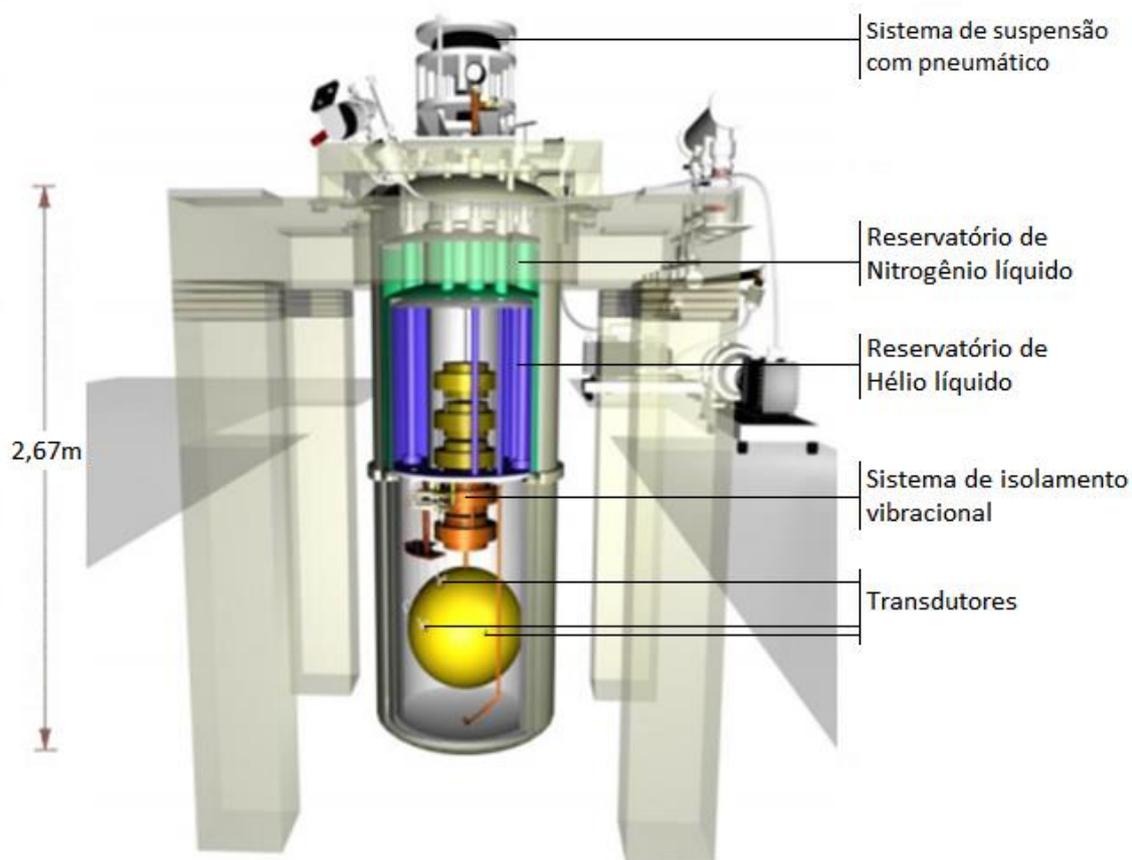


Figura 2.10 - Arranjo esquemático do detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg, onde são mostrados o criostato, a esfera, as massas de isolamento vibracional e sua plataforma de concreto. Fonte: (XAVIER P. M. GRATENS).

Não há nenhuma temperatura limite para os refrigeradores por diluição devido a razões de natureza fundamental. A temperatura é limitada em aproximadamente 2 mK por razões práticas. No entanto, há uma técnica poderosa para resfriar abaixo de 2 mK : a demagnetização nuclear.³ Com essa técnica, pode-se atingir temperaturas tão baixas quanto $1\text{ }\mu\text{K}$.⁴ No detector Mario Schenberg, apenas o refrigerador por diluição é empregado.

O detector está em uma das salas do Laboratório de Estado Sólido e Baixas Temperaturas, no edifício Mario Schenberg do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Para acomodar toda a estrutura, foi construída

³ <http://cdms.berkeley.edu/UCB/75fridge/inxsrc/dilution/>
http://en.wikipedia.org/wiki/Dilution_refrigerator#cite_note-7

⁴ <http://www.physics.lancs.ac.uk/research/condmatt/ult/demag.htm>

uma plataforma a base de concreto, onde estão apoiados o criostato, a esfera, as massas e todo o restante do detector, com uma massa total de aproximadamente 6,5 toneladas.

2.4.2 O SISTEMA DE ISOLAMENTO VIBRACIONAL

Para se atingir uma certa sensibilidade num detector de ondas gravitacionais, deve-se isolá-lo vibracionalmente dos diversos ruídos mecânicos e elétricos oriundos do meio onde foi construído. Filtros elétricos e mecânicos são muito utilizados com este propósito e existe uma analogia física entre o funcionamento destes filtros. As molas equivalem a capacitores (armazenam energia potencial) e as massas a indutores (armazenam energia cinética). O objetivo básico destes filtros é isolar o sistema de um certo conjunto de frequências, sejam de ressonâncias mecânicas ou sejam de ressonâncias elétricas (MELO, 2002).

Sistemas de isolamento vibracional correspondem a circuitos de associações de elementos inerciais (massas) e elementos restauradores (molas). São associações de massas e molas, atuando como filtros passa-baixas ou passa-altas. As molas podem ser colocadas em diversas disposições, em paralelo e/ou em série, a fim de se facilitar a configuração adequada para o isolamento vibracional. Criando-se um sistema com diversos estágios de massa-mola, a atenuação será dada aproximadamente pela soma da atenuação dos estágios individuais.

No sistema multi-estágio, a atenuação total será menor que as atenuações individuais. Na Fig. 2.11b, pode-se ver a comparação entre o isolamento vibracional produzido por um sistema de um único estágio e aquele produzido por um multi-estágio, e como é vantajoso usar esse último tipo de filtro. A Fig. 2.11c mostra o sistema de isolamento vibracional do detector Schenberg. O sistema é constituído por cinco massas e atua como um filtro passa-baixas com uma frequência de corte bem abaixo da faixa de frequência sensível do detector.

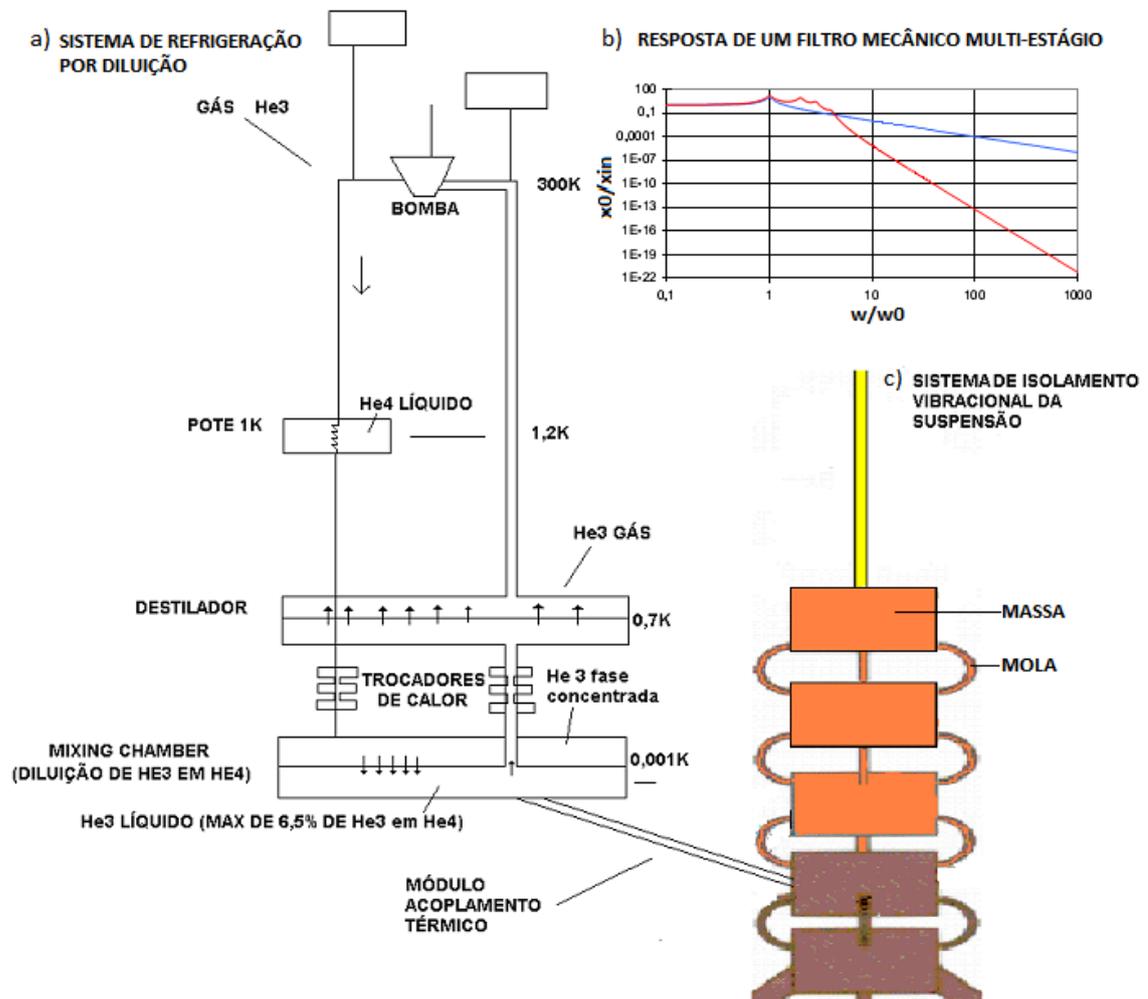


Figura 2.11 - a) Esquema de funcionamento do refrigerador por diluição; b) comparação da atenuação entre o isolamento vibracional produzido por um sistema de um único estágio (curva azul) e de um multi-estágio (curva vermelha); c) sistema massa-mola de isolamento vibracional. Fonte: (MELO, 2002).

Na região inferior da câmara de mistura (*mixing chamber*), o módulo de acoplamento térmico é conectado ao sistema de isolamento vibracional. A viscosidade do ^3H em baixas temperaturas é alta e, por isso, sua passagem nos dutos do refrigerador causa vibrações. O acoplamento térmico deve ser feito com o sistema de isolamento vibracional para não introduzir essas vibrações na esfera. Através desse *link* térmico, o calor é retirado da esfera. Esse módulo de acoplamento térmico deve ser feito de um material com a maior condutividade térmica possível. Os dois últimos estágios do filtro são feitos de cobre e funcionam praticamente na mesma temperatura da esfera. O acoplamento deve ser projetado de maneira a maximizar a transferência de calor e minimizar as transferências de vibrações mecânicas.

2.4.3 O SISTEMA DE TRANSDUÇÃO PARAMÉTRICA

O transdutor é o dispositivo que transforma a energia mecânica em energia elétrica, ou seja, as vibrações mecânicas são convertidas em um sinal elétrico. No detector Schenberg, decidiu-se utilizar um transdutor do tipo paramétrico. Estes transdutores paramétricos são “bombeados” com sinais AC e utilizam a variação de um parâmetro do circuito que relaciona uma variável mecânica com uma variável elétrica de forma não linear (AGUIAR, 1990; BLAIR, 1991). Uma característica do transdutor paramétrico é que ocorre uma amplificação de potência no processo de transdução, denominada ganho paramétrico. A informação da oscilação mecânica é convertida da frequência da antena ($3,2kHz$) para a frequência do oscilador ($10GHz$).

Um exemplo de transdutor paramétrico em frequência de microondas, já esteve em funcionamento no detector NIOBÉ, localizado na University of Western Austrália (UWA). O sistema de transdução do detector Mario Schenberg consiste de seis a nove transdutores fixados na superfície da esfera. As suas respectivas eletrônicas de amplificação, demodulação e digitalização irão operar de forma independente. Para evitar que ruídos sísmicos cheguem à esfera através do cabeamento dos transdutores, a conexão elétrica entre os transdutores e o cabeamento é feita através de acoplamento *wireless* (sem fio). Este acoplamento deve ter a menor perda possível na região da frequência de ressonância da cavidade.

A Fig. 2.12 mostra um diagrama esquemático deste tipo de transdutor. O princípio de transdução entre a antena e o transdutor é o seguinte: um sinal eletromagnético em aproximadamente $10GHz$, produzido por um oscilador de baixo ruído de fase, é injetado na cavidade reentrante do transdutor (IVANOV et al., 2000). As vibrações na esfera, provocadas pelas ondas gravitacionais, modulam a frequência ressonante do transdutor que, por sua vez, modula o sinal do oscilador produzindo bandas laterais. O sinal modulado é, então, misturado em um “mixer” com o sinal do oscilador, após a amplificação. Apenas o sinal elétrico na frequência do ressonador mecânico sobrevive. Este sinal é analisado em busca da presença de ondas gravitacionais. A frequência do sinal injetado nas cavidades pode ser ajustada com precisão de até $0,1Hz$.

São utilizados dois osciladores funcionando em conjunto, um de até 2,7 GHz da Anritsu e outro de 10,2 GHz, construído pelo grupo no CETUC da PUC-Rio.

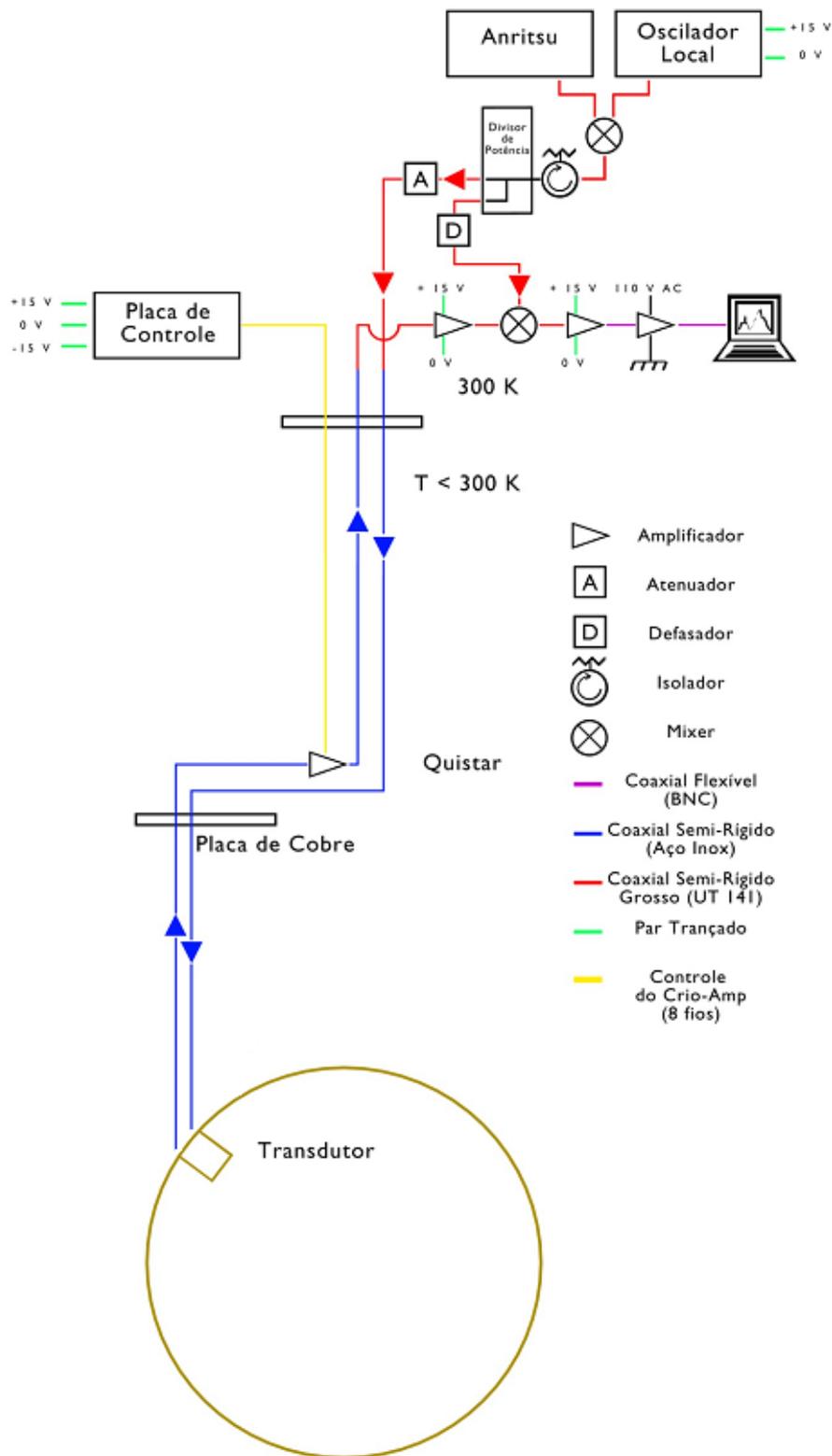


Figura 2.12 - Diagrama esquemático do sistema eletrônico utilizado no detector Mario Schenberg, para operação do transdutor paramétrico do tipo cavidade reentrante.

CAPÍTULO 3

O TRANSDUTOR PARAMÉTRICO: TEORIA E MOTIVAÇÃO

3 O TRANSDUTOR PARAMÉTRICO: TEORIA E MOTIVAÇÃO

Este capítulo apresenta os conceitos teóricos que fundamentam os principais desenvolvimentos ocorridos nesta tese. Mostra o princípio de funcionamento do transdutor paramétrico, com base nas equações de Manley-Rowe. Descreve o sistema de transdução com três modos e as cavidades klystron supercondutoras. E, finalmente, fundamenta as medidas de ressonância mecânica e elétrica realizadas e descritas nos próximos capítulos.

3.1 O PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO DO TRANSDUTOR PARAMÉTRICO

Os primeiros projetos de antena de massa ressonante usavam transdutores passivos, feitos de cristais piezoelétricos (PZT). Esses transdutores foram ultrapassados pelos transdutores capacitivos ou indutivos, que são também passivos mas muito mais sensíveis. Mais recentemente, alguns grupos começaram a investigar uma outra classe de transdutores. Esse tipo de transdutor, denominado transdutor paramétrico ou ativo, difere do transdutor passivo, uma vez que ele requer uma fonte de potência externa (oscilador) e tem um ganho de potência intrínseco. O ganho de potência é obtido ao converter o sinal da antena em um sinal com frequência muito mais alta, geralmente na frequência de microondas.

A Fig. 3.1 mostra a operação básica de um transdutor paramétrico. As vibrações da antena (ω_a) modulam a frequência de um circuito ressonante, o qual, por sua vez, modula o sinal da bomba (oscilador) (ω_b). A modulação do sinal da bomba produz bandas laterais, deslocadas pela frequência de oscilação da antena ($\omega_+ = \omega_b + \omega_a$ e $\omega_- = \omega_b - \omega_a$), e é amplificada utilizando, como referência, parte do seu sinal original (TOBAR, 2000).

Os transdutores paramétricos, atualmente em desenvolvimento, operam modulando a capacitância de um circuito ressonante com alto fator- Q elétrico (Q_e). Geralmente, eles utilizam cavidades ressonantes em alta frequência, combinadas com amplificadores de alta frequência com baixo ruído. No circuito representado na Fig. 3.1, 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; C , L e R são determinados pela geometria, frequência de ressonância e Q_e do transdutor. De acordo com as equações de Manley-Rowe (MANLEY & ROWE, 1956), as potências produzidas em diferentes frequências no circuito ressonante, mostrado na Fig. 3.1, podem ser relacionadas por (BLAIR, 1991):

$$\begin{cases} \frac{P_a}{\omega_a} + \frac{P_+}{\omega_+} - \frac{P_-}{\omega_-} = 0, \\ \frac{P_b}{\omega_b} + \frac{P_+}{\omega_+} + \frac{P_-}{\omega_-} = 0, \end{cases} \quad (3.1)$$

onde P_a , P_b , P_+ e P_- são as potências produzidas, respectivamente, nas frequências ω_a , ω_b , $\omega_+ (= \omega_b + \omega_a)$ e $\omega_- (= \omega_b - \omega_a)$.

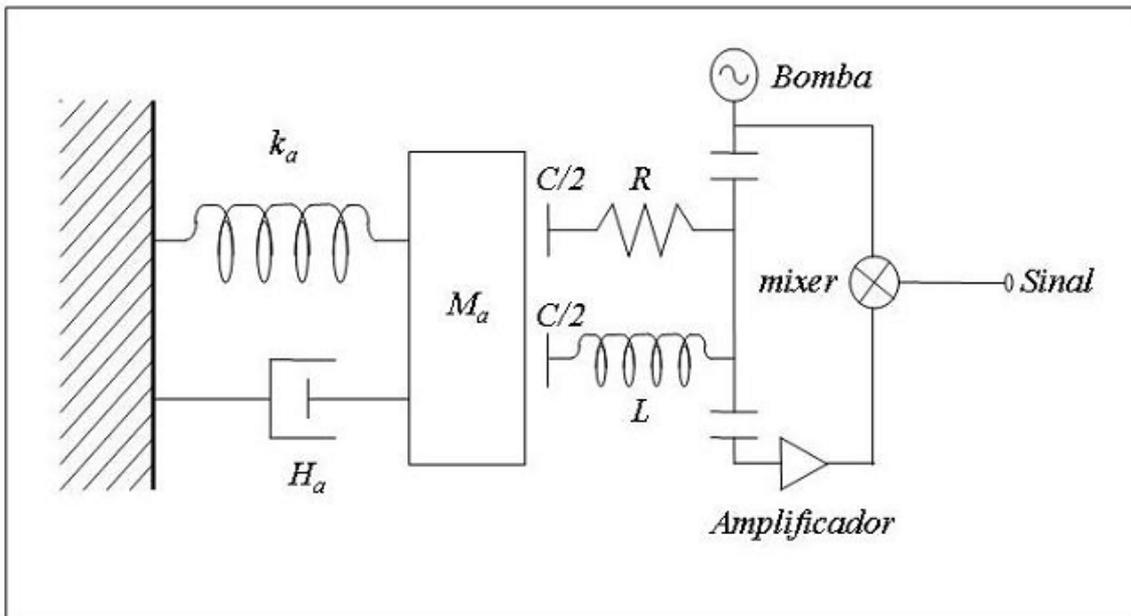


Figura 3.1 - Modelo simplificado de uma antena do tipo massa ressonante com um transdutor paramétrico. Fonte: (RIBEIRO, 2003).

A potência do oscilador é injetada no circuito elétrico ressonante e retorna com bandas laterais devido a modulação da frequência, causada pela excitação dos modos ressonantes da antena. A partir das Eqs. (3.1), 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 frequência $\omega_- = \omega_b - \omega_a$) que pela mais alta (com frequência $\omega_+ = \omega_b + \omega_a$), 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). Esse caso corresponde à frequência da bomba estando acima do centro da frequência de ressonância do circuito elétrico;

- ii. Se $P_+/\omega_+ > P_-/\omega_- \rightarrow P_a/\omega_a < 0$, ou seja, se a frequência da bomba estiver abaixo da frequência do centro de ressonância, potência será extraída da antena. 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 frequência de ressonância mecânica.

O ganho de potência do transdutor (ganho paramétrico), em ambos os casos citados acima, será dado por (OELFKE et al., 1981):

$$G_{par} = \frac{\omega_b}{\omega_a}. \quad (3.2)$$

De acordo com a Eq. (3.2), se o oscilador gera uma frequência de microondas de $\omega_b \approx 10 \text{ GHz}$ e a frequência da antena é $\omega_a \approx 3,2 \text{ kHz}$ (modos quadrupolares do detector Mario Schenberg), o ganho de potência do transdutor é de aproximadamente 3×10^6 .

3.2 RESSONÂNCIA MECÂNICA E AS MASSAS INTERMEDIÁRIAS

Um dos efeitos mais bem empregados na área de vibrações é o fenômeno de ressonância. No caso de um transdutor eletromecânico (paramétrico), utilizado na detecção de ondas gravitacionais, suas ressonâncias elétricas e mecânicas são fundamentais para a amplificação das pequenas amplitudes produzidas pelas ondas gravitacionais. Os parâmetros de interesse mais importantes são o fator- Q mecânico e o fator- Q elétrico. Estes fatores estão diretamente relacionados à qualidade das ressonâncias mecânicas e elétricas, respectivamente. Para compreender o funcionamento dos detectores ressonantes, ou mais especificamente, os parâmetros que pretendemos

aperfeiçoar, torna-se imprescindível o entendimento da física do movimento oscilatório e dos fatores que o limitam.

3.2.1 OSCILADORES HARMÔNICOS SIMPLES ACOPLADOS

Supondo uma oscilação unidimensional, um corpo de massa (m) deslocado de sua posição de equilíbrio por uma quantidade (x), estará sujeito a uma força restauradora (F) que será considerada uma função linear do seu deslocamento, desde que este seja suficientemente pequeno. Sendo assim, podemos afirmar que o sistema obedecerá a Lei de Hooke, dada por:

$$F(x) = -kx, \quad (3.3)$$

onde k é uma constante, denominada constante de mola para um sistema massa-mola.

A equação do movimento para um único oscilador harmônico simples é obtida através da segunda Lei de Newton:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0. \quad (3.4)$$

Caso a força restauradora vem de duas molas atuando em ambos os lados do corpo, temos

$$\omega_0 = \sqrt{2k/m}. \quad (3.5)$$

A conservação da energia mecânica (E) nos dá

$$E = \frac{m}{2} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + kx^2. \quad (3.6)$$

Para uma onda senoidal de frequência ω_0 e amplitude A , a energia total é diretamente proporcional ao quadrado da amplitude:

$$E = kA^2. \quad (3.7)$$

Para osciladores acoplados, as equações acima devem ser modificadas. Para n osciladores acoplados, a Eq. (3.4) se transforma num sistema de n equações diferenciais acopladas. As frequências serão obtidas como autovalores deste

sistema. Dessa forma, n osciladores acoplados dão origem a n frequências características podendo haver casos degenerados, ou seja, dois ou mais modos podem ter a mesma frequência.

A Tabela 3.1 mostra as frequências características para o caso de até três osciladores acoplados idênticos. Para um oscilador ($n = 1$), a frequência característica é ω_0 , como na Eq. (3.5). Para dois osciladores acoplados ($n = 2$), temos então duas frequências características, ω_1 e ω_2 . O modo com frequência ω_1 corresponde a um modo anti-simétrico, onde as massas oscilam fora de fase. O modo com frequência ω_2 corresponde a um modo simétrico, onde as massas oscilam em fase (MARION, 2004). A Fig. 3.2 mostra o modo normal simétrico para um esquema de três osciladores acoplados ($n = 3$). Neste caso, a frequência é ω_3 , a mais baixa. Conforme veremos na seção 3.2.3, a introdução de massas intermediárias no esquema de transdução paramétrica (mostrado na Fig. 3.1) produz melhoramentos significativos como a amplificação da amplitude de movimento.

Tabela 3.1 - Relação de frequências características para n osciladores acoplados.

n	ω_0	ω_1	ω_2	ω_3
1	$\sqrt{2k/m}$	—	—	—
2	—	$\sqrt{3k/m}$	$\sqrt{k/m}$	—
3	—	$\sqrt{(2 + \sqrt{2})k/m}$	$\sqrt{2k/m}$	$\sqrt{(2 - \sqrt{2})k/m}$

O movimento geral do sistema é uma combinação linear de modos simétricos e anti-simétricos. O fato que o modo anti-simétrico possui uma frequência mais alta e o modo simétrico possui uma frequência mais baixa é um resultado geral. Num sistema complexo de osciladores linearmente acoplados, o modo que possui o maior grau de simetria terá a frequência mais baixa. Se a simetria é destruída, as molas trabalham “mais endurecidas” nos modos anti-simétricos, e a frequência é aumentada. O efeito de acoplar é, portanto, separar as

frequências comuns em frequências características maiores e menores que a frequência para o movimento não acoplado. Se denotamos por ω_0 a frequência para o movimento não acoplado, então $\omega_1 > \omega_0 > \omega_2$, e podemos esquematicamente indicar o efeito do acoplamento como na Fig. 3.3a (para o caso $n = 2$).

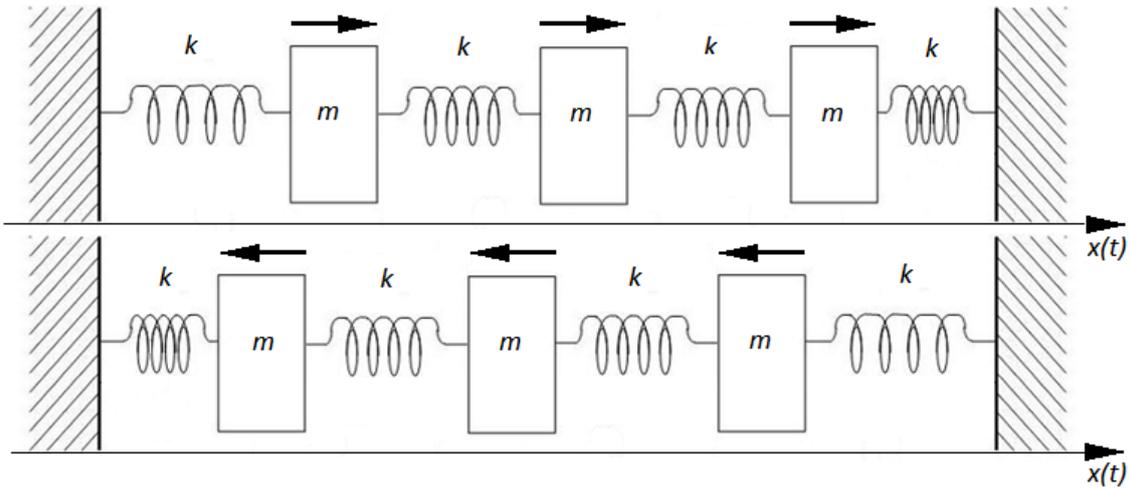


Figura 3.2 - o modo normal simétrico para um esquema de três osciladores acoplados.

A solução para as frequências características no problema de três massas idênticas acopladas ($n = 3$) é ilustrada na Fig. 3.2b. Novamente, há uma ramificação das frequências características em uma frequência maior e outra menor que ω_0 . Esse é um resultado geral, pois para um número n par de osciladores acoplados haverá $n/2$ frequências maiores que ω_0 e $n/2$ frequências menores que ω_0 . Se n é ímpar, uma frequência característica será igual a ω_0 e as $n - 1$ frequências restantes serão simetricamente distribuídas acima e abaixo de ω_0 .

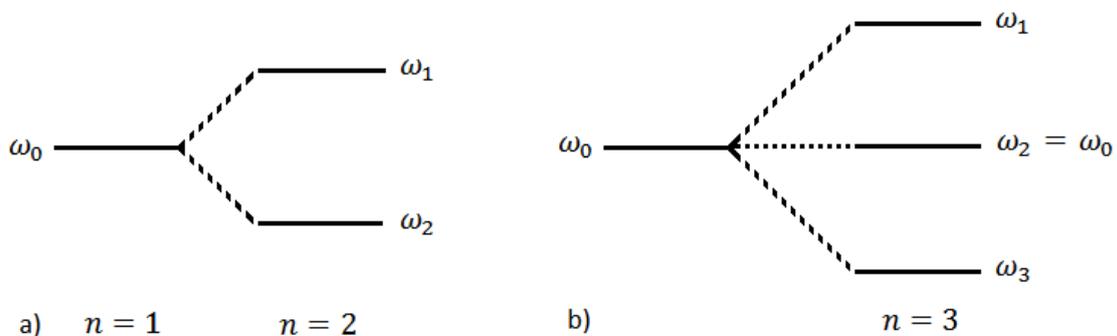


Figura 3.3 - Frequências características para o caso de até três osciladores acoplados ($n = 3$). Fonte: (MARION, 2004).

O modo normal simétrico, para $n = 3$, corresponde a todas as massas se movimentando na mesma direção (conforme já mostrado na Fig. 3.2). A frequência característica deste modo ω_3 é a mais baixa. Os outros dois modos normais são anti-simétricos. O primeiro modo normal anti-simétrico corresponde à massa intermediária se movendo num sentido oposto ao das outras duas massas da extremidade. A frequência característica desse modo ω_1 é a mais alta. O segundo modo normal anti-simétrico corresponde à massa intermediária imóvel, enquanto as outras duas massas se movem em sentidos opostos (MACHADO, 2000). A frequência característica para esse modo ω_2 é igual à frequência do oscilador não-acoplado ω_0 .

No sistema ideal, não levamos em consideração a massa da mola. Na prática, a massa da mola contribui para o movimento oscilatório. Se tivermos uma massa m presa, em ambos os lados, por duas molas cuja massa total seja M e com as extremidades opostas fixas, a frequência de oscilação do sistema dependerá de m , k e M (TIMOSHENKO, 1985), e será dada por

$$\omega_M = \sqrt{\frac{2k}{m + M/3}}. \quad (3.8)$$

Através da comparação das Eqs. (3.5) e (3.8), pode-se concluir que um terço da massa total das molas contribuirá para o movimento oscilatório, reduzindo a frequência característica ($\omega_M < \omega_0$).

A lei de Hooke pode ser aplicada em diversos processos físicos. Em particular, as deformações elásticas também podem se relacionar linearmente com uma força ou tensão aplicada. Consideremos uma barra de seção transversal A sujeita a uma força F responsável por uma tensão de alongamento. Esta tensão provocará uma deformação que, até um determinado limite, terá uma relação com a razão $\Delta F/A$ dada por (FRENCH, 1966):

$$\frac{\Delta F/A}{\Delta L/L_0} = -Y, \quad (3.9)$$

onde L_0 é o comprimento inicial da barra e Y é uma constante conhecida como módulo de Young ou módulo de elasticidade.

A linearidade entre a tensão $\Delta F/A$ e a deformação $\Delta L/L_0$ é muito importante no estudo das propriedades dos materiais. A região linear se estende até certo limite, seguida por uma região elástica não linear, onde a Eq. (3.9) não é mais válida. Alcançado o limite máximo de elasticidade, o material se encontrará em um regime de deformação plástica. Atingida a deformação máxima, haverá a ruptura do material (TIMOSHENKO, 1985).

3.2.2 RESSONÂNCIA E OSCILAÇÃO FORÇADA COM AMORTECIMENTO

No caso de um corpo de massa m em movimento oscilatório, sujeito a uma força restauradora devido a uma única mola de constante elástica k , forçado por um estímulo externo de natureza senoidal $F_0 \cos \omega t$ e sendo amortecido por uma força proporcional à velocidade com constante resistiva γ , teremos a seguinte equação do movimento (MACHADO, 2000):

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2b \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = F \cos \omega t, \quad (3.10)$$

onde $F = F_0/m$, $2b = \gamma/m$, e $\omega_0 = \sqrt{k/m}$.

Considerando que F , b e ω_0 para um dado sistema são fixos, a solução da Eq. (3.10) tem uma amplitude A que é uma função da frequência angular ω da força externa, ou seja,

$$A(\omega) = \frac{F}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4b^2\omega^2}}. \quad (3.11)$$

Quando $\omega = 0$, temos simplesmente uma força constante e a amplitude é $A = F_0/k$. Se $\omega \rightarrow \infty$, a amplitude tende a zero. Ao calcular os pontos extremos da função $A(\omega)$, pode-se demonstrar que a amplitude máxima é encontrada em uma frequência dada por

$$\omega_R = \sqrt{\omega_0^2 - 2b^2}, \quad (3.12)$$

a qual é denominada frequência ressonante, para $\omega_0^2 > 2b^2$, e depende do amortecimento do sistema. Para esta frequência, a amplitude do movimento é máxima, caracterizando o fenômeno de ressonância. Se $\omega_0^2 \leq 2b^2$, não existe

ressonância porque a frequência ω_R será nula ou complexa. Neste último caso, o sistema tem um amortecimento tal que impede o movimento oscilatório.

O grau de amortecimento de um sistema é comumente medido pela utilização de um parâmetro denominado fator de qualidade mecânico (Q_m) expresso por

$$Q_m = \frac{\omega_R}{2b}. \quad (3.13)$$

Pode-se relacionar o Q_m com a amplitude do movimento oscilatório, ao manipular as Eqs. (3.11), (3.12) e (3.13), obtendo

$$A(\omega) = \frac{F}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 2\omega_0^2\omega^2/(2Q_m^2 + 1)}}. \quad (3.14)$$

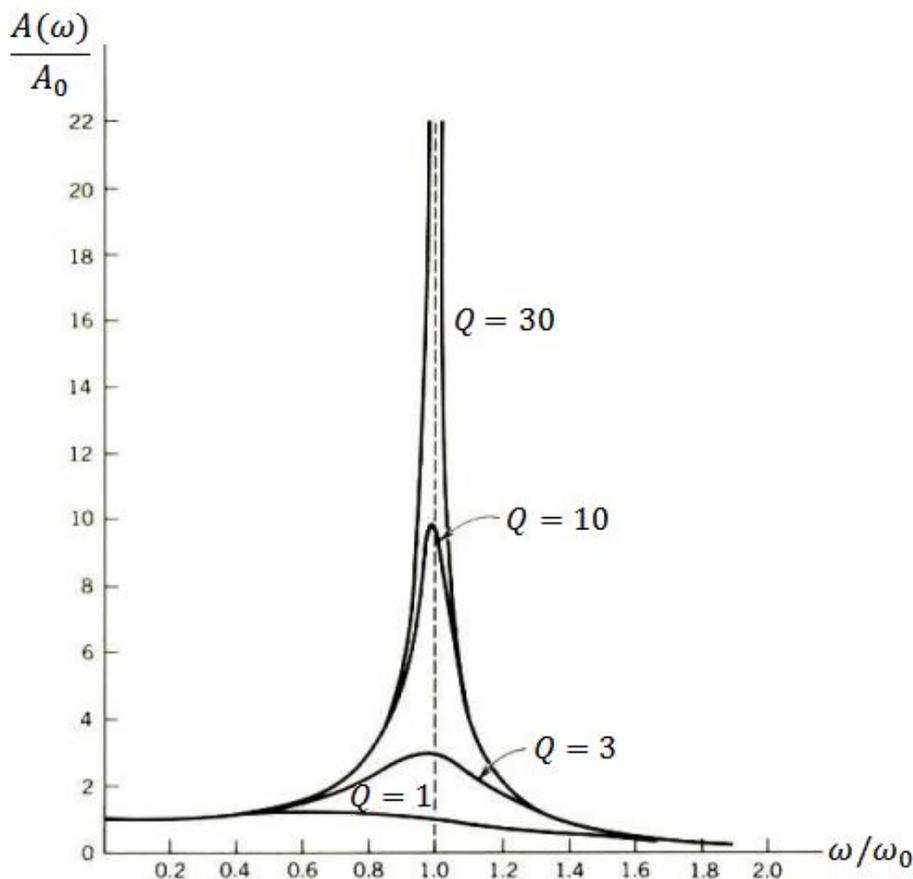


Figura 3.4 - Amplitude versus a frequência de vibração para diferentes fatores de qualidade mecânicos. Fonte: (FRENCH, 1966).

Quando o amortecimento b é grande, Q_m é pequeno. Quanto menor o fator de amortecimento, maior o Q_m e menos energia é dissipada por ciclo. Se o sistema não tem amortecimento, ou seja, não tem atrito, então $Q \rightarrow \infty$ em

$\omega = \omega_0$. A Fig. 3.4 mostra curvas da amplitude versus a frequência e revela a dependência da amplitude de ressonância em relação ao fator de qualidade mecânico.

Pode-se também relacionar o fator de qualidade mecânico com a potência absorvida pelo oscilador. A Fig. 3.5 mostra a potência média $\bar{P}(\omega)$ absorvida por um oscilador forçado em um número inteiro de ciclos. A máxima potência é alcançada na frequência de ressonância. Quanto maior for o Q_m , mais concentrada estará a potência absorvida em torno da ressonância.

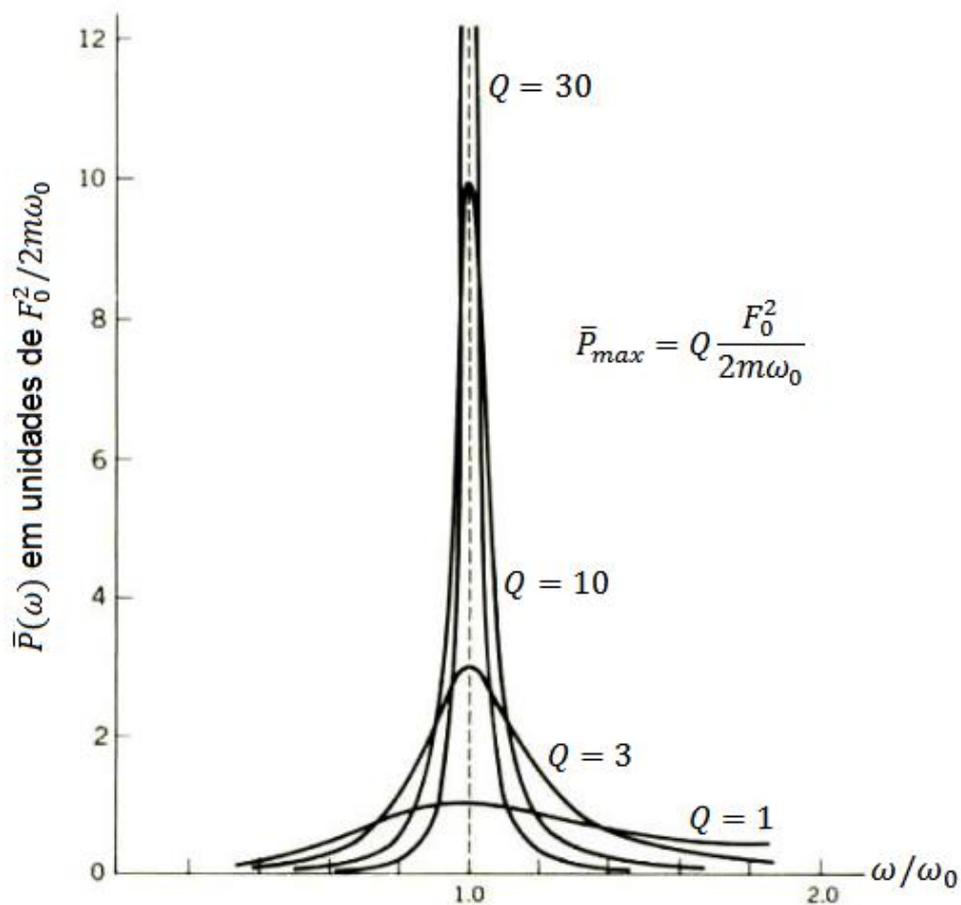


Figura 3.5 - Potência média em função da frequência do oscilador para diferentes fatores de qualidade mecânicos. Fonte: (FRENCH, 1966).

Para sistemas com Q mecânico alto, de forma que o amortecimento é pequeno $b \ll \omega_0$, pode-se fazer $\omega_R \approx \omega_0$. Observa-se da Fig. 3.6 que o fator de qualidade mecânico é obtido a partir da diferença entre os valores de ω para o qual a potência média atinge a metade de seu valor máximo. Assim (FRENCH, 1966):

$$Q_m \approx \frac{\omega_0}{\Delta\omega}. \quad (3.15)$$

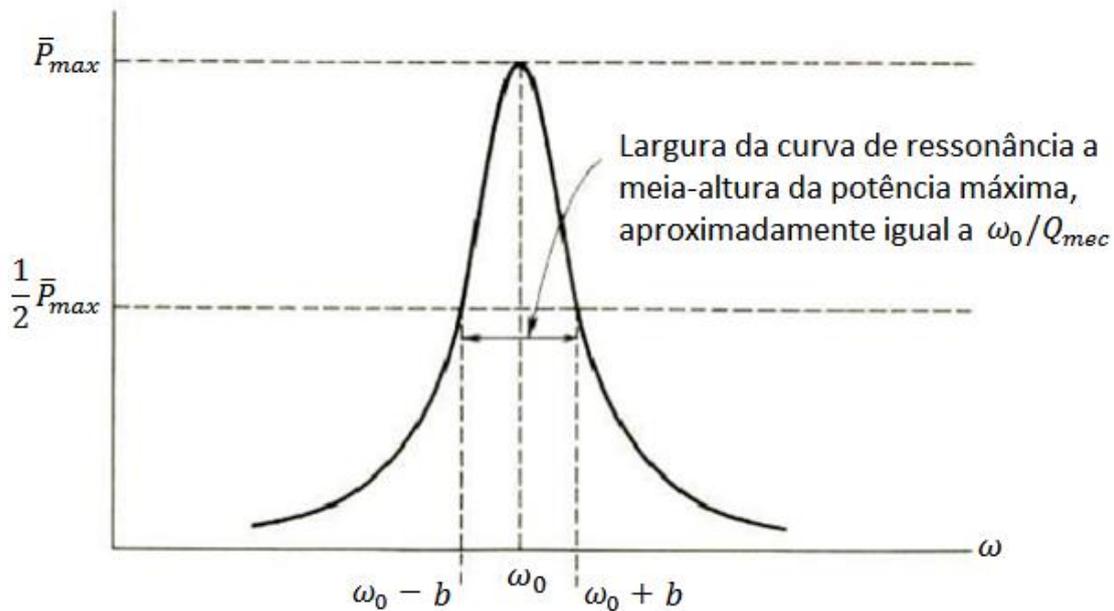


Figura 3.6 - Curva de ressonância em termos da potência máxima. Fonte: (FRENCH, 1966).

O fenômeno de ressonância ocorre no movimento forçado tanto de osciladores simples, composto por um único corpo, quanto osciladores acoplados a outros osciladores. A diferença essencial nas vibrações forçadas de osciladores acoplados é que ressonâncias múltiplas ocorrerão. Pois cada uma das n frequências características distintas darão origem a uma ressonância. Para $n = 1$, que corresponde a um oscilador harmônico simples, teremos apenas uma ressonância.

No caso de sistemas acoplados, a inclusão de termos de amortecimento pode complicar grandemente a resolução. Na maioria dos casos, simulações numéricas pode ser o mais indicado. Para sistemas tridimensionais, um único oscilador simples pode possuir mais de um modo de oscilação com frequências diferentes. Isto vai depender da sua geometria. Neste caso, para uma dada excitação externa, a potência média pode ser absorvida mais em um modo que em outro, fazendo a curva de potência parecer mais acentuada neste modo. Ao invés de tratar estes problemas complexos, os casos mais simples de oscilação forçada amortecida que tratamos nos fornece considerável informação útil.

3.2.3 O SISTEMA DE TRANSDUÇÃO COM TRÊS MODOS DO DETECTOR MARIO SCHENBERG

Para o detector Mario Schenberg, a realização prática da componente mecânica do sistema de transdução (mostrado na Fig. 3.1) é cumprida por um esquema de osciladores acoplados de três modos. Este esquema consiste de uma estrutura mecânica projetada para ser ressonante na mesma frequência dos modos quadrupolares da antena esférica. Desse modo, o detector atuará como um sistema massa-mola, amplificando a amplitude de vibração da antena esférica.

Embora o movimento desse tipo de osciladores acoplados seja demasiadamente complicado, é possível descrevê-lo em termos de um sistema de coordenadas alternativo: as coordenadas normais. Nestas coordenadas, o oscilador atua como se o movimento de cada parte individual fosse totalmente desacoplado um do outro. Condições iniciais apropriadas podem resultar na variação de somente uma coordenada normal em função do tempo. Em outras palavras, dizemos que um dos modos normais do sistema foi excitado. Nesta situação, as massas podem alcançar posições de deslocamento máximo (MARION, 2004; SETO, 1964).

A Fig. 3.7 mostra a implementação prática do esquema de osciladores acoplados para o sistema de transdução de três modos do detector Mario Schenberg. O primeiro modo é constituído pela antena esférica. A massa intermediária compõe o segundo modo e é constituída pela própria estrutura mecânica do transdutor, onde uma cavidade ressonante (do tipo klystron)⁵ está localizada. O terceiro modo é constituído por uma membrana que fechará a cavidade. Deseja-se que a maior quantidade possível da energia de uma onda gravitacional incidente na massa ressonante seja transferida para o transdutor (acoplamento eletromecânico β) que, por isso, deverá estar sintonizado o mais próximo das frequências de ressonância da antena esférica. O transdutor deve

⁵ Um klystron é um tubo de vácuo, inventado em 1937 pelo engenheiro elétrico Americano Russel e Sigurd Varian, o qual é usado como um amplificador para altas frequências. Klystrons são usados como osciladores locais em radares, tubos de televisores UHF, comunicação de satellite, aceleradores modernos de partículas, cavidades de microondas, etc. . Fonte: Wikipedia (Disponível em: <http://en.wikipedia.org/wiki/Klystron> Acesso em: 25/07/2013).

também ser feito de um material que apresente um altíssimo Q mecânico (da ordem de milhões).

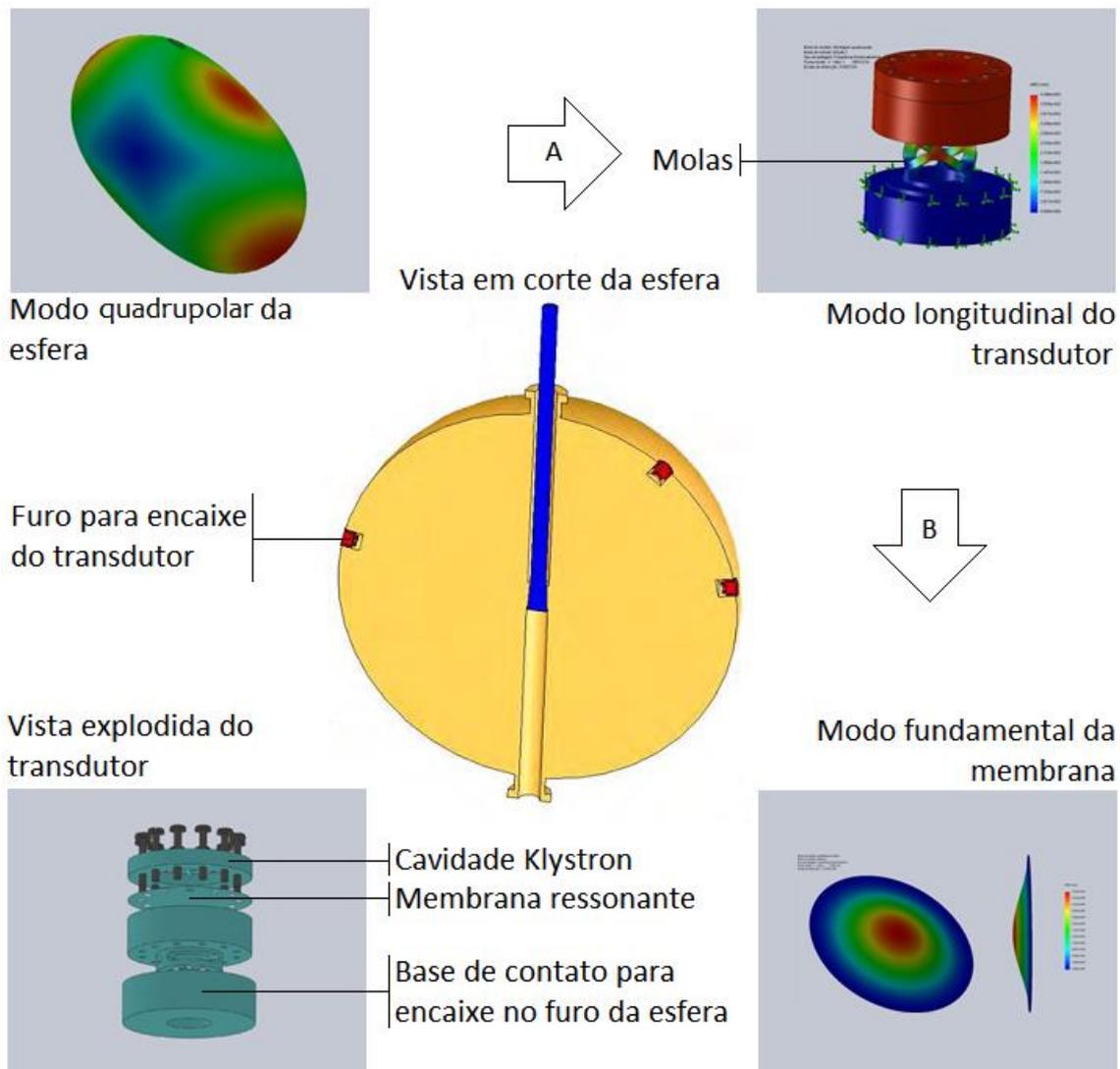


Figura 3.7 - Vista detalhada do sistema ressonante antena-transdutor-membrana do detector Mario Schenberg. As regiões em vermelho correspondem ao máximo deslocamento. **A** – A onda gravitacional excita os modos quadrupolares da antena esférica que, por sua vez, excita o modo longitudinal do transdutor; **B** – então, o transdutor excita o modo fundamental da membrana, modulando o sinal (proveniente do oscilador) no interior da cavidade klystron. Fonte: Imagens geradas pelo software SOLIDWORKS.

Os três osciladores acoplados permitem 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 (AGUIAR et al., 2004; MELO et al., 2004). Supondo-se a conservação da energia mecânica, a amplificação do movimento entre dois modos consecutivos será dada por (PRICE, 1987):

$$\mu^{-1} = \frac{|x_i|}{|x_{i+1}|} = \sqrt{\frac{M_i}{M_{i+1}}}, \quad (3.16)$$

onde $\mu^2 = M_{i+1} / M_i$ ($\mu < 1$) é a razão entre massas efetivas de dois modos de vibração consecutivos. Para um sistema com três modos como o do detector Mario Schenberg, o primeiro modo (constituído pela antena esférica) tem massa efetiva de aproximadamente 25 % da massa total ($M_1 = 287,5 \text{ kg}$). O terceiro modo (constituído por uma membrana que fecha a cavidade reentrante) tem uma massa efetiva de aproximadamente $M_3 \approx 10 \text{ mg}$ (devido a razões de geometria e de frequência). A massa intermediária compõe o segundo modo e é constituída pela própria estrutura mecânica do transdutor, onde a cavidade ressonante está localizada. Sua massa deve ser a média geométrica das massas do primeiro e último modos, cujo valor deve ser de aproximadamente $M_2 = \sqrt{M_1 M_3} \approx 54 \text{ g}$. A amplificação mecânica total será dada pela raiz quadrada da razão entre a primeira e a última massa. Para o sistema de osciladores do detector Mario Schenberg, essa amplificação deve ser aproximadamente $5,4 \times 10^3$ (AGUIAR et al., 2005).

Para os transdutores utilizados no detector Mario Schenberg, a banda de detecção pode ser calculada por (DE WAARD et al., 2000; DE WAARD, 2003):

$$\Delta f = 0,7 f_0 \beta \left(1 + \frac{2T}{\beta Q T_N} \right)^{1/2} \approx 400 \text{ Hz}, \quad (3.17)$$

sendo $f_0 = 3,2 \text{ kHz}$ (frequência característica do detector), $\beta \approx 0,15$ (fator de acoplamento eletromecânico do transdutor); $T = 15 \text{ mK}$ (temperatura termodinâmica da antena); $Q = 2 \times 10^6$ (fator de qualidade mecânica do transdutor) e $E_N = k_B T_N \approx 100 \text{ h}\nu$ (a energia mínima detectável), sendo $T_N \approx 10^{-7}$ (temperatura de ruído do transdutor).

A frequência característica do transdutor precisa estar sintonizada (o mais próximo possível) a uma das frequências dos cinco modos quadrupolares da massa ressonante (Fig. 2.7), cujos valores obtidos experimentalmente são mostrados na Tabela 3.2. Pode ser visto, na tabela, que as frequências dos modos quadrupolares da antena esférica, medidas em $4,2 \text{ K}$, aumentam (em média) 4,2 % em relação aos valores obtidos em temperatura ambiente (300 K).

Portanto, o projeto dos transdutores deverá considerar esta dependência da frequência de oscilação mecânica com a temperatura.

Tabela 3.2 - Valores experimentais dos modos quadrupolares da antena esférica do detector Mario Schenberg. Fonte: (AGUIAR et al., 2004).

Modo	$f_0(300K)$ (Hz)	$f_0(4K)$ (Hz)	$f_0(4K)/f_0(300K)$ (%)
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

3.3 RESSONÂNCIA ELÉTRICA E CAVIDADES KLYSTRON SUPERCONDUTORAS

Além do sistema de massas acopladas, o sistema de transdução utilizado no detector Mario Schenberg é composto por uma cavidade ressonante com uma geometria particular, conhecida como cavidade klystron reentrante⁶. Supõe-se que o transdutor oscile com a esfera (modos quadrupolares), de forma que ocorra modulação de um sinal eletromagnético injetado no interior da mesma. Este sinal deve ser injetado através de um mecanismo que não transmita à antena os ruídos mecânicos provenientes do circuito externo. Uma forma eficiente de implementar esse mecanismo é transmitir o sinal remotamente, por meio de uma antena (ou similar), dando origem a um circuito elétrico acoplado à cavidade klystron.

3.3.1 CIRCUITOS ELÉTRICOS ACOPLADOS

Considerando um circuito RLC em série, submetido a um potencial externo V_0 , a equação diferencial de segunda ordem que descreve este sistema é dada por

⁶ O termo klystron já foi elucidado em nota anterior. O termo reentrante é devido a uma reentrância (poste central) introduzida na geometria deste tipo de cavidade, diferindo-a das cavidades cilíndricas.

$$\frac{d^2q}{dt^2} + 2b \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = V, \quad (3.18)$$

onde $\omega_0 = \sqrt{1/LC}$, $b = R/2L$ e $V = V_0/L$. A Eq. (3.18) pode ser comparada com a Eq. (3.10), para o oscilador mecânico forçado com amortecimento. As equações apresentam a mesma estrutura matemática apesar de representarem sistemas físicos diferentes. Esse é um caso típico de *modelo análogo*.

Com base nas características físicas dos termos que aparecem em ambas as equações, pode-se fazer uma correspondência direta entre eles. A carga q corresponderia à posição x , enquanto que a corrente $I = dq/dt$ seria a velocidade $v = dx/dt$. O atrito é representado pelo coeficiente γ no oscilador harmônico, enquanto o resistor com restência R age como dissipador de energia no sistema elétrico. O papel inercial da massa m é representado pelo indutor, pois este se opõe às variações na corrente, da mesma forma que um corpo em movimento uniforme tende a permanecer neste estado de movimento, se forças não agem sobre ele. A resistência do corpo em mudar seu movimento corresponde à sua inércia, e no caso da corrente, essa inércia aparece como a indutância L do indutor. A força externa estaria associada à tensão V_0 , e no caso elétrico, o capacitor faz o papel de mola. No entanto, a relação é tal que a constante de mola é o inverso da capacitância C do capacitor (MACHADO, 2000). A Tabela 3.3 coloca em evidência essa correspondência.

Portanto, o circuito RLC é um circuito oscilante, e a solução da Eq. (3.18) segue os casos dos osciladores harmônicos já apresentados, com a ressalva de que as grandezas devem ser substituídas de acordo com as equivalências apresentadas na Tabela 3.3. Essa analogia, entretanto, é válida quando se considera elementos ideais. No caso de objetos sólidos e/ou estruturas complexas, faz-se necessário o uso de métodos mais elaborados e capazes de computar o comportamento dinâmico da estrutura levando em conta todos os aspectos da mecânica dos sólidos e das características geométricas envolvidas.

Tabela 3.3 - Analogia entre grandezas mecânicas e elétricas.

GRANDEZA MECÂNICA	SÍMBOLO	EQUAÇÃO	EQUIVALENTE ELÉTRICO	SÍMBOLO	EQUAÇÃO
Posição	x	--	Carga	q	--
Velocidade	v	$v = \frac{dx}{dt}$	Corrente	I	$I = \frac{dq}{dt}$
Aceleração	a	$a = \frac{dv}{dt}$	Varição da corrente	$\frac{dI}{dt}$	$\frac{dI}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}$
Força	F	--	Tensão	V	--
Constante elástica	k	$F = kx$	Capacitância inversa	$\frac{1}{C}$	$V = \frac{1}{C}q$
Fator de amortecimento	γ	$F = \gamma v$	Resistência	R	$V = R \frac{dq}{dt}$
Massa	m	$F = ma$	Indutância	L	$V = L \frac{dq^2}{dt^2}$
Energia armazenada na mola	E_k	$E_k = \frac{kx^2}{2}$	Energia armazenada no capacitor	E_C	$E_C = \frac{q^2}{2C}$
Energia dissipada no amortecedor	E_γ	$E_\gamma = \gamma v^2$	Energia dissipada no resistor	E_R	$E_R = RI^2$
Energia cinética	E_m	$E_m = \frac{mv^2}{2}$	Energia magnética	E_I	$E_I = \frac{LI^2}{2}$

Fonte: (MELO, 2002).

Para o caso de acoplamento, pode-se discutir o comportamento de dois circuitos LC desconectados mecanicamente. Se as duas espiras dos circuitos são colocadas em proximidade, oscilações são mutuamente induzidas devido ao acoplamento entre as duas espiras. Isso é conhecido como *indutância mútua*. Essa situação é mostrada na Fig. 3.8. Os capacitores C e os indutores L são idênticos, e a indutância mútua é M . Após resolver as equações diferenciais acopladas, as frequências características para este sistema acoplado são dadas por (MARION, 2004)

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{LC - MC}} \quad e \quad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{LC + MC}}. \quad (3.19)$$

Se as espiras estão suficientemente afastadas uma da outra, de modo que $M \ll L$, então a frequência se reduz à frequência de um circuito simples dada por $\sqrt{1/LC}$. Novamente, as Eqs. (3.19) mostram que as frequências características estão acima (ω_1) e abaixo (ω_2) da frequência de um oscilador não-acoplado.

Além do acoplamento através de indutância mútua, circuitos elétricos podem ser acoplados de muitas outras maneiras, como por exemplo, o acoplamento capacitivo e resistivo.

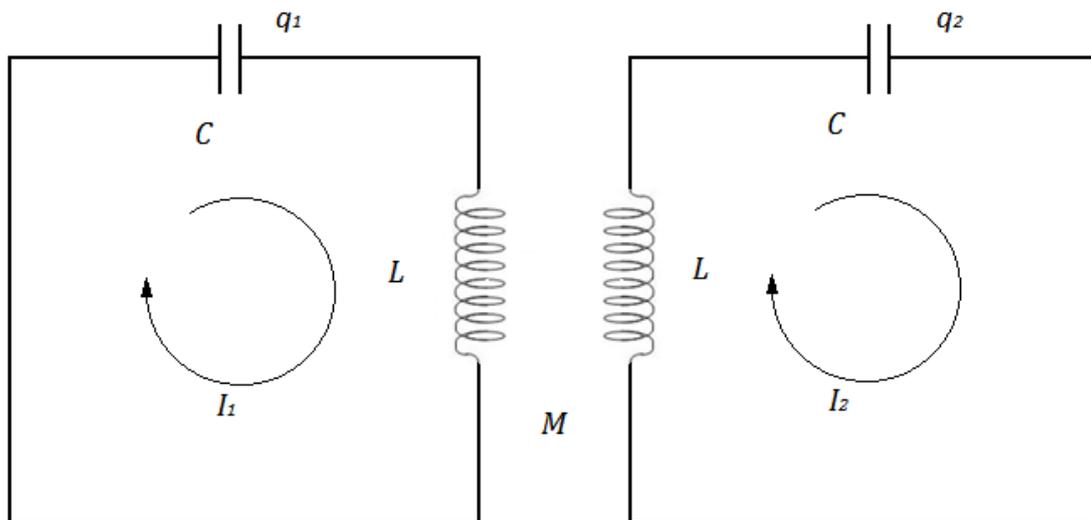
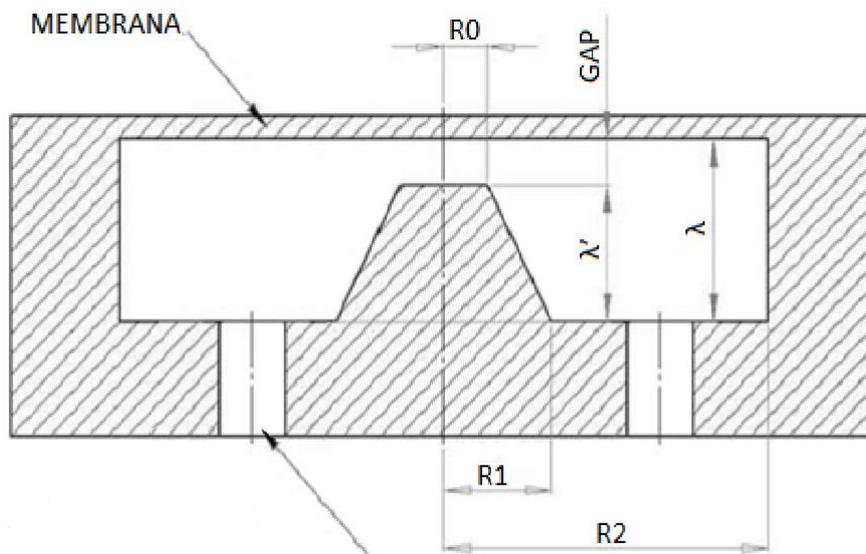
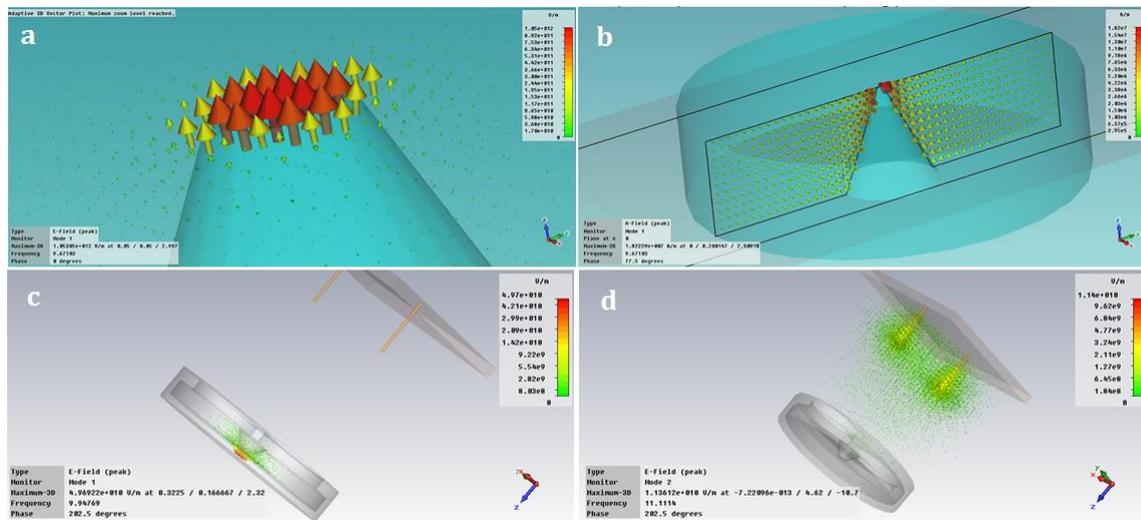


Figura 3.8 – Circuito elétrico LC acoplado. A indutância mútua M é equivalente à constante de acoplamento dos osciladores harmônicos acoplados.

3.3.2 CAVIDADES REENTRANTES SUPERCONDUTORAS

As cavidades reentrantes (ou klystron, como são também conhecidas) utilizadas nos transdutores paramétricos do detector Mario Schenberg possuem formato cilíndrico, com um poste cônico central, sendo fechadas por uma membrana. Um espaçamento (*gap*) entre o cone central e a membrana é um dos parâmetros principais para determinação da frequência de ressonância da cavidade. A Figura 3.9 mostra uma representação esquemática da cavidade klystron utilizada no sistema de transdução paramétrica do detector Mario Schenberg: R_0 é o raio do topo do poste cônico central; R_1 é o raio da base do

poste cônico central; R_2 é o raio externo da cavidade; λ é a profundidade da cavidade e λ' é a altura do poste cônico central.



FURO PARA ACOPLAMENTO
COM SONDA UT-47

Figura 3.9 - Representação esquemática da cavidade klystron utilizada no sistema de transdução paramétrica do detector Mario Schenberg. a) Configuração de campo elétrico para o modo **TEM**: o campo é concentrado no *gap spacing*; b) configuração de campo magnético para o modo **TEM**: o campo está concentrado ao redor do topo do poste cônico; c) campo elétrico na cavidade acoplado às sondas; d) campo elétrico nas sondas acoplado à cavidade. Fonte: Imagens geradas pelo software CST MICROWAVE STUDIO.

As dimensões da cavidade são projetadas de forma que somente os modos ressonantes TEM sejam permitidos. Para isto, dimensiona a cavidade com profundidade $\lambda \ll \lambda_0/4$ (sendo λ_0 o comprimento de onda correspondente à frequência 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, a configuração de campo é o modo *TEM*. As Figs. 3.9a e 3.9b mostram, respectivamente, as configurações de campo elétrico e magnético para este modo. O campo elétrico permanece concentrado predominantemente entre o topo do poste e a membrana. Por consequência, devido a alternância dos campos eletromagnéticos, o campo magnético se manifesta ao redor do poste cônico central.

A cavidade klystron pode ser considerada um ressoador do tipo RLC, onde a capacitância é determinada pelo *gap spacing* (entre o poste cônico central e a membrana) e a indutância é determinada pelo campo magnético que envolve o poste central. À semelhança do fenômeno de acoplamento esquematizado na Fig. 3.8, um outro circuito RLC pode acoplar remotamente com a cavidade klystron se os dois sistemas estão próximos o suficiente. A proximidade mínima dependerá da geometria e intensidade dos campos envolvidos. O uso de cavidades supercondutoras ressonantes aumenta a intensidade dos campos em muitas ordens de grandeza relativamente a uma cavidade comum. Desta forma, a distância de acoplamento também aumenta consideravelmente. Isso permite que os circuitos sejam colocados mais afastados um do outro, evitando contato mecânico e transmissão de ruído à cavidade. As Figs. 3.9c e 3.9d mostram um sistema de duas sondas acopladas eletricamente à cavidade, excitando-a através de campos elétricos.

O fator- Q elétrico é um parâmetro importante para a caracterização das cavidades ressonantes. Este fator determina o desempenho do circuito elétrico ressonante, sendo proporcional à razão entre a energia armazenada e a energia perdida, por ciclo

$$Q = 2\pi \left(\frac{\text{Energia Armazenada}}{\text{Energia Dissipada por ciclo}} \right) \quad (3.20)$$

$$= 2\pi f_0 \left(\frac{\text{Energia Armazenada}}{\text{Potência Dissipada}} \right),$$

onde f_0 é a frequência de ressonância da cavidade. O fator- Q também pode ser definido como a razão entre a frequência de ressonância do sistema (f_0) e a largura de banda passante (Δf) no ponto de meia potência:

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f}. \quad (3.21)$$

As perdas interna e externa do sistema acoplamento-cavidade são determinadas pelo fator carregado (Q_C), de acordo com a relação

$$\frac{1}{Q_C} = \frac{1}{Q_{ext}} + \frac{1}{Q_0}, \quad (3.22)$$

onde o fator de qualidade externo é dado por Q_{ext} , que considera as perdas externas devido ao acoplamento dos campos do ressoador com a linha externa.

O fator de qualidade externo (Q_{ext}) é determinado pela distância das sondas, a partir de uma posição de referência, em ressoadores acoplados às linhas externas. Quanto menor for esta distância, maior será o fator de qualidade externo. Essa variação será ainda maior se a sonda for feita de material não supercondutor devido a perdas resistivas. De qualquer forma, Q_0 é independente do material da sonda. O fator Q_{ext} pode ser expresso como sendo proporcional à razão entre a energia armazenada no ressoador (W_0) e a potência da linha externa (P_{ext}):

$$Q_{ext} = 2\pi f_0 \frac{W_0}{P_{ext}}. \quad (3.23)$$

O fator de qualidade descarregado (Q_0), definido em função das fontes de dissipação no interior da cavidade, pode ser expresso por

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_r} + \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_m}, \quad (3.24)$$

onde Q_r , Q_d e Q_m estão relacionados, respectivamente, às perdas radiativas dielétricas, e magnéticas (MANN, 1982). As perdas radiativas na cavidade são dadas por

$$Q_r = \frac{f_0 L_0}{R_r}, \quad (3.25)$$

onde R_r é a resistência efetiva de radiação no raio externo da cavidade e L_o é a indutância da cavidade. Para o transdutor utilizado no detector Mario Schenberg, esta perda deve ser desprezível uma vez que a cavidade klystron será fechada por uma membrana ressonante (CASTRO et. al, 2008). As perdas no dielétrico serão dadas por

$$Q_d \propto \frac{f_o^2}{2t\epsilon_f \tan\delta}, \quad (3.26)$$

onde t é a espessura do filme contaminante (óxido), em cada face do gap, com constante dielétrica ϵ_f e δ se relaciona com as perdas.

O valor de Q_d depende da preparação da superfície da cavidade e do ambiente experimental. Uma superfície inadequadamente limpa poderá conter um filme residual de graxa ou água. A cavidade também poderá ser contaminada por poeiras de diversos tipos. Se a substância absorvida for um líquido polar ou gás, podemos estimar os parâmetros como $f_o \approx 10 \text{ GHz}$, $gap = 12 \mu\text{m}$, $\tan\delta \approx 10^{-2}$, $\epsilon_f \approx 10$, e $t \approx 10^{-9} \text{ m}$, fornecendo $Q_d^{-1} \approx 2 \times 10^{-5}$ (LINTHORNE, 1991, 1992). Com essa estimativa, percebe-se como Q_d é um fator limitante para a obtenção de altos Q 's. Dessa forma, torna-se claro a necessidade de evitar ou remover completamente os resíduos sobre a superfície do material.

Para temperaturas inferiores a 9 K , vários materiais (como o nióbio) tornam-se supercondutores, havendo uma diminuição das perdas eletromagnéticas em sua superfície, devido à diminuição da resistividade superficial. Consequentemente, altos Q 's podem ser obtidos se as medidas são realizadas em temperaturas criogênicas. Supondo que a resistência superficial da cavidade seja uniforme, as perdas magnéticas serão dadas por (MANN, 1982):

$$Q_m = \frac{\Gamma}{R_s}, \quad (3.27)$$

onde R_s é a resistência da superfície supercondutora; 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):

$$\Gamma = \mu_0 \Omega_0 \frac{\int H^2 dV}{\int H_t^2 dS}, \quad (3.28)$$

onde a frequência de ressonância da cavidade é dada por $\Omega_0 = 2\pi f_0$. Para cavidades reentrantes, Γ é dado por (LINTHORNE; BLAIR, 1992)

$$\Gamma = \mu_0 \Omega_0 \left[\frac{\lambda \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)}{2 \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right) + \lambda \left(\frac{1}{R_0} + \frac{1}{R_2}\right)} \right], \quad (3.29)$$

cujos parâmetros são aqueles dados na Fig. 3.9. Para uma cavidade com os valores de parâmetros: $R_0 = 1 \times 10^{-4}m$, $R_1 = 1,5 \times 10^{-3}m$, $R_2 = 6 \times 10^{-3}m$ e $\lambda = 3 \times 10^{-3}m$, tem-se que $\Gamma = 3,70 \times 10^{-4} \mu_0 \Omega_0 \approx 10$ para $f_0 = 10,2 \text{ GHz}$.

A resistência da superfície supercondutora pode ser separada em duas partes da seguinte forma

$$R_S(T) = R_{BCS} + R_{res}, \quad (3.30)$$

onde R_{BCS} é a resistência supercondutora teórica dependente da temperatura e derivada da teoria BCS. Para cavidades de nióbio em frequências 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; WEISSMANN, 1968; LYNEIS, 1974; PFISTER, 1976; BRAGINSKY et al., 1985; PARKS, 1969; MUHLSCHELEGEL, 1959)

$$R_{BCS} \approx 2 \times 10^{-4} \left(\frac{f_0}{1,5 \times 10^9} \right)^2 \frac{\exp[-17,67/T]}{T}. \quad (3.31)$$

O segundo termo R_{res} da Eq. (3.30) é a resistência residual do nióbio e surge devido a muitas fontes, tais como defeitos randômicos no material, hidretos formados na superfície, dentre outros. Seu valor não depende da temperatura, podendo variar entre 10^{-9} e 10^{-6} ohms . (TURNEAURE; WEISSMANN, 1968; MANN, 1982). Uma das contribuições para R_{res} , que pode ser quantificada é devido a um campo magnético externo gerando fluxons magnéticos num supercondutor Tipo II. Os fluxons criam pequenas regiões de condução normal contribuindo para a resistência total do material. Para o nióbio, a contribuição do campo magnético para R_{res} é aproximadamente dada por

$$R_H \approx 1,19 \times 10^{-13} H_{ext} \sqrt{f_0}, \quad (3.32)$$

onde H_{ext} é o campo magnético externo. Supondo um material ideal com $T = 4,2 K$ e $f_0 = 10,2 GHz$, temos $R_{BCS} \approx 6,3 \times 10^{-6} ohms$ e $R_{res} = R_H \approx 3,8 \times 10^{-6} ohms$. Logo, numa cavidade klystron com $\Gamma = 10$, mantida em $4,2 K$ e ressonante em $10,2 GHz$, a perda magnética será da ordem de $Q_m^{-1} \approx 10^{-7}$, supondo que os valores de H_{ext} para as cavidades projetadas para o detector Schenberg sejam tipicamente da ordem de $10^7 A/m$. 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; JONES, 1987; JONES, 1988).

Embora as perdas internas numa cavidade reentrante supercondutora de nióbio sejam muito pequenas, não são esperados valores tão altos de $Q's$ quanto aqueles das cavidades supercondutoras cilíndricas. Perdas radiativas (vazamentos), dielétricas (camadas de óxido e poeiras no gap) e magnéticas (fator geométrico Γ e campo magnético) limitarão o fator de qualidade elétrico em $Q_0 \approx 10^6$.

As perdas dielétricas são um fator muito limitante ao considerar uma cavidade reentrante utilizada para detectores de ondas gravitacionais. Uma atenção especial deve ser dada a este fator restritivo, utilizando um tratamento superficial adequado (OELFKE & HAMILTON, 1983). Os resultados mais expressivos foram $Q_0 \approx 6 \times 10^5$, obtidos pelo grupo de ondas gravitacionais da UWA, utilizando cavidades reentrantes abertas, feitas de nióbio e mantidas a $4 K$, durante a operação do detector Niobè (TSUBONO et al. 1977, 1996; LINTHORNE, 1991; LINTHORNE; BLAIR, 1992; TOBAR et al., 1993). No caso específico das cavidades klystron projetadas para o detector Mario Schenberg, procedimentos superficiais adequados tais como eletropolimento, limpeza química e anodização foram descritos por Carvalho (2012).

O uso de cavidades reentrantes em transdutores paramétricos pode aumentar em uma ordem de magnitude o acoplamento eletromecânico entre a antena e o transdutor, que é um dos parâmetros críticos para os detectores ressonantes.

Este parâmetro pode ser definido como a proporção de energia elástica da antena que pode ser extraída eletricamente através do transdutor por ciclo de oscilação. Para uma cavidade reentrante, ele é proporcional ao produto da capacitância e do fator- Q elétrico da cavidade, tornando importante a otimização destes parâmetros (BLAIR, 1991).

3.3.3 RESSONÂNCIA E FATOR DE QUALIDADE ELÉTRICO

O fator- Q é um parâmetro importante na caracterização das cavidades ressonantes, designando o desempenho de um circuito ressonante, sendo proporcional a razão entre a energia armazenada e a potência dissipada por ciclo. O fator- Q carregado (Q_c) inclui as perdas interna e externa do sistema acoplamento-cavidade, as quais estão relacionadas pela Eq. (3.22). 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)

$$Q_0 = Q_c(1 + \beta_1 + \beta_2), \quad (3.33)$$

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 duas portas simétricas ($\beta_1 = \beta_2 = \beta$), os fatores Q_0 e Q_c estão relacionados por

$$Q_0 = Q_c(1 + 2\beta). \quad (3.34)$$

Porém, se temos somente uma porta (por exemplo, $\beta_1 = \beta$ e $\beta_2 = 0$), a Eq. 3.33 toma a forma

$$Q_0 = Q_c(1 + \beta). \quad (3.35)$$

O cálculo mais completo do Q_0 não-carregado exige a determinação dos coeficientes de acoplamento que, por sua vez, relacionam-se (nas condições de ressonância e na frequência central f_0) com a magnitude dos coeficientes de reflexão S_{11} e S_{22} por (GINZTON, 1957)

$$S_{11}(f_o) = S_{22}(f_o) = \frac{1 + \beta}{1 - \beta}. \quad (3.36)$$

Os coeficientes de reflexão S_{11} e S_{22} na entrada e saída do circuito, respectivamente, são definidos como a razão entre a potência da onda refletida e incidente. As magnitudes dos coeficientes de reflexão S_{11} e S_{22} caracterizam o efeito da ressonância como uma função da frequência, sendo denominada de perda de reflexão ou perda de retorno (R_L). Conforme mostrado na Fig. 3.10, 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 $dB \equiv$ decibéis) entre a potência refletida (P_{off}) e a potência transmitida pela carga na ressonância (P_{on}):

$$R_L(dB) = 10 \log(P_{off}) - 10 \log(P_{on}) = 10 \log\left(\frac{P_{off}}{P_{on}}\right). \quad (3.37)$$

As reflexões ocorrem devido às discontinuidades 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 carga externa e a cavidade. Os coeficientes de reflexão S_{11} ou S_{22} podem ser obtidos um a partir do outro, com o auxílio de R_L utilizando-se a seguinte expressão:

$$-20 \log S_{11}(f_o) = -20 \log S_{22}(f_o) - R_L(dB). \quad (3.38)$$

Uma vez conhecidas as perdas de retorno, o coeficiente de acoplamento eletromagnético de entrada e saída do circuito pode ser determinado através da relação:

$$\beta = \frac{1 + S_{11}(f_o)}{1 - S_{11}(f_o)} = \frac{1 + S_{22}(f_o)}{1 - S_{22}(f_o)} = \frac{1 - 10^{-R_L/20}}{1 + 10^{-R_L/20}}. \quad (3.39)$$

A forma como a cavidade se acopla ao circuito externo determina o fator de acoplamento eletromagnético (definido como a razão entre a potência dissipada externamente e internamente, e calculado na ressonância). 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 ($\beta_{crítico} = 1$). Um acoplamento subcrítico ($\beta_{subcrítico} < 1$) implica numa dissipação maior de potência no ressoador do que no circuito externo. 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 não carregado (Q_0) da cavidade, na frequência de ressonância.

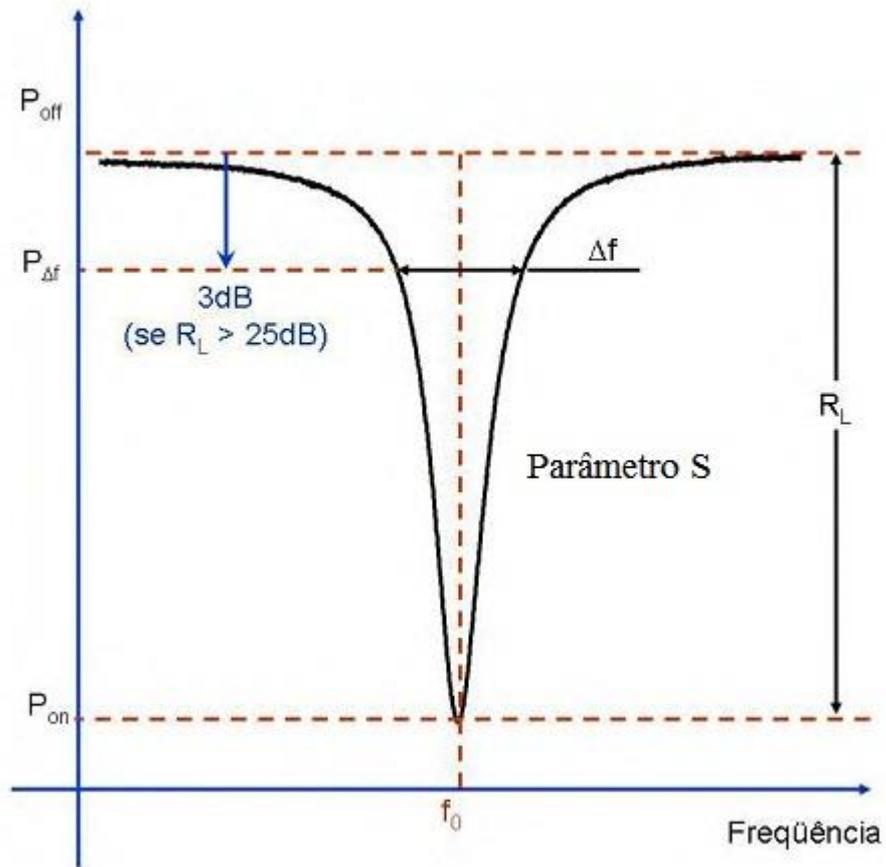


Figura 3.10 - Curva de reflexão na ressonância. Fonte: (FURTADO, 2009).

O fator- Q carregado (Q_c) também pode ser medido pela razão entre a frequência de ressonância do sistema (f_0) e a largura de banda passante (Δf) no ponto de meia potência. Assim,

$$Q_c = \frac{f_0}{\Delta f}. \quad (3.40)$$

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

$$P_{\Delta f} = \frac{P_{on} + P_{off}}{2}. \quad (3.41)$$

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

$$P_{\Delta f}(dB) = -10 \log 2 + 10 \log \left(10^{\frac{P_{on}(dB)}{10}} + 10^{\frac{P_{off}(dB)}{10}} \right). \quad (3.42)$$

Para perdas de reflexão com magnitudes superiores a $25 dB$, a seguinte aproximação pode ser utilizada

$$10 \log \left(10^{\frac{P_{on}(dB)}{10}} + 10^{\frac{P_{off}(dB)}{10}} \right) \approx 10 \log(10^{P_{off}/10}) = P_{off}. \quad (3.43)$$

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

$$P_{\Delta f}(dB) \approx P_{off} - 3dB. \quad (3.44)$$

Portanto, para perdas de reflexão com magnitudes superiores a $25 dB$, a largura de banda passante (Δf) no ponto de meia potência ($P_{\Delta f}(dB)$) será determinada pela diferença das frequências situadas na faixa em $3 dB$ do nível de potência medido fora da ressonância, como indicado na Fig. 3.10. Para perdas com magnitudes inferiores a $25 dB$, torna-se necessária a correção determinada pela Eq. 3.42.

3.4 FONTES DE RÚIDOS E A SENSIBILIDADE DO DETECTOR MARIO SCHENBERG

A sensibilidade dos detectores de ondas gravitacionais pode ser expressa em termos da densidade espectral da radiação gravitacional $S_h(f)$, que produziria um sinal igual ao espectro de ruído observado no detector. No caso particular do ruído estocástico, a amplitude espectral \tilde{h} (com dimensão de $Hz^{-1/2}$) pode ser escrita como

$$\tilde{h} = \sqrt{S_h(f)} [1/\sqrt{Hz}], \quad (3.45)$$

onde $S_h(f)$ fornece o valor quadrático médio de h numa frequência f dentro de uma largura de banda de $1 Hz$. Se $\tilde{h} \approx const.$, então para um detector com largura de banda Δf obtém-se que

$$\tilde{h}\sqrt{\Delta f} = h. \quad (3.46)$$

De acordo com a Eq. (3.17), $\sqrt{\Delta f} \approx 20$ para o detector Mario Schenberg. Para aumentar a taxa em vários eventos detectáveis por ano, delimitados num raio de 10 Mpc (até o aglomerado de Virgo), cujas amplitudes de deformação seriam da ordem de $h \sim 10^{-21}$, o detector deve atingir uma amplitude espectral de $\tilde{h} \sim 10^{-22} \text{ Hz}^{-1/2}$, onde este número é da ordem de seu limite quântico padrão (Eq. (2.52)).

Os ruídos de back-action, de fase e de série eletrônico total, são dados, respectivamente, por

$$S_{ba}(f) = \frac{P_{in}^2}{2\Omega_0^2} \left(\frac{2Q_0}{f_0} \frac{df}{dx} \right)^2 S_{am} [N^2/\text{Hz}], \quad (3.47)$$

$$S_{phase}(f) = \left(\frac{df}{dx} \right)^{-2} S_{\phi}(f) f^2 [m^2/\text{Hz}], \quad (3.48)$$

$$S_{serie}(f) = L_{amp} \frac{2k_B(T_{amp}(f) + T_0)}{P_{in}} \left(\frac{2Q_0}{f_0} \frac{df}{dx} \right)^{-2} [m^2/\text{Hz}], \quad (3.49)$$

onde P_{in} é a potência incidente da bomba na cavidade, df/dx é a taxa de mudança da frequência ressonante do transdutor em relação ao deslocamento do *gap spacing*, Q_0 é o fator de qualidade elétrico descarregado da cavidade do transdutor, $\Omega_0 = 2\pi f_0$ é a frequência da bomba, $S_{\phi}(f)$ e S_{am} são os ruídos de fase e amplitude do oscilador (bomba)⁷, L_{amp} é a perda na linha de transmissão de microondas compreendida entre o transdutor e a entrada do primeiro amplificador de microondas no sistema de leitura, cuja temperatura de ruído é $T_{amp}(f)$ e, T_0 é a flutuação da temperatura ambiente.

De acordo com as equações (3.47), (3.48) e (3.49), reduzindo-se P_{in} e aumentando-se Q_0 , o ruído devido a S_{serie} será reduzido à custa de um aumento no ruído devido ao efeito de back-action. Além das fontes de ruídos eletrônicos mencionadas acima, deve-se considerar também o ruído browniano da antena, podendo ser expresso por (TOBAR et al., 2000):

⁷ Para a maioria dos osciladores, a intensidade da flutuação de fase é, geralmente, muito maior que a flutuação de amplitude no domínio das frequências 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).

$$S_{brown}(f) = 4k_B T_{sph} (2\pi f_{sph}) \frac{m_{eff}}{Q_{sph}} [N^2/Hz] \quad (3.50)$$

onde T_{sph} é a temperatura termodinâmica da antena esférica com massa efetiva m_{eff} e fator- Q mecânico Q_{sph} , cuja frequência de oscilação mecânica é dada por f_{sph} .

Para obter uma boa relação sinal/ruído (SNR), 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) (LINTHORME 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, $-100 dBc/Hz @ \pm 3,2 kHz$. Os osciladores desenvolvidos pelo grupo do INPE atingiram ruídos de fase desta ordem, utilizando-se cavidades ressonantes com $Q \approx 10^4$ (ANDRADE, 2004).

O uso de transdutores paramétricos, em detrimento dos transdutores passivos, tem a vantagem de permitir melhorias na sensibilidade além do limite quântico, pois é possível usar o princípio da incerteza de Heisenberg para aplicar técnicas de medidas como *Back Action Evading* ou *squeezing*. Esta técnica permite que uma de duas variáveis conjugadas, digamos a amplitude e a fase do oscilador, tenha sua incerteza reduzida em troca do aumento na incerteza da outra variável (SPETZ et al., 1984). Quando esse nível é atingido, questões relacionadas a teoria quântica da medida podem ser testadas diretamente através de medidas em um único corpo macroscópico (BOCKO & JOHNSON, 1984).

Na Figura 3.11, é mostrada a curva de sensibilidade para o detector Mario Schenberg, obtida com os seguintes valores: $T_{sph} = 4 K$ (temperatura termodinâmica), $f_{osc} = 10 GHz$ (frequência da bomba), $\beta = 1$ (coeficiente de acoplamento eletromecânico), $P_{in} = 10 \mu W$ (potência incidente), $T_{amp} = 10 K$ (temperatura de ruído do amplificador), $Q_0 = 1,0 \times 10^4$ (fator de qualidade elétrico da cavidade klystron), $df/dx = 3 \times 10^{14} Hz/m$ (deslocamento em

frequência), $S_\phi = -100\text{dBc}/\text{Hz}@3,2\text{kHz}$ (ruído de fase do oscilador) e, $S_{am} = -115\text{dBc}/\text{Hz}@3,2\text{kHz}$ (ruído de amplitude).

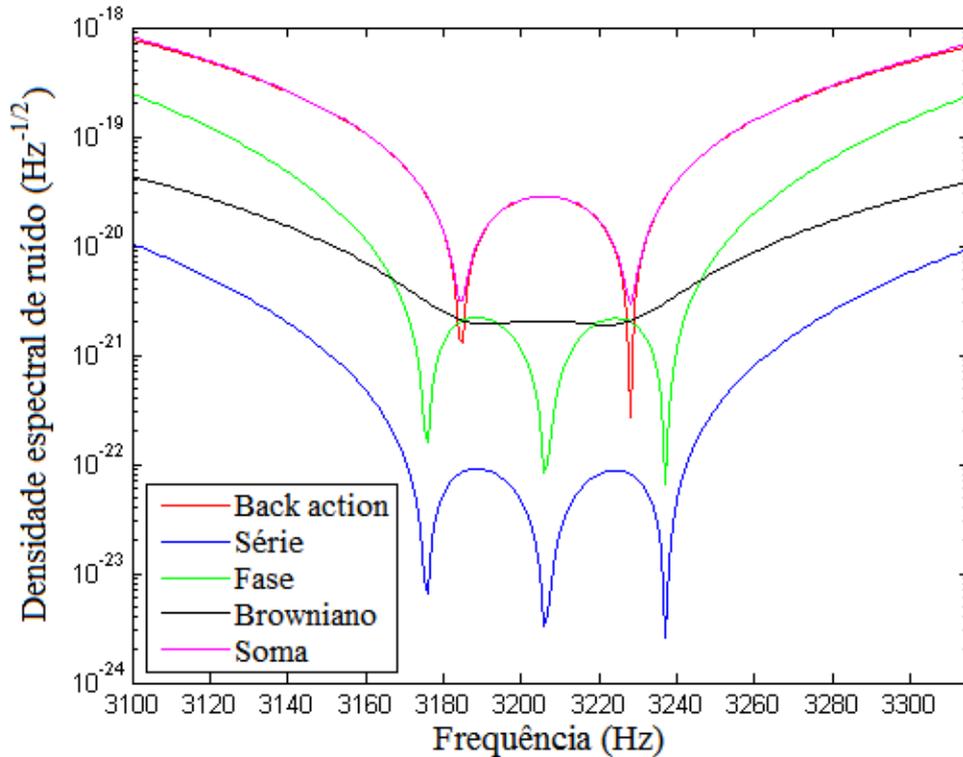


Figura 3.11 - Curva de sensibilidade para o detector Mario Schenberg para os seguintes valores de parâmetros: $T_{sph} = 4\text{ K}$, $f_{osc} = 10\text{ GHz}$, $\beta = 1$, $P_{in} = 10\text{ }\mu\text{W}$, $T_{amp} = 10\text{ K}$, $Q_0 = 1,0 \times 10^4$, $df/dx = 3 \times 10^{14}\text{ Hz/m}$, $S_\phi = -100\text{dBc}/\text{Hz}@3,2\text{kHz}$, $S_{am} = -115\text{dBc}/\text{Hz}@3,2\text{kHz}$.

3.5 AS PRIMEIRAS GERAÇÕES DE TRANSDUTORES

Desde o primeiro modelo de transdutor paramétrico desenvolvido para o detector Mario Schenberg, com o qual o detector entrou em operação pela primeira vez em 2006, o aperfeiçoamento dessa tecnologia tem ocorrido continuamente. Basicamente três gerações distintas de transdutores foram desenvolvidas, sendo que cada geração era projetada para solucionar falhas da geração anterior. Nesta seção, mostramos estas falhas que limitavam cada geração e as soluções encontradas para superá-las. Este breve resumo histórico permite introduzir, no capítulo seguinte, o desenvolvimento dos modelos de quarta e quinta geração, os quais foram desenvolvidos nesta tese.

3.5.1 A PRIMEIRA GERAÇÃO DE TRANSDUTORES

O fator- Q mecânico é um parâmetro importante nos detectores de ondas gravitacionais. Para evitar a degradação deste parâmetro na construção do primeiro tipo de transdutor (devido ao surgimento de tensões diferenciais caso o material utilizado fosse diferente da antena ressonante), optou-se pela construção dos transdutores paramétricos a partir de uma peça sólida de CuAl(6%), que é o mesmo material usado na fabricação da antena esférica (AGUIAR et al., 2005).

Estes transdutores foram projetados para oscilar em $3,2\text{ kHz}$ à temperatura de 4 K . O projeto foi obtido através de cálculos utilizando o software COSMOSWORKS. A Fig. 3.12 mostra alguns destes 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 micrômetro), no qual se fixava a membrana através de uma rosca. Com este mecanismo, seria possível deslizar a membrana no interior da cavidade klystron e determinar a posição final da membrana metálica através do monitoramento da frequência de ressonância eletromagnética da cavidade. Feito isso, o cilindro metálico seria retirado, permanecendo a membrana metálica acoplada ao transdutor, através do atrito da mesma com a parede cilíndrica da cavidade. Entretanto, este mecanismo apresentou vários obstáculos na sua implementação prática.

Durante a montagem do transdutor, encontrou-se grande dificuldade na fixação da membrana metálica à cavidade klystron e, conseqüentemente, na determinação da sua frequência de ressonância. Além disso, algumas falhas estruturais (“bolhas” internas) foram observadas no material utilizado, durante o processo de usinagem mecânica. Estas falhas podem ter inviabilizado a construção das membranas ressonantes metálicas (com massas finais de 10 mg), que fechariam a cavidade klystron do transdutor. Para oscilar em $3,2\text{ kHz}$, tais membranas deveriam ter espessuras da ordem de $0,05\text{ mm}$ utilizando o material CuAl(6%). Várias soluções foram testadas para determinação do processo de fabricação, podendo-se citar a usinagem mecânica e o polimento eletroquímico. Entretanto, não foi possível obter

espessuras inferiores a $0,2\text{ mm}$, implicando em frequências de ressonância da ordem de 15 kHz para o modo fundamental das membranas.

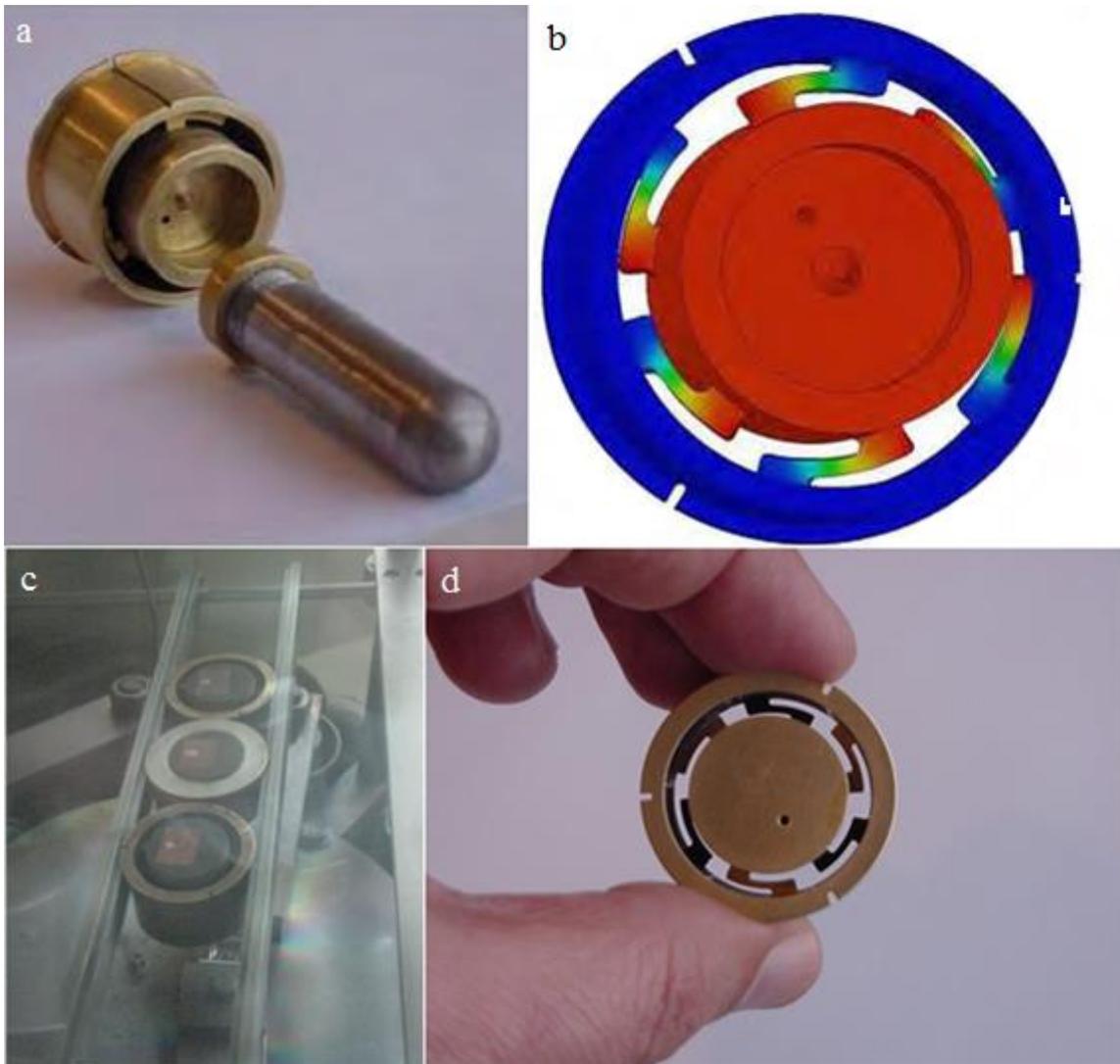


Figura 3.12 - Os primeiros transdutores utilizados no detector Mario Schenberg. a) Membrana de CuAl(6%) fixada no cilindro metálico para ajuste do *gap* da cavidade klystron. b) O modo longitudinal de vibração do transdutor: a deformação máxima ocorre nas regiões representadas pela cor vermelha, enquanto a cor azul representa as deformações nulas. c) Os três primeiros transdutores utilizados na primeira corrida de comissionamento do detector. d) Vista das molas e orifício para acoplamento de uma antena micro-fita ao transdutor (medidas por reflexão).

Devido às dificuldades mencionadas, optou-se por retrabalhar a estrutura mecânica dos transdutores usinados. Como não foi possível construir membranas metálicas com espessuras da ordem de $0,05\text{ mm}$ para serem ressonantes em $3,2\text{ kHz}$, 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 $0,3\text{ mm}$) que, por sua vez, estava acoplada

mecanicamente a uma massa inercial de aproximadamente 60g. Dessa forma, o primeiro modo de oscilação longitudinal deste sistema (membrana – massa inercial) passou a ser ressonante numa frequência muito menor do que as frequências dos modos quadrupolares da esfera ($f \approx 0,1 f_0 = 419Hz$). Nessas condições, quando a esfera é colocada em oscilação (na sua ressonância), a membrana metálica permanece parada, comportando-se como uma massa inercial. A modulação do sinal de microondas injetado no transdutor é feita apenas pelo movimento relativo entre a membrana (em repouso em relação à esfera) e o poste central da cavidade klystron (localizada no corpo do transdutor).

Para acoplar a massa inercial ao corpo do transdutor, foram adotados dois tipos diferentes de membranas metálicas. Em alguns dos transdutores inicialmente usinados, optou-se por fixar membranas com formato semelhante àquele mostrado na Fig. 3.13a, através de dezesseis parafusos padrão M1. Com início em setembro de 2006, a fase de comissionamento do detector Mario Schenberg ocorreu operando com alguns transdutores semelhantes a este modelo (AGUIAR et. al., 2008).

A membrana metálica, fixada na extremidade superior do corpo do transdutor, possui um formato do tipo “chapéu”, como observado na Fig. 3.13a. Dessa forma, sua face inferior se aproxima do topo do cone central da cavidade, definindo o *gap spacing* necessário para obter a frequência de ressonância desejada na cavidade. O diâmetro de 14,8 mm da face cilíndrica desta membrana foi definido de forma que a mesma pudesse ser introduzida na cavidade. Nesta configuração, a radiação eletromagnética penetra no espaçamento formado entre as paredes cilíndricas da cavidade klystron e da membrana. Assim, esta radiação é perdida, degradando o fator- Q elétrico da cavidade (CASTRO et al., 2008).

A Fig. 3.13b mostra o segundo tipo de membrana metálica. A cavidade passou a ser fechada por uma membrana completamente plana, fixada também por dezesseis parafusos M1. Esse modelo de membrana evita o surgimento de espaçamentos internos similares àqueles mostrados na Fig. 3.13a e, conseqüentemente, minimiza as perdas por vazamento de radiação.

Entretanto, foi necessário retrabalhar o corpo central do transdutor, reduzindo sua altura e massa, que passou a ser de 44,2 g. Para que a massa intermediária efetiva permanecesse com aproximadamente 54 g, a membrana metálica foi projetada de forma a possuir um anel cilíndrico externo, cuja massa (2,9 g) passou a ser parte integrante do corpo do transdutor. Além disso, cerca de 5,0 g referentes à antena micro-fita (responsável pela inserção e extração do sinal no interior da cavidade) e 1,5 g dos parafusos também foram contabilizados no cálculo total.

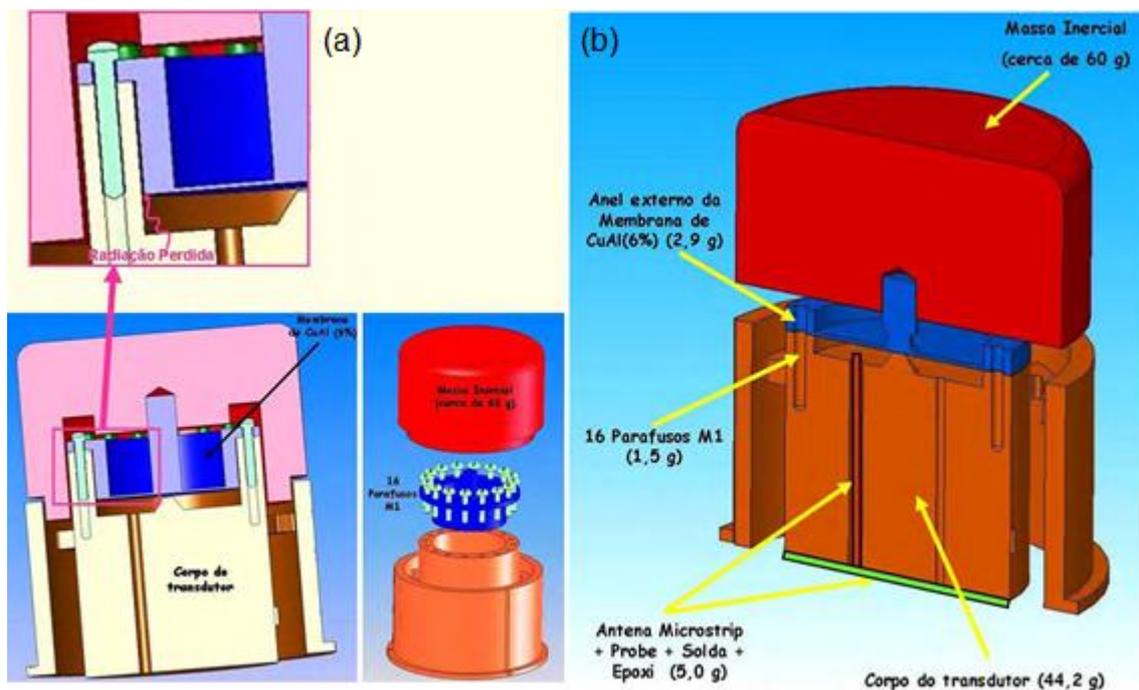


Figura 3.13 - a) Transdutores testados na fase de comissionamento do detector Mario Schenberg com membrana metálica, fixada na extremidade superior do corpo do transdutor, com um formato do tipo "chapéu" para que sua face inferior se aproxime do topo do cone central da cavidade. b) Transdutores retrabalhados com membranas planas projetadas a fim de resolver o problema das possíveis perdas com radiação eletromagnética.

Durante a fase de comissionamento do detector Schenberg, 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 Fig. 3.13a, e apresentaram um modo de oscilação longitudinal próximo de 2900 Hz (COSTA et. al, 2008). Esta frequência de oscilação dos transdutores retrabalhados estão cerca de 10% abaixo dos valores esperados para os modos fundamentais de oscilação. 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, conseqüentemente, a frequência de oscilação dos transdutores. De qualquer forma, a medida experimental das frequências não correspondeu exatamente aos resultados esperados das simulações.

O outro sistema de transdução (transdutor inercial) foi projetado de forma a não ser mecanicamente ressonante nas frequências de oscilações da antena, medindo diretamente o movimento da superfície da esfera, sem transformação de amplitude. Esse “transdutor não-ressonante” ou transdutor inercial era constituído por um corpo cilíndrico (sem molas) e foi inserido em um dos nove furos da esfera, acoplado-se mecanicamente a antena ressonante. Este corpo cilíndrico sólido possuía uma cavidade klystron, que foi fechada por uma membrana metálica similar àquela mostrada na Fig. 3.13b. Uma massa de aproximadamente 60 g foi conectada à parte superior da membrana metálica, de forma análoga ao que já foi discutido, fazendo com que a membrana oscilasse numa frequência muito menor do que as frequências dos modos quadrupolares da esfera. Dessa forma, a membrana não deveria ser ressonante quando a esfera fosse colocada em oscilação pelos seus modos quadrupolares.

Na primeira corrida experimental, o sinal proveniente do oscilador era injetado na cavidade por meio de um par de antenas micro-fitas. Uma antena pertencia ao circuito externo, sendo mecanicamente ligada ao oscilador, enquanto a outra antena foi colada no corpo do transdutor, conforme mostra a Fig. 3.13b. Este mecanismo era necessário para evitar contato mecânico entre o circuito externo e a antena esférica, impedindo a transmissão de ruídos sísmicos. Com esse arranjo, utilizando estes três transdutores, foi possível tomar medidas por reflexão e verificar experimentalmente uma modulação do sinal de microondas injetado na cavidade, provocado pelo movimento relativo entre a membrana e a cavidade klystron (AGUIAR et al., 2008).

3.5.2 A SEGUNDA GERAÇÃO DE TRANSDUTORES

O projeto do transdutor paramétrico de primeira geração apresentou grandes dificuldades na sua implementação prática. O processo de fabricação da liga

de CuAl(6%) pode ter produzido falhas estruturais, alterando as propriedades mecânicas e dificultando os processos de usinagem. O processo de usinagem foi realizado por eletro-erosão em duas etapas, para que a estrutura mecânica do transdutor fosse feita a partir de uma única peça. Apesar dos esforços, ocorreram imprecisões nos processos de usinagem, afetando a precisão das espessuras das molas e, conseqüentemente, alterando a frequência de oscilação dos transdutores, que ficaram abaixo do valor projetado. A construção das membranas metálicas com espessuras de aproximadamente 0,05 mm também não foi viabilizada devido, possivelmente, a essas falhas estruturais e operacionais. Diante dessas dificuldades, optou-se por iniciar o processo de construção de uma segunda geração de transdutores paramétricos.

A geometria dos novos transdutores foi modificada, de forma que os processos de usinagem fossem facilitados, possibilitando maior precisão e reprodutibilidade, simplificando também 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. O corpo do transdutor (massa intermediária) passaria a ser acoplado diretamente à antena ressonante através das suas molas, evitando uma degradação do fator- Q mecânico devido às tensões diferenciais. Estas tensões poderiam surgir ao utilizar-se transdutores de outro material e da existência de pinos de aço, utilizados na fixação à esfera dos transdutores de primeira geração. 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. Além do CuAl(6%), nióbio também foi utilizado na usinagem dos transdutores.

Devido à impossibilidade da construção das membranas ressonantes (com massas finais de 10 mg) utilizando CuAl(6%), optou-se também por construí-las a partir de lâminas de silício, obtendo-se as espessuras desejadas através de micro-usinagem química. 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 eram fixadas, sendo posteriormente depositado um filme fino de nióbio para obter o efeito de supercondutividade.

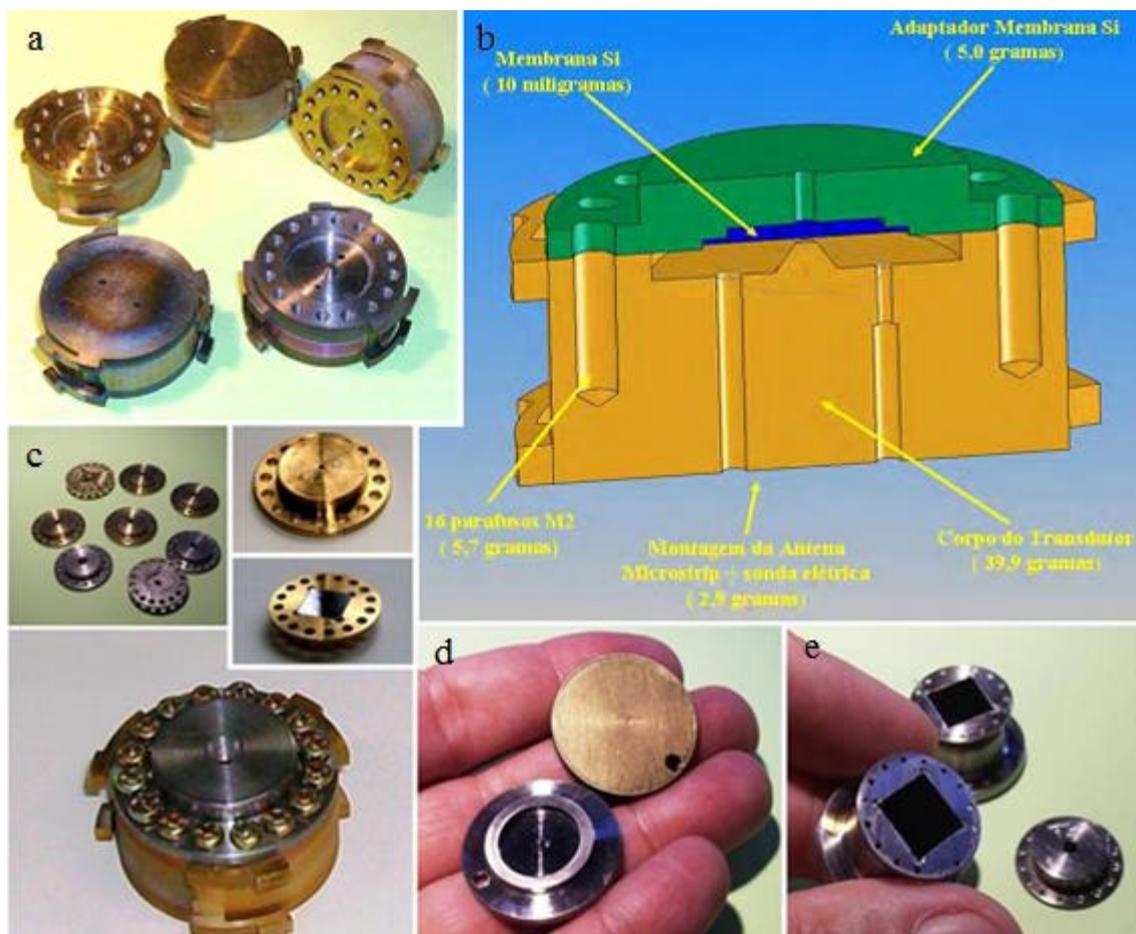


Figura 3.14 – a) Vistas de cinco transdutores de segunda geração (dois de nióbio e três de CuAl(6%)). b) Montagem completa do suporte com a membrana no corpo do transdutor. c) Suporte metálico para fixação da membrana de silício. d) Filme de nióbio depositado numa cavidade klystron de CuAl(6%). e) Vista detalhada da membrana de silício fixada no suporte metálico.

A Fig. 3.14 mostra os detalhes e a configuração final de montagem dos transdutores de segunda geração. Foram usados cinco transdutores, sendo dois deles feitos de nióbio e três de CuAl(6%). O corpo do transdutor com molas e o adaptador metálico para a membrana de silício (feitos de nióbio ou CuAl(6%)) foram dimensionados de forma a possuírem massas aproximadas de 40 g e 5,0 g, respectivamente. Para a fixação do adaptador ao corpo do transdutor foram utilizados dezesseis parafusos M2, com massa total de aproximadamente 6,0 g. Além disso, foi considerado cerca de 3,0 g para a montagem da sonda elétrica e da antena micro-fita, desenvolvida a partir de substrato de alumina. Desta forma, o sistema completo deve possuir aproximadamente 54 g, estando de acordo com os valores estimados.

3.5.3 A TERCEIRA GERAÇÃO DE TRANSDUTORES

Com o objetivo de continuar o aperfeiçoamento dos transdutores, uma terceira geração foi projetada. As modificações foram motivadas principalmente por uma melhoria no acoplamento da cavidade klystron com o circuito externo e por um aumento nos valores de dois importantes parâmetros: o fator- Q elétrico e a sensibilidade df/dx da cavidade ressonante.

O software *CST Microwave* foi utilizado intensivamente na busca dos melhores resultados para o fator- Q , df/dx e coeficiente de acoplamento β , testando diversas configurações e dimensões para a cavidade klystron e as antenas micro-fitas. A cavidade passou a ser construída na tampa do transdutor, enquanto a membrana passou a ser fixada no corpo do transdutor. Dois pares de antenas micro-fitas foram projetados e acoplados à cavidade, ao invés de apenas um par de antenas como era usado anteriormente. Dessa forma, um par injetava o sinal da bomba enquanto o outro par extraía o sinal modulado do interior da cavidade. Esta configuração permitiu eliminar a presença de vários componentes eletrônicos do circuito paramétrico, fazendo com que a cavidade funcionasse em modo de transmissão. As medidas tomadas em modo de transmissão seria uma importante solução para diminuir a potência injetada na cavidade e, conseqüentemente, contribuir para aumentar a sensibilidade do detector.

A Fig. 3.15 mostra esta terceira geração de transdutores, projetada para possuir alta sensibilidade. Como as modificações se deram basicamente na componente eletromagnética do transdutor (cavidade e antena), a estrutura do corpo com molas permaneceu praticamente a mesma em relação à segunda geração. Obviamente, uma modificação ocorreu na massa devido à modificação do material da tampa do transdutor, que passou a ser alumina. A cavidade klystron foi confeccionada em um dos lados da tampa de alumina. As antenas micro-fitas foram confeccionadas no lado oposto da tampa, a partir de um filme de cobre depositado na alumina. As membranas de silício ainda continuaram sendo adotadas. A fim de fabricar uma cavidade supercondutora, seria necessário a deposição de um filme de nióbio sobre a membrana de silício e sobre a cavidade de alumina.

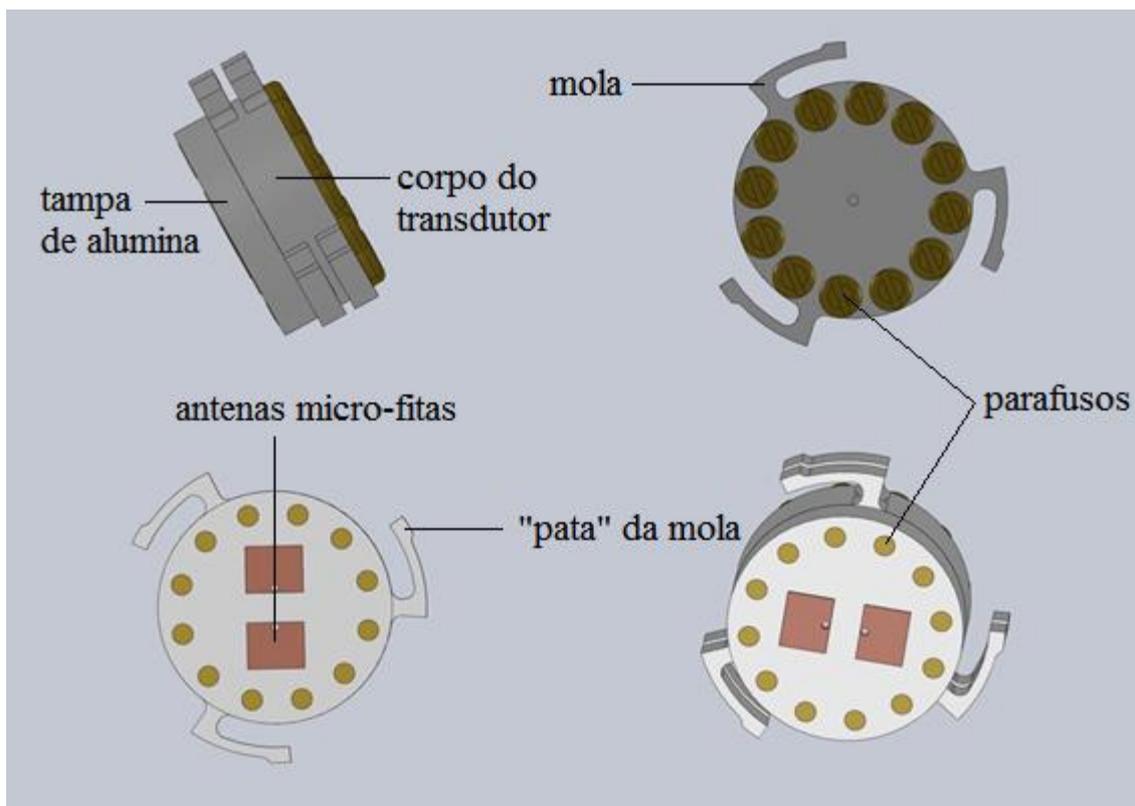


Figura 3.15 - Representação da montagem completa da terceira geração de transdutores, mostrando o desenho das molas, as antenas micro-fitas e a fixação da tampa de alumina no corpo do transdutor através de doze parafusos.

Um protótipo foi confeccionado para verificar, através de ensaios vibracionais, a validade do modelo mecânico. Apesar deste modelo ser praticamente idêntico ao modelo de segunda geração, uma observação fundamental foi percebida, que ainda não havia sido percebida no modelo anterior. O fato é que as extremidades das molas (“patas”) foram projetadas para se prenderem sob pressão nas paredes do alojamento do transdutor na antena esférica. Porém, nessa situação, as frequências obtidas com análise vibracional revelaram valores bem abaixo da frequência de projeto. O valor simulado para o modo fundamental foi de $3647,6 \text{ Hz}$, enquanto o valor medido foi de 2930 Hz .

Esta discrepância se torna mais evidente a medida que a força motora, que provoca a vibração no transdutor, é aumentada durante o ensaio vibracional. Pois nessa condição, as condições de contorno (dada pelas condições de contato entre as “patas” das molas e a parede cilíndrica onde as molas se apoiam) não seriam idênticas ao que era configurado na simulação. Na simulação, era suposto que as “patas” estariam perfeitamente fixas em relação à parede de contato, de forma que a condição de contorno ‘fixo’ foi usada.

Porém, o resultado de baixa frequência encontrado motivou a realização de uma nova simulação, mas dessa vez com outras condições de contorno que poderiam validar o resultado do experimento. Com essa modificação nas condições de contorno, sem alterar nenhum outro parâmetro, o resultado de frequências foi compatível ao obtido experimentalmente.

Nessa nova condição de contorno, denominada articulação fixa, as “patas” não se mantêm fixas mas acompanham o movimento giratório do modo longitudinal do transdutor. Desta forma, as “patas deslizam” ao invés de se manter fixas. Além de baixar a frequência, este movimento poderia causar fricção excessiva degradando o fator- Q mecânico. De fato, quando o corpo foi excitado, observamos uma baixíssima resposta vibratória, evidenciando um baixo Q mecânico. Diante deste comportamento inconsistente, foi necessário modificações na estrutura do corpo do transdutor, principalmente nas molas, para evitar a degradação das frequências e do Q mecânico. Tais modificações serão discutidas no próximo capítulo.

CAPÍTULO 4

O TRANSDUTOR PARAMÉTRICO: SIMULAÇÕES E MEDIDAS DE RESSONÂNCIA MECÂNICA

4 O TRANSDUTOR PARAMÉTRICO: SIMULAÇÕES E MEDIDAS DE RESSONÂNCIA MECÂNICA

Neste capítulo, evidencia-se a transição necessária do modelo de quarta para o modelo de quinta geração de transdutores paramétricos do detector Mario Schenberg. O ponto chave para essa transição reside no uso do princípio físico de contração térmica diferencial. Veremos também como o uso de membranas de nióbio, em detrimento de membranas de silício, garantiu facilidades na operação e obtenção de frequências. Estes resultados permitiram a estabilidade em frequências e viabilizam a obtenção de altos valores para o fator- Q mecânico.

4.1 A QUARTA GERAÇÃO DE TRANSDUTORES

A terceira geração de transdutores apresentou discrepâncias entre as frequências obtidas por testes experimentais e as frequências obtidas por simulações.

O principal fator estava relacionado às condições de contorno impostas pelo movimento do transdutor. Como pode ser observado na Fig. 3.15, o modelo de terceira geração possuía as extremidades das molas com o formato similar a “braços com patas”. Como o desenvolvimento até a terceira geração implicou na retirada do anel externo, as “patas” passaram a se fixar diretamente, sob pressão, no alojamento cilíndrico do transdutor. Constatou-se que as “patas” não podiam se manter fixas durante o movimento de oscilação do transdutor, sendo friccionadas contra as paredes do alojamento.

Os indicativos dessa constatação foram as baixas frequências e a baixa qualidade do Q mecânico, observados durante os testes experimentais. Por exemplo, a discrepância entre a frequência simulada (impondo geometria fixa sobre as “patas” para imobilizar seu movimento) e a frequência experimental medida foi de aproximadamente 1 kHz . Nas simulações, quando substituiu-se a condição de contorno geometria fixa por articulação fixa, permitindo o movimento rotacional das patas, ocorreu uma degradação similar na frequência. As simulações, portanto, reforçaram o comportamento

experimental, que sugere que as “patas” estariam sendo friccionadas contra as paredes do alojamento, não mantendo-se fixas.

A solução encontrada para resolver este problema foi imobilizar as “patas”. Como já foi mencionado, as extremidades das molas poderiam estar fazendo um movimento de rotação em relação ao eixo normal de contato da “pata” com o alojamento. A construção de um outro braço simétrico e ligado rigidamente ao braço já existente impediu esse movimento. Na Fig. 4.1, vemos o transdutor de quarta geração e seus cinco primeiros modos ressonantes.

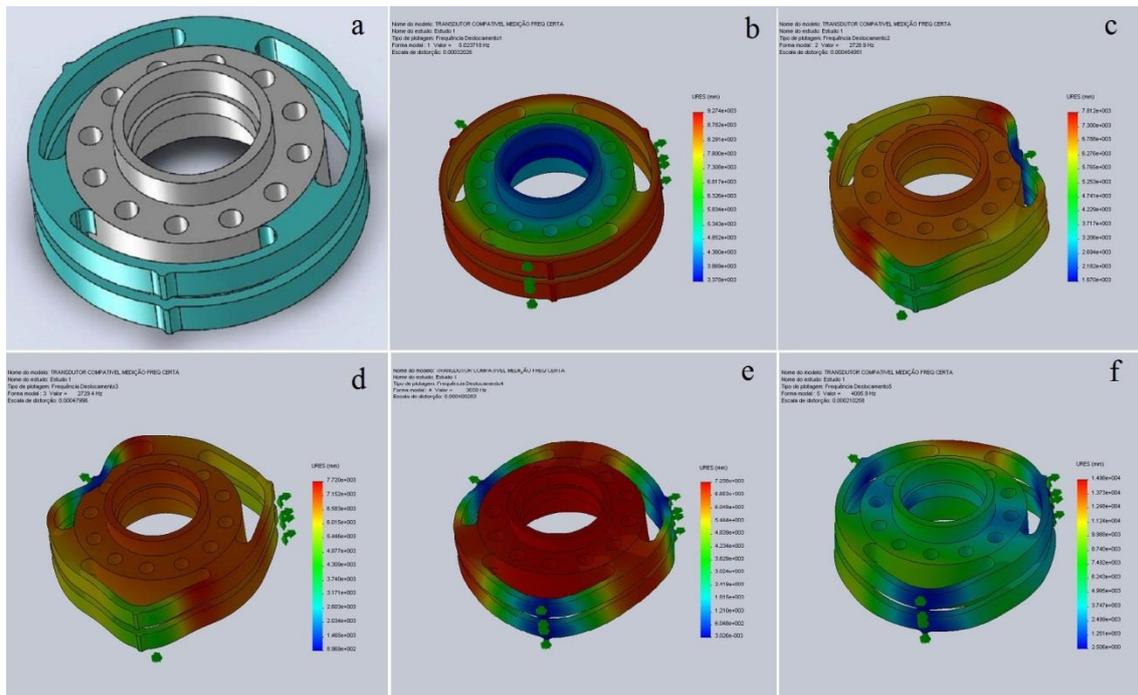


Figura 4.1 – a) Desenho do corpo intermediário do transdutor de quarta geração, apresentando suas molas duplas em forma de “braços cruzados”. Os cinco primeiros modos de oscilação do transdutor: b) modo fundamental; c) segundo modo; d) terceiro modo; e) quarto modo, que é modo longitudinal de interesse; f) quinto modo de oscilação. Fonte: SOLIDWORKS.

Nas simulações, o modo longitudinal é apresentado como o quarto modo e é o modo de interesse, o qual mantém o corpo do transdutor oscilando longitudinalmente. Ou seja, mantendo as “patas” dos braços com as condições de contorno articulação fixa, o corpo do transdutor oscila paralelamente em relação ao seu eixo de simetria central. O modo fundamental corresponde a uma oscilação rotacional, onde todo o transdutor gira em torno de seu próprio eixo. O segundo e o terceiro modos possuem basicamente o mesmo tipo de oscilação, diferindo um do outro ligeiramente na frequência. Eles correspondem aos dois primeiros modos quase degenerados. O quinto modo corresponde a

um tipo de oscilação em que o eixo central do transdutor muda constantemente de direção, ou seja, o corpo central do transdutor se inclina em relação às molas durante o movimento.

Como nos outros modelos de transdutor, este projeto mecânico foi conduzido por duas restrições. A massa efetiva e a frequência do modo longitudinal deveriam permanecer em aproximadamente 54 g e $3,2\text{ kHz}$, respectivamente. De fato, este valor de frequência deve ser projetado para ser sempre menor que $3,2\text{ kHz}$, pois o resfriamento criogênico da antena esférica produzirá um aumento na frequência do transdutor. Este aumento é dependente do tipo de material utilizado na confecção do transdutor. Após o projeto, algumas peças foram construídas para a realização de testes experimentais. Na Fig. 4.2, vemos o corpo intermediário do transdutor de quarta geração, a tampa de alumina com a cavidade reentrante e o substrato de cobre para a confecção das antenas micro-fitas.

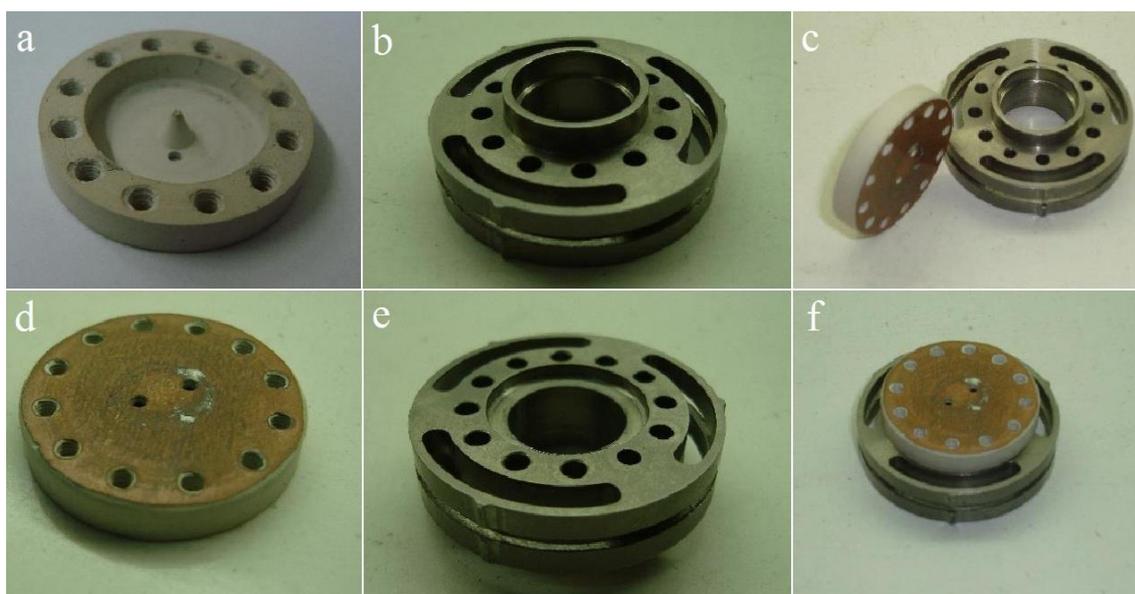


Figura 4.2 - a) Interior da cavidade reentrante na tampa de alumina. b) Vista superior do transdutor de nióbio. c) Tampa de alumina e transdutor. d) Filme de cobre na tampa de alumina onde são confeccionadas as antenas micro-fitas. e) Vista inferior do transdutor de nióbio. f) Tampa de alumina encaixada em sua sede no corpo do transdutor.

O corpo do transdutor foi usinado numa única peça de nióbio e sofreu modificações nas molas, que passaram a ser duplas e mais finas. As dimensões da cavidade e material da tampa foram mantidos, sendo similares ao modelo de terceira geração. Todas as dimensões foram extraídas com base

em simulações mecânicas e eletromagnéticas (as quais serão abordadas no próximo capítulo). As “patas” das molas tiveram, também, suas dimensões reduzidas.

4.1.1 ANÁLISE DE VIBRAÇÃO DA QUARTA GERAÇÃO DE TRANSDUTORES

O fator de qualidade mecânico Q_m representa uma medida das perdas mecânicas do sistema. Como mostra a Eq. (3.13), o Q_m é inversamente proporcional ao amortecimento de uma excitação mecânica. Ele é melhor definido como a razão entre a energia armazenada e a energia dissipada por ciclo. Mas pode ser mais fácil medi-lo tomando-se a razão entre a frequência de ressonância do sistema e a largura da banda, como mostra a Eq. (3.15). Por outro lado, há outra forma de determinar o Q_m de acordo com a Eq. (2.47). Como o tempo de decaimento da energia (τ_E) corresponde à metade do tempo de decaimento da amplitude do sinal (τ_A), temos:

$$Q_m = \frac{\tau_A}{2} \omega_0 . \quad (4.1)$$

O tempo que o sinal leva para decair 10 dB é 15 % maior que o tempo de decaimento da sua amplitude. Desta forma, fazendo $\tau_{10dB} = 1,15 \tau_A$, pode-se obter que:

$$Q_m \cong 2,73 \tau_{10dB} f_0 . \quad (4.2)$$

Para que a transformação da energia mecânica em energia eletromagnética seja um processo eficiente, a esfera, o transdutor e a membrana devem possuir a mesma frequência de ressonância. Com isso, grande parte da vibração da esfera será convertida em oscilação da membrana. Nosso principal objetivo foi o ‘casamento’ dessas frequências e a otimização de Q_m .

Nos testes mecânicos realizados, não foram efetuadas medidas quantitativas de Q mecânico. Estas medidas seriam realizadas diretamente na antena esférica quando estivesse operando a baixas temperaturas, de forma que o fator- Q mecânico de todo o sistema de transdução fosse medido. Os esforços estiveram concentrados no ‘casamento’ das frequências de ressonância entre a esfera, o transdutor e a membrana. Para isso, foram realizadas diversas

medidas de frequências de ressonância, utilizando inicialmente um mecanismo convencional (*shaker*)⁸ e, posteriormente, utilizando um sistema próprio de medição (massa teste).

4.1.1.1 TESTES VIBRACIONAIS REALIZADOS EM EQUIPAMENTO “SHAKER”

Diversas simulações, no software SOLIDWORKS, foram realizadas para orientar o desenvolvimento dos transdutores paramétricos. Após o projeto, resultante das simulações, os testes experimentais (à temperatura e pressão ambiente) foram realizados no Laboratório de Integração e Testes (LIT) do INPE. Nestes testes de vibração, o transdutor foi preso numa flange e esta foi aparafusada num *shaker*, como mostrado na Fig. 4.3. Um microfone foi instalado próximo ao transdutor para captação da sua frequência ressonante. O som era captado pelo microfone e convertido em sinal elétrico para análise de dados no software SIGVIEW, que gerava os gráficos de ressonância. A posição de picos acentuados no gráfico correspondia às frequências de ressonância do transdutor. Foram feitas varreduras numa faixa de frequência entre 100 Hz e 10000 Hz para identificar as ressonâncias neste domínio de frequências. Desta forma, através de simulações e testes de vibração, o projeto era constantemente revisado sempre que houvesse fortes discrepâncias entre os valores simulados e os valores medidos experimentalmente.

Como o nióbio poderia apresentar altos valores para o fator- Q mecânico, foi escolhido este material para os testes iniciais. Um protótipo de transdutor com modelo de quarta geração, feito de nióbio, foi confeccionado. Os testes foram realizados somente com o corpo do transdutor, sem a massa adicional (tampa de alumina e parafusos). Após a realização dos testes, constatou-se que os valores simulados e medidos divergiam. Para o segundo e o terceiro modo, os valores simulados (sem a massa adicional) foram de 3222,4 Hz e o valor medido foi de 2685 Hz. Para o modo longitudinal (modo 4), o valor simulado foi de 3647,6 Hz enquanto o valor medido foi de 2930 Hz. A principal causa para esta divergência foi atribuída ao módulo de Young do nióbio, pois o seu valor configurado nas simulações poderia não estar correspondendo ao seu valor

⁸ Mesa vibracional utilizada para testes de vibração.

real. Decidiu-se, então, alterar o seu valor de $1,05 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$ (tabelado) para um valor ajustado de $0,6775 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$, de forma que as frequências simuladas resultassem nos mesmos valores das frequências medidas no teste de vibração. As outras constantes físicas do nióbio foram preservadas.

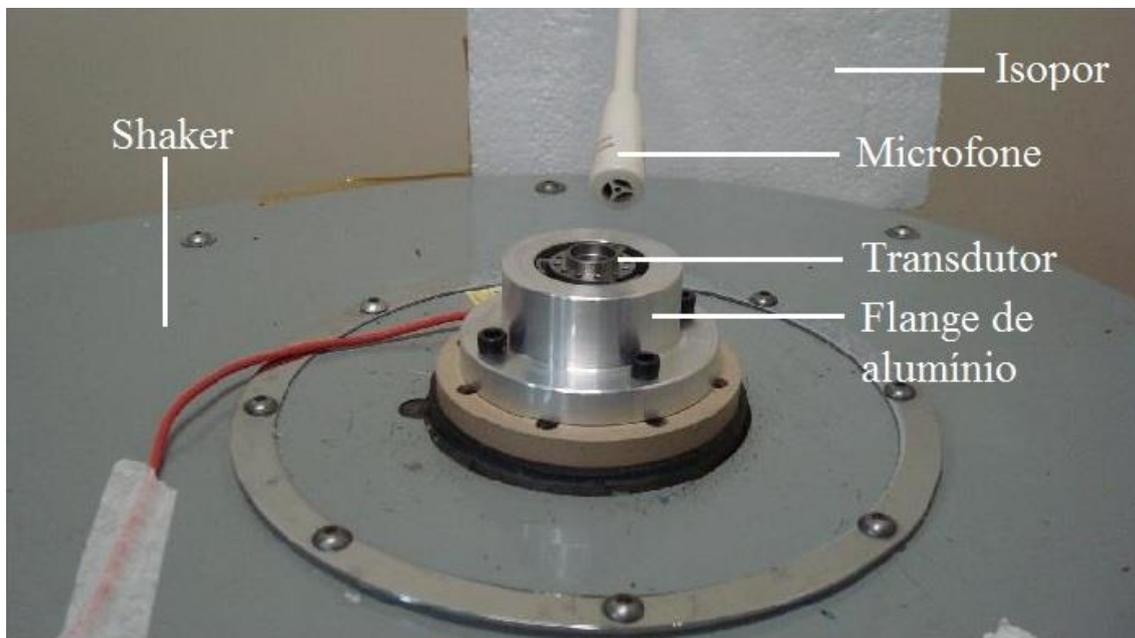


Figura 4.3 - Montagem utilizada para a obtenção das frequências ressonantes dos transdutores através de testes vibracionais num *shaker*. São mostrados, também, o transdutor no interior de uma flange e um microfone para a captação das frequências ressonantes.

Um novo projeto foi feito a partir do novo valor para o módulo de Young. A espessura das molas foi alterada de $2,65 \text{ mm}$ para $3,20 \text{ mm}$ de forma que a frequência calculada para o modo longitudinal recaísse próxima de $3647,6 \text{ Hz}$. Este valor de frequência corresponde ao valor de frequência do transdutor sem massa adicional. Ao acrescentar a massa adicional, a frequência deve cair na faixa de frequência dos modos quadrupolares da antena esférica, que é de aproximadamente $3,2 \text{ kHz}$ a 300 K . Com essas novas modificações, o segundo protótipo de transdutor foi usinado.

Antes dos testes de vibração no *shaker* serem realizados novamente, o transdutor foi mantido, durante alguns dias, preso no interior da flange para a conformação entre as “patas” das molas do transdutor e a parede cilíndrica do seu alojamento na flange. Esta estratégia melhora a aderência das superfícies devido ao atrito estático. Posteriormente, os testes de vibração foram realizados. Durante os testes, tomou-se cuidado com a aplicação da

aceleração que excita o transdutor, pois uma força g inadequadamente grande destrói o atrito estático entre as superfícies, impedindo a análise correta das frequências. Desta forma, com aceleração pequena de apenas alguns g 's, a frequência de ressonância recaiu em aproximadamente 3780 Hz . Houve uma pequena discrepância de menos de 200 Hz em relação ao valor simulado de $3647,6\text{ Hz}$.

Os testes realizados com uma força g muito superior resultou em frequências muito mais baixas ($\sim 3\text{ kHz}$). Pois um força relativamente grande deve eliminar o atrito estático, permitindo o movimento das “patas” do transdutor sobre a superfície interna da flange. Este movimento é indesejável e, inclusive, prejudicial ao Q mecânico. Devido a isto, tornou-se claro, mais uma vez, a fragilidade do projeto quanto a estabilidade das frequências.

4.1.1.2 TESTES VIBRACIONAIS REALIZADOS EM MASSA TESTE

Desde a primeira geração de transdutores, os testes vibracionais eram realizados no *shaker*, localizado no LIT/INPE. A necessidade de realização de diversos testes para o desenvolvimento do melhor modelo de transdutor, com estabilidade em frequências e altos Q 's mecânicos, exigiu o desenvolvimento de um equipamento próprio para as medições. Este equipamento foi desenvolvido para substituir as medidas realizadas no *shaker*. Ele consiste de uma massa cilíndrica de aproximadamente 100 kg com um orifício passante, cilíndrico e dimensionado para o encaixe do transdutor (Fig. 4.4a e 4.4b).

A massa cilíndrica foi feita de aço inoxidável e funciona como uma massa infinita para o transdutor ($100\text{ kg} \gg 54\text{ g}$). Essa diferença entre as massas impede que a massa teste contribua com o movimento de oscilação do transdutor, alterando suas frequências de ressonância. A massa teste foi projetada de forma que seus modos normais possuíssem valores muito acima dos modos normais de interesse, que eram os cinco primeiros modos do transdutor. O orifício passante, no centro da massa teste, possuía um diâmetro de 30 mm . Uma vez que o transdutor estivesse encaixado neste orifício, a excitação dos modos normais poderia ser realizada através de pequenas batidas sobre o transdutor. Para essas batidas/excitações foi utilizada uma

pequena chave *alen*. As vibrações resultantes eram captadas por um microfone, de forma que os gráficos eram mostrados num analisador de espectros. A Fig. 4.5 mostra um espectro típico obtido com este analisador.

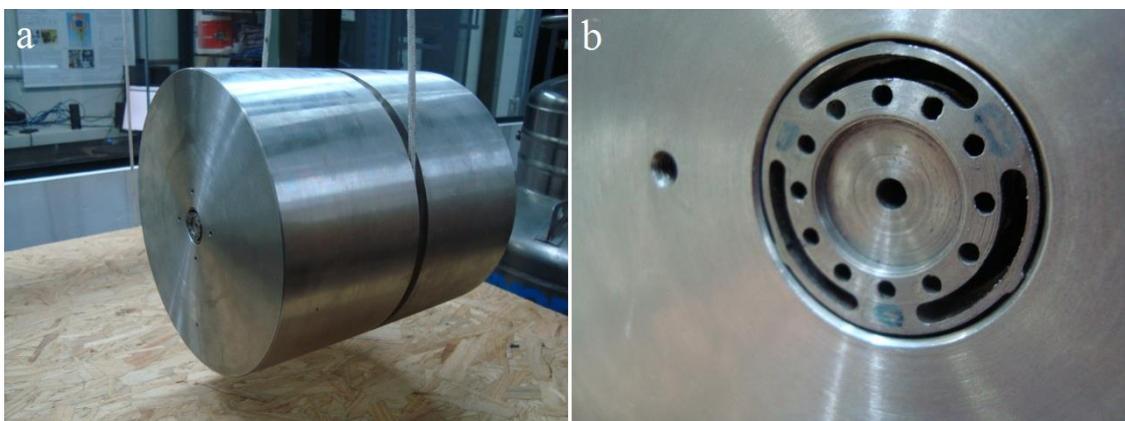


Figura 4.4 – a) Massa teste usada para substituir o *shaker*. Ela é suspensa por cordas formando um pêndulo. b) Vista em detalhes do transdutor alojado na massa teste.

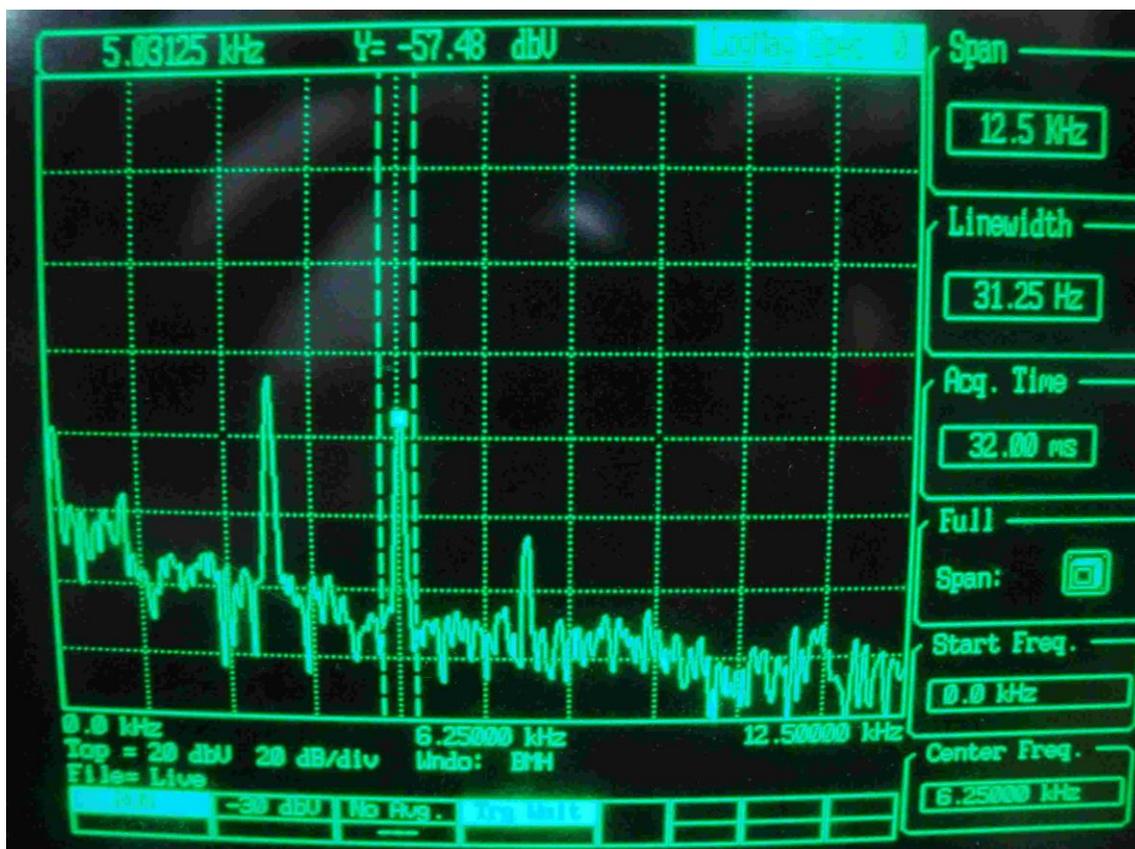


Figura 4.5 - Espectro de frequências (span entre 0 e 12,5 kHz) captado pelo microfone para as batidas/excitações realizadas sobre o transdutor. Os picos acentuados correspondem às frequências de ressonância.

Após uma batida/excitação, o decaimento das vibrações mecânicas é percebido auditivamente. Um rápido decaimento e, portanto, um grande amortecimento se manifesta em uma batida 'oca'. Por outro lado, uma

sonoridade estridente é resultado de um pequeno amortecimento, permitindo que o som da batida possa ser percebido num tempo mais longo. De fato, a Eq. (4.2) relaciona este tempo de decaimento ao Q_m da estrutura mecânica. Uma batida 'oca' revela um péssimo fator de qualidade mecânica, alertando para falhas no projeto e, assim, estimulando uma reelaboração do mesmo. Apesar dessa observação ter orientado de forma decisiva nossos projetos, ela não exclui a necessidade das medidas quantitativas. Os valores nominais de Q mecânico serão obtidos quando os transdutores estiverem operando na antena esférica a baixas temperaturas.

Os testes passaram, então, a ser realizados na massa teste cilíndrica. Um total de onze transdutores foram usinados e testados exaustivamente. Nas simulações, foi utilizado o módulo de Young ajustado no teste anterior. Cada transdutor foi encaixado seis vezes no orifício cilíndrico. Para cada encaixe foram feitas oito batidas/excitações e medidas as respectivas ressonâncias. A frequência de oscilação mecânica de peças de nióbio aumenta 3,3 % quando a temperatura diminui de 300 K para 4,2 K (SOLOMONSON, 1987). Em um ambiente a 300 K, o transdutor completo (com massa adicional) deveria ter o modo ressonante em 3,1 kHz, pois quando ele fosse resfriado estaria ressoando em 3,2 kHz, cuja frequência está dentro dos modos quadrupolares da antena esférica. Os novos testes na massa cilíndrica foram realizados sem a massa adicional (sem tampa e parafusos). De acordo com as simulações, o corpo do transdutor deveria oscilar na direção longitudinal com aproximadamente 3,6 kHz. Entretanto, nenhum resultado próximo deste foi observado.

A Tabela 4.1 mostra a média das oito batidas/excitações realizadas em cada transdutor. Nenhum dos transdutores oscilaram na frequência almejada (3,6 kHz) e em vários se observou uma mudança brusca de frequência quando submetidos a vários encaixes e desencaixes sucessivos. Além destas baixas frequências com média geral em torno de 2,95 kHz, tais transdutores quando encaixados no alojamento apresentaram baixíssimos Q 's mecânicos. Quando os transdutores eram excitados, através das pequenas batidas sobre eles, a resposta das batidas era uma sonoridade 'oca', sendo rapidamente amortecida.

Tabela 4.1 - Valores médios de frequências para cada encaixe do transdutor.

Encaixe Trasnd.	E1	E2	E3	E4	E5	E6
T1	2,70118 ±0,00361	2,66602 ±0,00552	2,70899 ±0,00361	2,68555 ±0,00910	2,70020 ±0,00581	3,24024 ±0,53453
T2	2,36036 ±0,03246	2,29688 ±0,05602	2,46582 ±0,13742	2,39258 ±0,00692	2,39844 ±0,02607	2,40625 ±0,06681
T3	3,12598 ±0,00773	2,92774 ±0,00808	3,19043 ±0,01176	3,16992 ±0,01303	3,24219 ±0,00590	3,11719 ±0,01104
T4	3,19531 ±0,00417	3,17286 ±0,00276	3,13770 ±0,35557	3,20313 ±0,00000	3,22656 ±0,00000	3,20313 ±0,00417
T5	2,82715 ±0,00500	3,03223 ±0,0027	2,95117 ±0,01085	2,91406 ±0,00590	2,95996 ±0,00773	2,97656 ±0,00723
T6	2,60254 ±0,00652	2,61719 ±0,00417	2,60743 ±0,00361	2,60840 ±0,00879	2,53234 ±0,00635	2,64844 ±0,00000
T7	3,29395 ±0,00715	3,25195 ±0,00808	3,28125 ±0,01022	3,25879 ±0,00276	3,27930 ±0,00552	3,22754 ±0,00973
T8	2,80079 ±0,00417	2,76270 ±0,00715	2,76172 ±0,00417	2,78808 ±0,00276	2,77149 ±0,00692	2,76563± 0,00000
T9	3,26465 ±0,00774	3,23340 ±0,00276	3,17188± 0,00000	3,21582 ±0,00404	3,18652 ±0,00276	3,17188 ±0,01023
T10	3,21777 ±0,00500	3,23438 ±0,00000	3,21094 ±0,00000	3,22754 ±0,00276	3,22656 ±0,00417	3,28027 ±0,00276
T11	2,85743 ±0,16981	2,88965 ±0,19106	2,80371 ±0,00276	3,09375 ±0,00000	3,09278 ±0,00973	2,80371 ±0,00276

Os transdutores encaixados a seco poderiam não ficar perfeitamente alinhados ao orifício e, portanto, suas seis molas estariam sujeitas a diferentes forças de compressão, o que os impossibilitaria de oscilar na frequência adequada. Embora acreditássemos que o resultado de baixas frequências pudesse ser atribuído ao desalinhamento das molas, ao utilizarmos lubrificante WD-40, o qual deveria amenizar este efeito, não foi notado correção nos resultados. Um outro fator seria os problemas com a usinagem. Alguns transdutores não foram construídos com as dimensões adequadas. Eles possuíam diâmetros relativamente maiores que os diâmetros do seu alojamento na massa teste.

Estes transdutores com diâmetro maior que o diâmetro do seu alojamento poderiam deformar plasticamente as molas durante o encaixe. Para tentar corrigir o diâmetro, retirou-se um pouco de material com lixas de diferentes granulações. Porém, os resultados foram imprecisos. Outros transdutores, ainda, apresentaram espessuras irregulares nas molas.

Devido à má performance desses transdutores nos testes, começou-se a questionar tanto o modelo como o material escolhido. Ensaaios de tração revelam que a região de elasticidade linear do nióbio é muito curta e que os transdutores poderiam estar sofrendo deformações plásticas encaixe após encaixe. Dessa forma, o desenho das molas não estava favorecendo a preservação das propriedades elásticas do material, visto que, ao serem encaixadas na cavidade, as molas eram tensionadas de forma grosseira e desigual.

Uma outra questão, também fundamental, era que as condições de contorno impostas sobre as 'patas' dos transdutores, durante os testes experimentais, poderiam estar sofrendo diversos tipos de variações e conformações distintas, encaixe após encaixe. A condição de contorno 'articulação fixa' passou a ser adotada após o modelo de terceira geração ter revelado falhas na condição de contorno 'geometria fixa'. A partir dos resultados desses novos testes, com o modelo de quarta geração, algumas simulações foram realizadas com a condição de contorno 'rolamento'⁹. O objetivo seria tentar compatibilizar novamente os resultados simulados com os resultados experimentais e, assim, corroborar algumas hipóteses levantadas.

Os resultados de simulação permitiram observar que poderia estar ocorrendo 'rolamento' durante os testes experimentais, pois com a condição de contorno 'articulação fixa' as frequências se mantinham em torno de 3,6 kHz. A simples mudança de condição de contorno para 'rolamento' ocasionou uma queda na frequência para em torno de 2,9 kHz, sendo muito próxima da média geral dos resultados experimentais. Diante de todos estes resultados de degradação em

⁹ Nesta condição de contorno, uma de duas superfícies em contato rola sobre a outra num movimento de ida e volta.

frequência e fator- Q mecânico, não haveria outra alternativa além de projetar uma quinta geração de transdutores, que será descrita na próxima seção.

4.2 A QUINTA GERAÇÃO DE TRANSDUTORES

Com o objetivo de solucionar os problemas do transdutor de quarta geração, apresentados na seção anterior, iniciou-se a busca por um novo modelo de transdutor que apresentasse melhores desempenhos. A principal alteração esteve relacionada aos problemas ocasionados pelo encaixe do transdutor em seu alojamento cilíndrico. O mecanismo fundamental encontrado para solucionar definitivamente este problema faz uso das diferenças das propriedades térmicas dos materiais envolvidos no encaixe (transdutor e esfera).

O coeficiente de contração térmica da liga de CuAl(6%), da qual é composta a esfera, pode ser correlacionado ao coeficiente de contração térmica do material que constitui o transdutor. Se o transdutor possuísse dimensões suficientemente menores que as do furo da esfera, eles poderiam ser encaixados à temperatura ambiente e, quando resfriados sofreriam a contração térmica adequada para que o transdutor se prendesse rigidamente ao seu alojamento na esfera.

Após uma série de simulações e protótipos, um desenho ideal foi finalmente alcançado. Como o encaixe seria feito por contração térmica, não seria mais necessário que as molas estivessem associadas ao encaixe. Assim, se as molas estivessem na direção longitudinal do transdutor, seria possível construir uma parede espessa para a base do encaixe. A Fig. 4.6 mostra os detalhes deste transdutor, apresentando suas molas e a base para o encaixe no orifício cilíndrico da antena esférica. A Fig. 3.7 esclarece mais detalhadamente como esse encaixe é feito. As dimensões externas do transdutor montado (corpo e tampa) possuem aproximadamente as mesmas dimensões do seu alojamento cilíndrico na esfera, 30mm de diâmetro por 30mm de comprimento. Assim, o transdutor preenche praticamente todo o espaço em seu alojamento na esfera.

Como nos outros modelos, foi necessário levar em consideração diversos fatores restritivos como a frequência de ressonância do modo longitudinal, as dimensões do furo da esfera, a massa efetiva do transdutor e as limitações das ferramentas de usinagem. A massa efetiva é a soma de um terço das massas das molas (conforme Eq. (3.8)) com a massa do acento da tampa do transdutor (“cabeça” do corpo). A base para o encaixe permanecerá presa em seu alojamento na esfera e não fará parte do movimento oscilatório. Dessa forma, ela não contabiliza para o cálculo da massa efetiva.

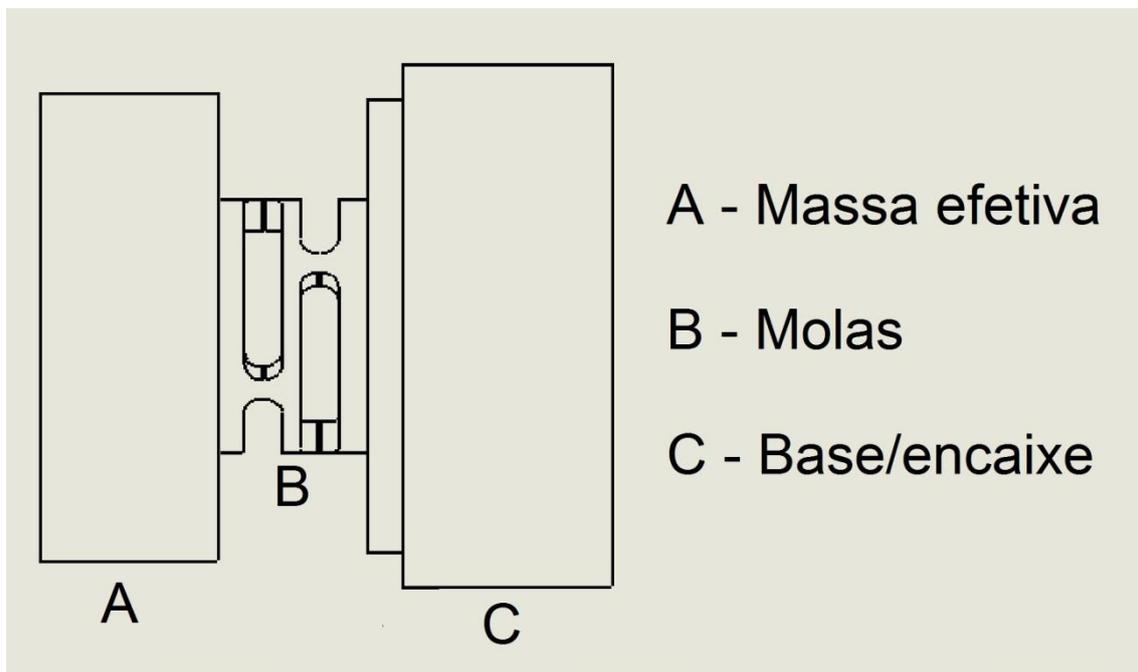


Figura 4.6 - Visão esquemática do transdutor de quinta geração, mostrando suas molas e a base para o encaixe no orifício da antena esférica. O ‘degrau’ visto entre as molas e a base para encaixe deve amenizar as deformações microscópicas. Este artifício ajudaria a impedir que as deformações resultantes das vibrações das molas chegassem à base para o encaixe, impedindo a fricção da base com a o alojamento da esfera, degradando o fator- Q mecânico. Inversamente, as deformações causadas na base do transdutor devido ao aperto por contração térmica poderiam afetar, também, a vibração das molas. Fonte: SOLIDWORKS.

Na Fig. 4.7, vemos o transdutor de quinta geração e seus cinco primeiros modos ressonantes. O modo longitudinal é o modo de interesse, o qual mantém o corpo do transdutor oscilando longitudinalmente em relação ao seu próprio eixo de simetria central. O primeiro e o segundo modos possuem basicamente o mesmo tipo de oscilação, diferindo um do outro ligeiramente na frequência. Eles correspondem aos dois primeiros modos degenerados. O terceiro modo corresponde a uma oscilação rotacional, onde todo o transdutor

gira em torno de seu próprio eixo. O quinto modo corresponde a um tipo de oscilação peculiar.

A Fig. 4.8 mostra diversas vistas do transdutor de quinta geração. Pode ser visto em detalhes a cavidade klystron, os dois orifícios para acoplamento elétrico (que serão abordados no capítulo 5), o *design* da mola do transdutor e a base para o encaixe do transdutor no alojamento da antena esférica. Todas as dimensões características deste transdutor de quinta geração podem ser vistas detalhadamente no Apêndice A.

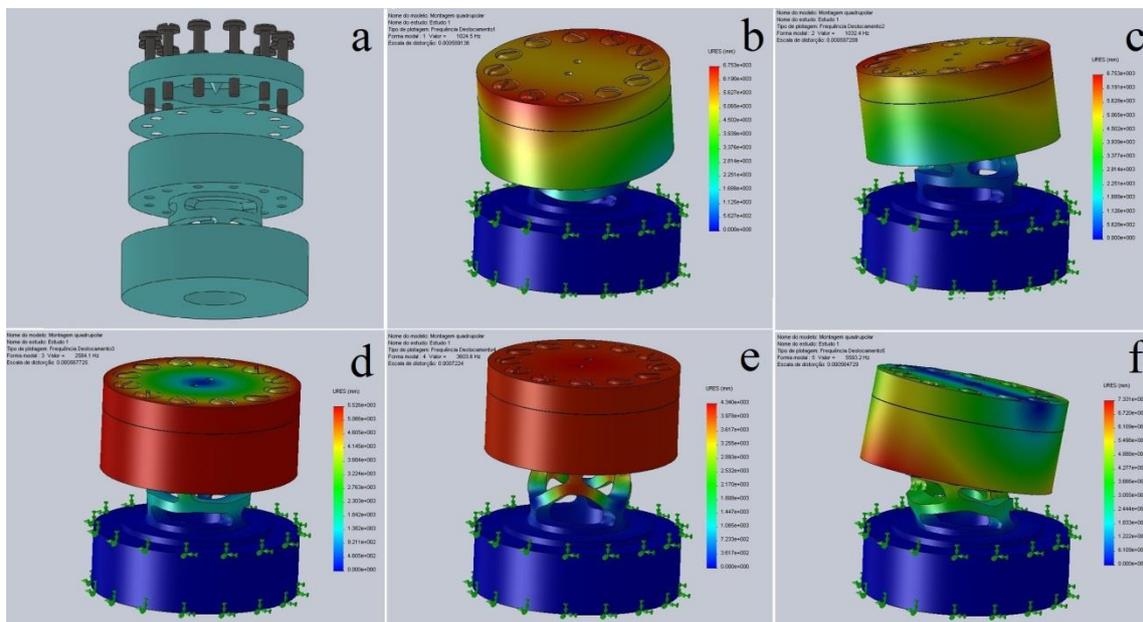


Figura 4.7 – a) Vista explodida do transdutor de quinta geração, apresentando suas molas, membrana, tampa e parafusos. Os cinco primeiros modos de oscilação do transdutor: b) modo fundamental; c) segundo modo de oscilação (degenerado com o modo fundamental); d) modo rotacional ou terceiro modo; e) modo longitudinal, que é o modo de interesse; f) quinto modo de oscilação do transdutor.

Uma atenção especial foi dada à base para o encaixe no alojamento. Como o coeficiente de contração térmica do CuAl(6%) é $3,31 \times 10^{-3}$,¹⁰ um orifício de 30 mm terá seu diâmetro reduzido para 29,90 mm quando for resfriado a temperaturas criogênicas. Desta forma, o diâmetro da base para o encaixe deve ser cuidadosamente projetado para ter seu diâmetro entre 29,90 mm e 30 mm quando a base for resfriada. A fim de ser possível a entrada (à temperatura ambiente) do transdutor no orifício do alojamento, sua base deve ser ligeiramente menor que o orifício.

¹⁰ Uma média ponderada foi feita entre os coeficientes de contração térmica (a baixas temperaturas) de $3,26 \times 10^{-3}$ para o Cu (94%) e de $4,15 \times 10^{-3}$ para o Al(6%).

Este transdutor de quinta geração é todo feito de nióbio. O coeficiente de contração térmica do nióbio é $1,4 \times 10^{-3}$. Se o diâmetro da base de nióbio for projetado para ter $29,99 \text{ mm}$ à temperatura ambiente, quando a base for resfriada terá o diâmetro de $29,95 \text{ mm}$. A base seria, então, presa sob pressão pelas paredes do alojamento de CuAl(6%) através da contração térmica diferencial dos materiais. De fato, foi possível construir os transdutores com um diâmetro de $29,99 \text{ mm}$ no processo de usinagem, de forma que as exigências fossem atendidas.

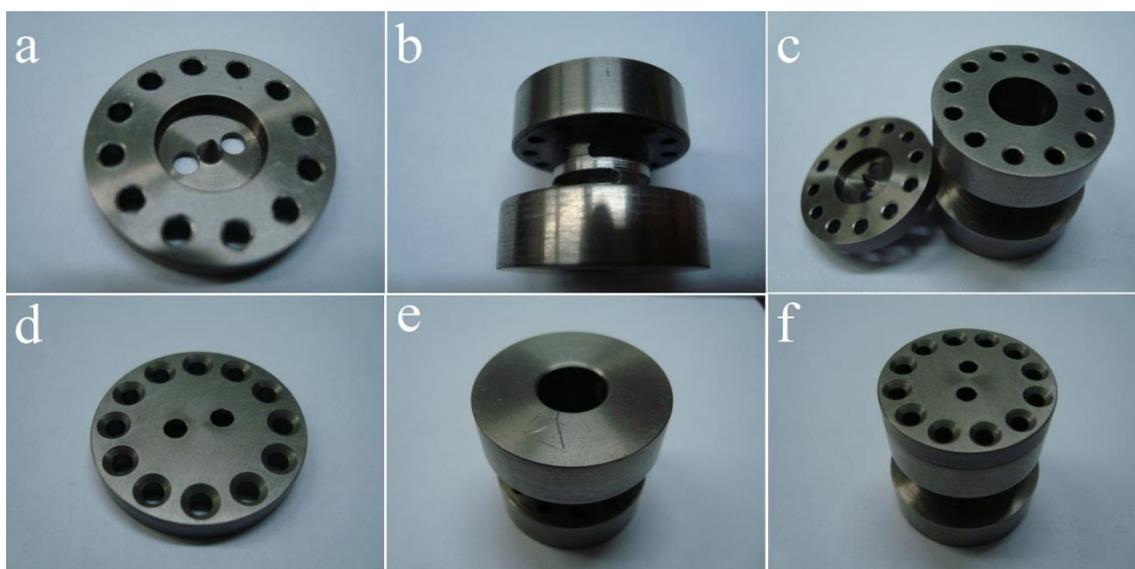


Figura 4.8 - Vistas do transdutor de quinta geração: a) detalhes da tampa de nióbio com a cavidade klystron e os dois orifícios para acoplamento elétrico; b) *design* da mola e base para encaixe do transdutor; c) vista superior do corpo do transdutor; d) vista superior da tampa de nióbio; e) vista inferior do corpo do transdutor; f) tampa montada sobre sua sede no corpo do transdutor.

Além do problema do encaixe dos transdutores no seu alojamento, um outro fator que afetava a obtenção correta de frequências era a imprecisão na usinagem. Para um determinado diâmetro de mola, as simulações mostravam que a frequência varia aproximadamente $0,3 \text{ kHz}$ para cada $0,1 \text{ mm}$ de acréscimo/decrécimo na sua espessura. As molas foram usinadas por uma fresa convencional. Posteriormente, foi verificado que a precisão da fresa utilizada não era melhor que $0,1 \text{ mm}$. Desta forma, se as incertezas na usinagem levassem a um valor de frequência inferior ao ideal, não poderia ser corrigido posteriormente. Pois, toda a peça estaria descartada. Na próxima seção, será mostrado como a adoção de um método prático levou a uma solução confiável.

4.2.1 ANÁLISE DE VIBRAÇÃO DA QUINTA GERAÇÃO DE TRANSDUTORES

A performance dos transdutores de quinta geração foi medida no equipamento constituído pela massa teste de 100 *kg*. Este equipamento foi desenvolvido para substituir o *shaker* nos testes de vibração. A Fig. 4.9 mostra a montagem experimental. A aplicação da contração térmica seria inviável durante os ensaios vibracionais, realizados à temperatura ambiente. Ela deverá ser realizada diretamente na antena esférica devido ao seu resfriamento criogênico. Desta forma, houve a necessidade do uso de uma peça intermediária (flange) para o encaixe destes transdutores. A flange foi rigidamente encaixada na massa teste através de três parafusos M3. Havia um corte na flange que permitia o alargamento do diâmetro do seu alojamento cilíndrico para a entrada da base de encaixe do transdutor. Então, a base do transdutor era rigidamente presa no orifício da flange por meio do aperto de dois parafusos laterais na flange. Este procedimento se tornou prático e eficiente.

Adotando este procedimento, alguns ensaios preliminares foram realizados neste modelo de transdutor para analisar a sua estabilidade em frequência. O primeiro protótipo foi projetado com o módulo de Young tabelado de $1,05 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$. Depois de usinado, o transdutor completo (com sua tampa e parafusos) foi preso na massa teste. Para o modo longitudinal de oscilação, a frequência de 2,5 *kHz* foi medida, que representa 0,6 *kHz* abaixo da frequência almejada de 3,1 *kHz*. Ensaios de encaixe e desencaixe foram sucessivamente executados. Para cada novo encaixe, a frequência medida era sempre a mesma de 2,5 *kHz*. Dessa forma, o problema da estabilidade em frequência foi resolvido com este modelo de transdutor. Este primeiro protótipo foi útil apenas para gerar dados experimentais de entrada nas simulações.

A partir destes resultados, o módulo de Young foi levemente reajustado para que o valor simulado de frequência fosse igual ao valor de frequência obtido no teste experimental. Em seguida, nas simulações, a espessura das molas do transdutor foi aumentada até que o valor simulado de frequência fosse igual à frequência almejada de 3,1 *kHz*. Um segundo protótipo foi usinado para garantir que essas modificações na espessura da mola tivessem sido

realizadas com sucesso. As medidas de frequência puderam, então, constatar o valor de $3,125\text{ kHz}$ para o modo longitudinal de oscilação. Com a obtenção correta das frequências e a estabilidade das mesmas, os dois problemas passaram a ser completamente resolvidos neste modelo de quinta geração. Mas como a imprecisão na usinagem ainda poderia surgir a qualquer momento, foi necessário adotar um procedimento de ajuste de frequências. Pois uma mola mais fina poderia ocasionar uma frequência mais baixa, sendo necessário o descarte completo da peça.

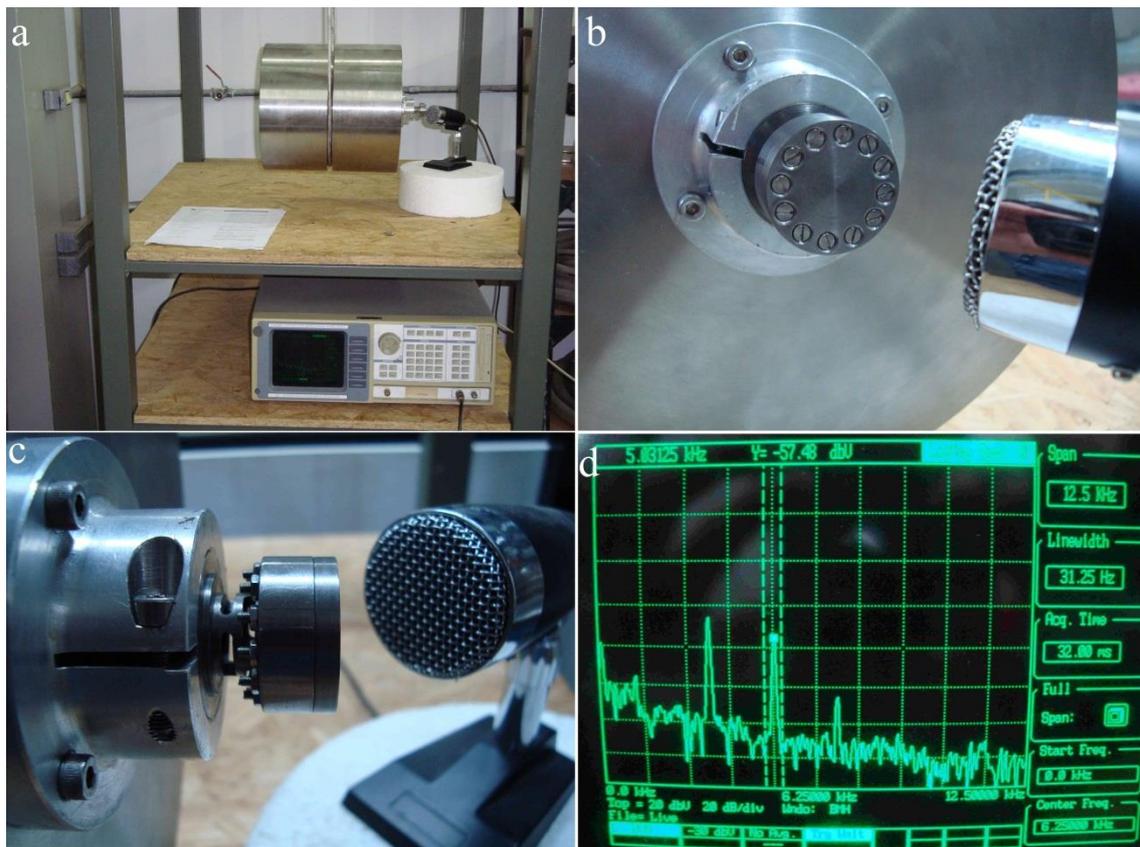


Figura 4.9 - a) Vista de uma montagem completa do equipamento usado para obter as frequências ressonantes dos transdutores, constituído pela massa teste, microfone, transdutor e analisador de espectros. b) Vista frontal do transdutor com o microfone para as medidas de frequência. c) Vista lateral do transdutor com o microfone. d) Espectro de frequências com span entre 0 e $12,5\text{ kHz}$. Os picos acentuados correspondem as frequências de ressonância.

O procedimento adotado para garantir a obtenção das frequências adequadas foi construir os transdutores com uma frequência ligeiramente acima da frequência ótima, com uma certa margem de segurança. Esta frequência, superior à frequência almejada, seria reduzida ao afinar o diâmetro da mola. O transdutor seria novamente preso no torno e o material poderia ser retirado exatamente na região central da mola (indicado por B na Fig. 4.6). Através

deste método, foi possível verificar um decréscimo de aproximadamente $0,1 \text{ kHz}$ para cada $0,2 \text{ mm}$ de decréscimo no diâmetro da mola. De fato, esse procedimento de ajuste de frequência estabeleceu uma precisão de $\pm 0,05 \text{ kHz}$ na frequência do modo longitudinal do transdutor para cada décimo de material retirado pelo torno. Devido a sua praticidade e precisão, este método resultou em um excelente método de ajuste de frequências.

A partir do método já estabelecido, foram usinadas mais oito peças de nióbio. As Tabelas de 4.2a até 4.2h mostram os resultados obtidos para as medidas de frequências desses transdutores. Os resultados são apresentados de acordo com as batidas/excitações frontais e laterais no transdutor, enquanto o mesmo era mantido preso na massa-teste. As respectivas frequências foram obtidas dos espectros gerados pelo analisador, que captava o sinal de vibração através do microfone colocado próximo ao transdutor. Cada medida representa uma batida/excitação. As frequências de ressonância correspondem aos picos mais proeminentes do espectro observado. As batidas frontais excitavam com mais intensidade o modo longitudinal, enquanto as batidas laterais excitavam com mais intensidade algum dos modos transversais de vibração. Este procedimento foi realizado para todos os oito transdutores.

A identificação dos modos foi feita comparando o intervalo entre os picos de ressonância (mostrados no analisador de espectros) com as frequências obtidas nas simulações. Alguns modos puderam ser confirmados ao relacionar as amplitudes destes picos de ressonância com as batidas laterais e frontais. Por exemplo, para o primeiro modo do transdutor T1 (Tab. 4.2a), uma batida/excitação lateral produziu uma amplitude de $-71,47 \text{ dBV}$, enquanto uma batida frontal resultou em $-63,60 \text{ dBV}$. Como este era o primeiro pico revelado no espectro do analisador e teve maior amplitude de oscilação numa batida/excitação lateral, confirmou-se que correspondia de fato ao primeiro modo do transdutor.

Para o modo longitudinal do transdutor T2 (modo 4), uma batida/excitação lateral produziu uma amplitude de $-47,39 \text{ dBV}$, enquanto uma batida frontal resultou em $-77,25 \text{ dBV}$. Estas diferenças ajudaram a identificar que este modo correspondia realmente ao modo longitudinal. Pois, além de possuir uma

distância (em frequência) do primeiro modo compatível ao valor simulado, a sua amplitude de oscilação era maior quando ocorria uma batida frontal. Neste caso, a transferência de energia é mais eficiente quando a batida ocorre na mesma direção do modo longitudinal.

Os transdutores T1 ao T6 foram projetados para ter o modo longitudinal (modo 4) com frequência de 3,5 kHz, de acordo com a margem de segurança pré-estabelecida de 0,4 kHz. Pode ser observado que o transdutor T2 foi o único que apresentou frequência de 3,28 kHz, que está abaixo da frequência projetada, mas acima da frequência almejada de 3,1 kHz. Após o ajuste de frequências, com o método já discutido, estes transdutores irão monitorar os modos quadrupolares da antena esférica. As frequências destes modos estarão em torno de 3,2 kHz, quando a antena for resfriada a temperaturas criogênicas.

Tabela 4.2a - Modos e frequências para as batidas/exitações no transdutor T1.

T1	Batida lateral		Batida frontal	
Modo	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)
1	1,15625	-71,47	1,15625	-63,60
2	--	--	--	--
3	--	--	--	--
4	3,53125	-51,85	3,50000	-59,12
5	5,46875	-58,11	5,46875	-64,20

Tabela 4.2b - Modos e frequências para as batidas/exitações no transdutor T2.

T2	Batida lateral		Batida frontal	
Modo	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)
1	1,06250	-70,88	1,06250	-67,94
2	--	--	--	--
3	2,56250	-75,77	--	--
4	3,28125	-47,39	3,28125	-77,25
5	4,93750	-56,50	5,28125	-87,96

Tabela 4.2c - Modos e frequências para as batidas/exitações no transdutor T3.

T3	Batida lateral		Batida frontal	
Modo	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)
1	1,15625	-90,08	1,15625	-68,08
2	--	--	--	--
3	--	--	--	--
4	3,56250	-60,70	3,56250	-59,35
5	5,56250	-75,08	5,53125	-76,24

Tabela 4.2d - Modos e frequências para as batidas/exitações no transdutor T4.

T4	Batida lateral		Batida frontal	
Modo	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)
1	1,12500	-73,13	1,12500	-62,93
2	--	--	--	--
3	--	--	--	--
4	3,50000	-45,88	3,50000	-57,66
5	5,46875	-58,00	5,46875	-64,51

Tabela 4.2e - Modos e frequências para as batidas/exitações no transdutor T5.

T5	Batida lateral		Batida frontal	
Modo	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)
1	1,12500	-72,43	1,12500	-66,38
2	--	--	--	--
3	--	--	--	--
4	3,50000	-48,52	3,46875	-63,63
5	5,43750	-59,72	5,43750	-63,08

Tabela 4.2f - Modos e frequências para as batidas/exitações no transdutor T6.

T6	Batida lateral		Batida frontal	
Modo	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)
1	1,12500	-79,11	1,12500	-69,06
2	--	--	--	--
3	--	--	--	--
4	3,50000	-54,38	3,50000	-54,47
5	5,34375	-69,82	5,34375	-58,89

Tabela 4.2g - Modos e frequências para as batidas/exitações no transdutor T7.

T7	Batida lateral		Batida frontal	
Modo	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)
1	2,62500	-70,26	2,62500	-54,94
2	--	--	--	--
3	--	--	--	--
4	7,34375	-47,05	7,37500	-68,38
5	7,84375	-59,72	7,87500	-64,21

Tabela 4.2h - Modos e frequências para as batidas/exitações no transdutor T8.

T8	Batida lateral		Batida frontal	
Modo	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)
1	2,59375	-54,47	2,59375	-85,73
2	--	--	--	--
3	5,12500	-86,26	--	--
4	7,50000	-67,59	7,50000	-52,75
5	7,87500	-55,94	7,87500	-64,43

Os transdutores T7 e T8 irão monitorar os modos monopulares da antena esférica e foram projetados para ter a frequência do modo longitudinal (modo 4)

em 7,5 kHz. A frequência dos modos monopulares da antena esférica é de 6,5 kHz. Desta vez, a margem de segurança foi de 1 kHz. Pode ser observado que somente o transdutor T7 apresentou um desvio de quase 0,16 kHz do valor da frequência projetada. Estes transdutores também terão suas frequências ajustadas, através do método apresentado, para o valor da frequência dos modos monopulares da antena esférica (6,5 kHz).

Os transdutores T2 e T7 apresentaram, respectivamente, frequências com valores 220 Hz (6 % de 3,5 kHz) e 160 Hz (2 % de 7,5 kHz) abaixo do valor projetado para o modo longitudinal (modo 4). Somente estes dois, dos oito transdutores usinados, apresentaram frequências abaixo do valor projetado. Os demais transdutores apresentaram variação, no máximo, de 60 Hz acima do valor projetado. Considerando uma variação de 60 Hz aceitável para o projeto, então seis transdutores corresponderam ao valor esperado.

Embora nosso espaço amostral seja pequeno, constituído apenas por oito transdutores, pode ser notado que 25 % deles não atingiram o valor esperado. Portanto, se é possível descartar 25 % das peças usinadas, o método de ajuste de frequências pode ser eliminado. Os transdutores podem ser projetados diretamente para terem a frequência de 3,1 kHz, sendo usinados por um processo convencional como aquele usado aqui, sem a necessidade de ajuste posterior.

Os ajustes de frequência foram realizados em transdutores testes, tendo apresentado os resultados já discutidos. Reforçamos que o método é, de fato, satisfatório e eficiente. Apresenta uma precisão de $\pm 0,05$ kHz para cada décimo de material retirado no diâmetro da mola. Vale a pena ressaltar também que, para cada batida/excitação, a resposta na sonoridade era estridente e as repetidas batidas excitavam a mesma frequência – diferentemente do que se observou nos testes do modelo antecessor. A estabilidade deste novo modelo foi comprovada. Finalmente, foi desenvolvido um *design* que atenda a expectativa de performance e que esteja apto para ser usado na antena esférica, submetendo-se ao teste final de desempenho.

4.3 A MEMBRANA RESSONANTE

A membrana ressonante é a componente de menor massa ($\sim 10\text{mg}$) neste sistema de transdução com três modos. A sua função é auxiliar na amplificação do movimento ressonante da antena esférica e modular o sinal da cavidade reentrante supercondutora. Esta seção apresenta os estudos realizados para a sua confecção, enfatizando a necessidade da transição das membranas de silício para as membranas de nióbio.

4.3.1 AS MEMBRANAS DE SILÍCIO/NÍOBIO

Antes de ser encontrada uma versão consistente para a membrana ressonante, muitas tentativas foram realizadas para a fabricação da mesma. Como não foi possível identificar um método para a fabricação de uma membrana de CuAl(6%), a solução encontrada foi confeccioná-la com outro tipo de material, tal como o silício. Além deste material apresentar excelentes Q 's mecânicos, a espessura de aproximadamente $0,05\text{ mm}$ poderia ser atingida utilizando métodos apropriados e já bem estabelecidos. Como a membrana fecha a cavidade reentrante supercondutora, um filme de nióbio seria depositado numa de suas faces para apresentar o comportamento supercondutor. Entre as principais técnicas estudadas para a fabricação dessa membrana de silício/nióbio, pode-se citar: corrosão química, fundição e eletrodeposição, as quais serão abordadas a seguir.

4.3.1.1 ELETRODEPOSIÇÃO DE NÍOBIO EM SILÍCIO

Eletrodeposição é o processo de deposição de um metal sobre um substrato metálico ou semicondutor através da eletrólise, ou seja, pela ação da corrente elétrica (CALLISTER, 2002). 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. Uma relação útil pode ser dada por:

$$m = e \cdot I \cdot t, \quad (4.3)$$

onde m é a massa depositada (em gramas), e é uma constante denominada equivalente eletroquímico, I é a intensidade da corrente elétrica (em ampères) e t é o tempo do processo (em segundos).

Desta forma, é possível controlar a espessura do filme depositado 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, está a amplificação da rugosidade superficial. A amplificação se torna mais intensa à medida que a taxa de deposição aumenta e a concentração dos íons metálicos, em solução, diminui.

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 experiências com eletrodeposição 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).

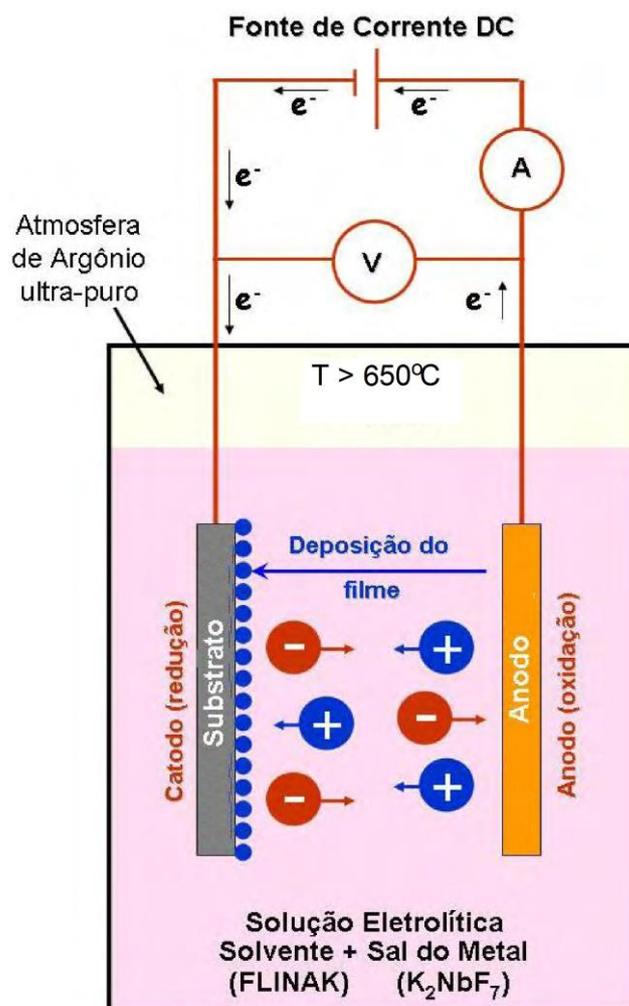


Figura 4.10 - Representação esquemática da técnica de Eletrodeposição de Nióbio em Meio de Fluoretos Fundidos. Fonte: Adaptado de (FURTADO, 2009).

Basicamente neste processo de eletrodeposição de nióbio, os solventes utilizados na solução eletrolítica é uma mistura de sais conhecida como FLiNaK, constituída por fluoretos de Lítio (LiF), Sódio (NaF) e Potássio (KF). Antes da sua introdução na célula, os sais são submetidos individualmente a um processo de remoção de umidade, sendo colocados em estufa a 120°C por 24h. Após a secagem, mistura-se os fluoretos a um sal de nióbio K_2NbF_7 (heptafluorniobato de potássio) num cadinho de Níquel, permanecendo sob vácuo (10^{-2} torr) a 600°C por um período de 3 a 4 dias. A mistura de sais FLiNaK é um solvente para o heptafluorniobato de potássio. Quando esta mistura de sais é submetida a uma temperatura superior a 650°C , os sais são fundidos dissolvendo o sal de nióbio e dando origem ao íon Nb^+ . A Fig. 4.10 mostra uma representação esquemática do processo eletrolítico.



Figura 4.11 - Montagem experimental para a realização das experiências de eletrodeposição de nióbio. a) Dispositivo controlador de temperatura. b) Fonte de tensão com potenciômetro e amperímetro. c) Garrafa para armazenamento de argônio. d) Forno de tijolo refratário. e) Câmara de espera para evitar entrada de ar na célula. f) Válvulas para o sistema de refrigeração de água e abastecimento de argônio.

Os eletrodos são presos a um suporte que os conduz até a solução líquida e a temperatura é elevada acima de 650°C , numa atmosfera de Argônio ultra-puro (com concentrações de O_2 e H_2O inferiores a 3 ppm). Em seguida, a passagem de uma corrente elétrica dá início ao processo de deposição. Geralmente, a polarização é feita de modo que os átomos do ânodo sejam dissolvidos na solução eletrolítica em forma de íons metálicos. Os íons de nióbio presentes na solução salina aderem ao cátodo (feito de uma placa retangular de cobre), enquanto ocorre a dissolução do ânodo metálico (feito de uma placa retangular de nióbio) a fim de manter o equilíbrio da concentração do eletrólito. A Fig. 4.11 mostra a montagem experimental que foi utilizada em nossas experiências de eletrodeposição.

Após o fim do tempo estimado para a deposição da quantidade de filme desejada, os eletrodos são retirados lentamente da célula. Isto permite o

resfriamento gradual, facilitando o escoamento do sal pelos eletrodos. O cátodo é, então, lavado adequadamente e a amostra é armazenada para análise metalográfica. A espessura da camada depositada pode ser planejada ser aproximadamente a mesma para cada ensaio, pois sempre podemos variar a corrente, variando proporcionalmente o tempo de eletrólise, de acordo com a Eq. (4.3). A densidade da corrente elétrica bem como a temperatura do eletrólito estão entre os principais fatores que influenciam na qualidade dos depósitos formados.

A célula de eletrodeposição utilizada é confeccionada para a realização de eletrodeposição de nióbio em cobre. Nosso interesse foi realizar eletrodeposições de nióbio sobre silício a fim de comparar esta técnica com outras já existentes, como a deposição por *sputtering* (MATTOX, 2003). Desta forma, com a membrana de silício já confeccionada através de algum método, o filme de nióbio passaria a ser depositado por eletrodeposição. Porém, a simples substituição do cobre por outro material condutor ou semicondutor, no processo de eletrodeposição utilizado, não garante necessariamente as mesmas qualidades de deposição. Alterações na composição do eletrólito, na densidade de corrente, na temperatura e na estrutura dos eletrodos podem ser necessárias. Para os ensaios de eletrodeposição de nióbio sobre silício, a única alteração que fizemos foi a alteração na estrutura do cátodo. Esta mudança teve como base as características do silício e os resultados serão relatados nas próximas seções.

4.3.1.2 MONTAGEM DO CÁTODO DE SILÍCIO

Na célula eletrolítica utilizada para as experiências com eletrodeposição de nióbio, os eletrodos são constituídos por placas retangulares imersas em uma solução eletrolítica, por onde atravessa uma corrente elétrica. O cátodo é constituído por uma placa de cobre e é interposto entre dois ânodos constituídos por placas de nióbio. Cada placa tem área de aproximadamente $6\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ e são encaixadas num suporte através de furos e parafusos.

Antes das experiências com silício, foram feitas algumas experiências de deposição de nióbio em cobre. Estes testes foram realizados para a

familiarização com os procedimentos usuais a fim de iniciar a deposição de nióbio em silício. Foi utilizada uma corrente de 1,2 A durante 10 minutos à temperatura de 803 °C. Como é comum após a eletrólise, tanto o cátodo quanto os ânodos adquiriram um depósito agregado de cor escura, pois uma pequena quantidade de sal fica impregnada sobre os eletrodos após sua retirada da solução eletrolítica. Ao entrar em contato com ar atmosférico, o sal oxida devido à reação com o oxigênio, obtendo a coloração escura. Aproximadamente 50% desse composto preto foi removido após lavagem com água, detergente e escova. Após este procedimento, o cátodo de cobre foi pesado. A diferença de massa do cátodo, antes e depois da experiência, foi aumentada em 0,17 g. A deposição metálica (nióbio) formada sobre a superfície do cobre podia ser claramente vista. O funcionamento do sistema foi, portanto, verificado. As novas experiências substituindo o cátodo de cobre por um cátodo de silício poderiam, agora, ser realizadas.

O silício disponível para a realização das experiências consistia numa pequena quantidade constituída de pequenos fragmentos cedidos pelo INPE (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais). Não havia como prender tais fragmentos diretamente no suporte do cátodo através dos parafusos. Desta maneira, decidiu-se prender os fragmentos sobre as placas de cobre. Isto era conseguido ao amassar a placa de cobre sobre um fragmento de silício no sentido de prendê-lo na mesma. A primeira experiência foi feita desta forma para analisar, grosso modo, a viabilidade ou a possibilidade de prosseguimento com as experiências. Apesar do depósito escuro ter sido formado nos eletrodos, houve boa condução ao fazer passar uma corrente elétrica na região do silício, fazendo suspeitar de uma deposição metálica. Decidiu-se prosseguir com os experimentos, uma vez que foi observado um caráter condutor, podendo, então, haver nióbio depositado. Esta verificação foi feita com um multímetro, sem muito rigor, somente para verificar se nióbio poderia estar sendo depositado juntamente com aquele depósito preto.

Outras experiências foram realizadas, de forma semelhante, amarrando a placa de cobre e o silício com um arame de cobre, como mostra a Fig. 4.12a. Pode ser observado nesta figura que houve uma boa deposição de nióbio sobre a placa de cobre. A deposição cobriu mais da metade da placa, pois após o

contato elétrico dos eletrodos com a solução salina, submergíamos aproximadamente 3 cm dos eletrodos na solução. Como mostra a foto, esse é o tipo de deposição característica e usual da célula utilizada. Na extremidade esquerda da placa, podem ser observados os arames de cobre que usamos para amarrar o fragmento de silício (acima) e um pouco de sal impregnado. Algumas vezes, um fragmento de silício era amarrado na placa e desaparecia após a eletrólise. Quando o fragmento era um pouco maior e ficava bem preso na placa, era possível resgatá-lo. O lado de fora desse fragmento se revelava prateado, com a superfície bastante rugosa. O lado encostado na placa de cobre não sofria alterações, apresentando as mesmas características de antes.

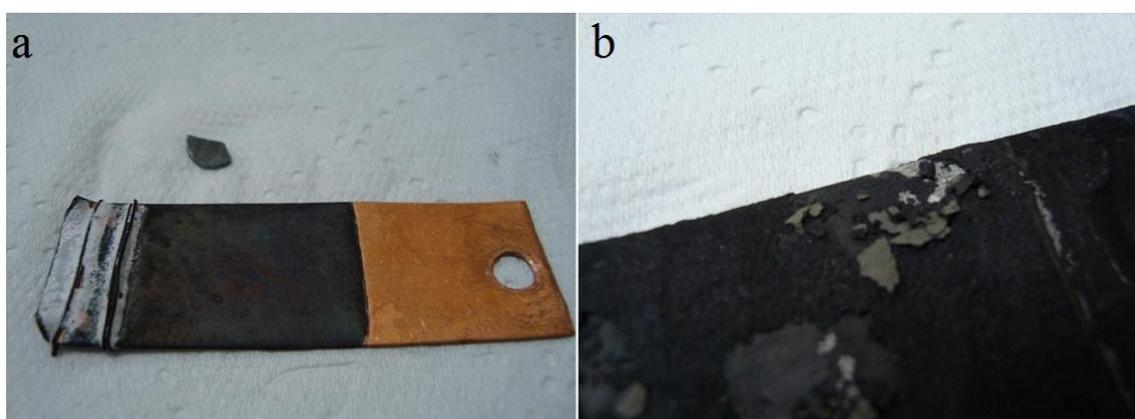


Figura 4.12 - Primeiros testes de eletrodeposição de nióbio sobre silício. a) São exibidas a bolacha de silício (acima) e a placa de cobre, após os experimentos de eletrodeposição. b) Placa de nióbio (ânodo), após experimento de eletrodeposição. Um depósito escuro foi formado, constituído provavelmente pela oxidação dos sais presentes no eletrólito.

Conforme mostra a Fig. 4.12b, a placa de nióbio utilizada como ânodo ficou bastante impregnada com uma camada escura. Boa parte dessa camada foi facilmente removida por raspagem ou lavagem em água. A Tabela 4.3 mostra as condições em que ocorreram esta experiência, especificada por LA1_2. Uma corrente de 109,2 mA atravessou o circuito durante 120 minutos, depois que a temperatura do eletrólito estabilizou em 659 °C. Após a eletrólise, a limpeza dos ânodos era feita com uma solução contendo H_2O , HF e HNO_3 com concentrações 1:2:2. Esse procedimento de decapagem dos ânodos era geralmente realizado entre cada experiência de eletrólise, quando a raspagem e lavagem em água não eram suficientes para remover totalmente o composto impregnado.

Com uma pequena raspagem do ânodo, observou-se que a parte de baixo da camada impregnada era acinzentada, como mostra a Fig. 4.12b. Em princípio, suspeitou-se que o silício pudesse estar sendo depositado no ânodo, devido a cor acinzentada dessa camada e o fato dele, também, estar desaparecendo após as experiências realizadas. Porém, concluiu-se que seria mais provável que o silício estivesse apenas se dissolvendo na solução salina e/ou se soltado do cátodo com o arranjo utilizado.

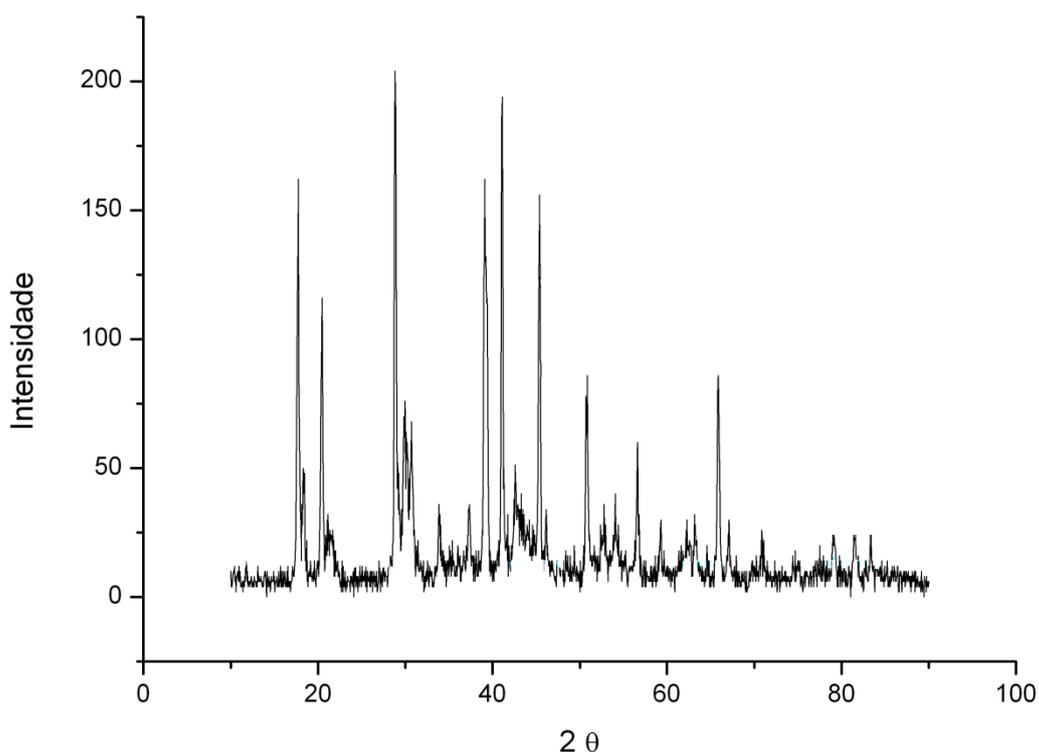


Figura 4.13 - Intensidade em função do ângulo 2θ de espalhamento de raio-x sobre o depósito escuro do experimento LA1_2 (Fig. 4.12b).

Para a análise de raio-x, pode ser feito um pó do material a ser analisado. Após a produção do pó deste depósito escuro formado na placa de nióbio, foi realizada uma análise de raio-x, como mostrado na Fig. 4.13. Embora não interpretamos sistematicamente este espectro, sabemos que é um espectro característico da presença de diversos elementos químicos. Existem picos que não pertencem ao nióbio e nem ao silício. Dessa forma, a presença de elementos presentes no sal pode estar ocorrendo no depósito.

É importante salientar que as experiências realizadas em projetos anteriores, na mesma célula, produzia uma quantidade muito menor de depósito escuro na

placa de nióbio. Esse excesso de depósito passou a existir a partir da primeira experiência com silício. Depois desta experiência, este excesso sempre ocorria, independentemente se as experiências eram realizadas com o silício ou somente com o cobre. Ainda assim, não houve parâmetros suficientes para afirmar que o silício ocasionou esse efeito.

O fato do silício desaparecer após algumas experiências bem como a formação do depósito escuro estimulou a busca por um novo arranjo experimental. Se o silício estivesse desaparecendo porque estava se dissolvendo no sal, então seria necessário uma bolacha maior de silício para resgatarmos o resto de material não dissolvido após cada experiência. Se estivesse havendo alguma reação com o cobre, o contato entre estes materiais deveria ser diminuído ou eliminado. Por fim, se ele estivesse se soltando do arame que o prendia, deveria ser buscado um arranjo que o prendesse melhor e, de preferência, que não permitisse que a região de contato com o cobre ficasse submersa no sal durante as experiências.

Como os fragmentos de silício disponíveis eram muito pequenos, eles foram colocados no forno de arco (utilizado na produção de ligas em pequenos lingotes) e reunidos por fusão. Essa fusão resultou em uma pequena esfera de silício que foi, em seguida, fatiada numa cortadeira de metais (ISOMET), resultando em pequenas “bolachas” de silício com espessuras e diâmetros adequados.

A mesma montagem anterior foi realizada para mais alguns ensaios com essas “bolachas”. Em seguida, um novo arranjo foi feito de acordo com a Fig. 4.14. Como o silício é muito duro e quebradiço, furá-lo necessitaria de ferramentas específicas. Para prender essas fatias ao suporte do cátodo, um arame de cobre foi usado. Aproveitamos o corte da própria ISOMET para fazer duas pequenas “entradas” na parte de cima da fatia de silício para amarrar o arame. Não foi feita nenhuma alteração nos ânodos constituídos pelas chapas de nióbio. A distância entre um ânodo e o cátodo era de aproximadamente 3 *cm*. Como pode ser notado na Fig. 4.14, as manchas escuras no ânodo e no suporte não foram muito bem removidas com a limpeza. É suficiente, apenas,

uma boa limpeza na região que é mergulhada no sal fundido, que é onde ocorrerá o processo eletrolítico.

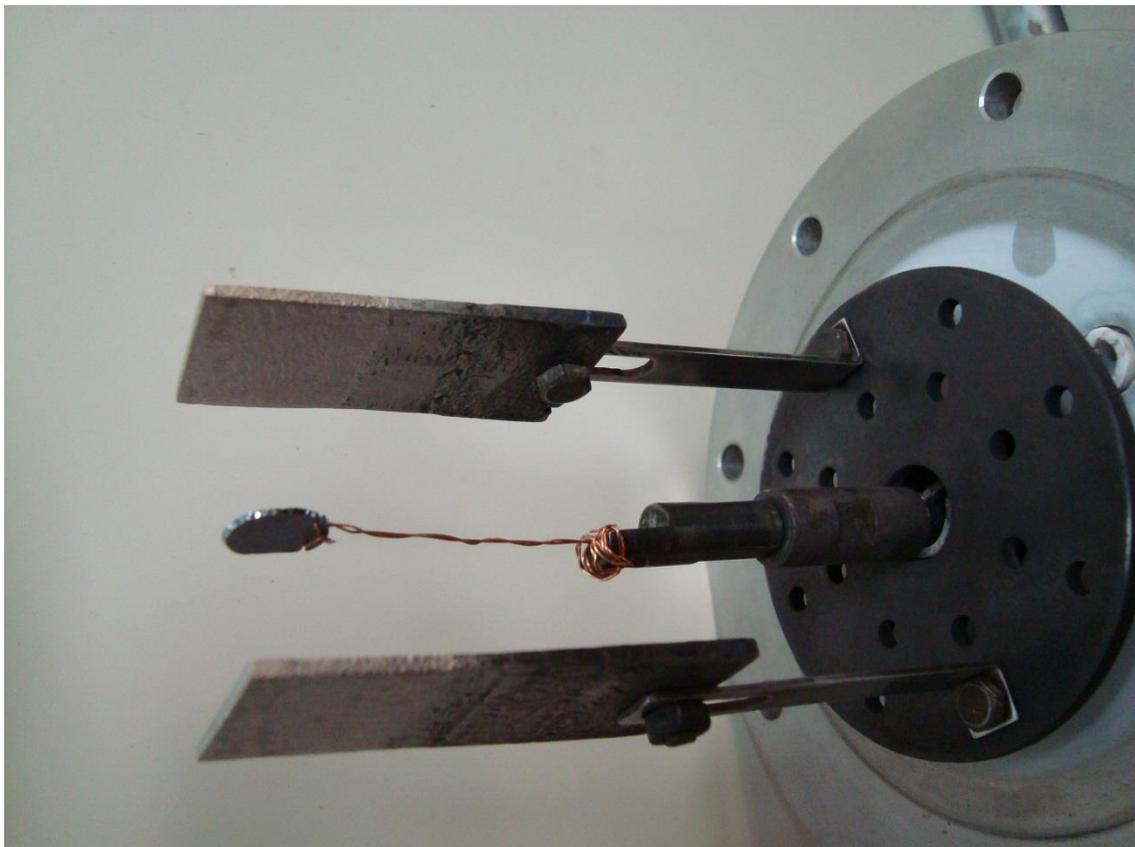


Figura 4.14 - Montagem experimental do cátodo de silício. Este arranjo mostrou-se coeso e diminuiu a área de contato do cobre com o silício.

4.3.1.3 RESULTADOS DA ELETRODEPOSIÇÃO

A Tabela 4.3 e a Fig. 4.15 mostram alguns dos resultados obtidos com esta montagem experimental. A Tabela 4.3 exibe as datas em que foram feitos os ensaios devidamente identificados. Alguns valores das massas dos eletrodos (em gramas) antes (M_i) e depois (M_f) de cada experiência foram anotados, bem como o tempo t de eletrólise (em minutos), intensidade da corrente I (em miliampère), densidade de corrente d e a temperatura do eletrólito T . A massa do depósito M_d obtida com a eletrólise é calculada pesando o cátodo antes e depois do ensaio. No ensaio LA1_4 (Fig. 4.15a), utilizamos apenas uma placa de nióbio para formar o ânodo. Houve deposição de um material condutor, áspero, poroso e escuro sobre o silício. Porém a “bolacha” de silício ficou quebradiça como se tivesse sido carbonizada.

Tabela 4.3 - Alguns ensaios realizados variando o tempo (t), a corrente (I) e a temperatura (T) da eletrólise; M_i , M_f e M_d são as massas inicial, final e a massa do depósito, respectivamente; d é a densidade de corrente.

Data	Registro	M_i/M_f (cátodo)	M_i/M_f (ânodo)	t (min)	I (mA)	d (mA/cm ²)	T (°C)	M_d (g)
04/12/08	teste	5,19/5,36	71,81/71,46	10	1200		803	0,17
22/01/09	LA1	5,15	35,54	120	70	10	651	
29/01/09	LA1_2			120	109,2	15,6	659	
01/02/09	LA1_3							
02/02/09	LA1_4			60	157,3		668	
03/02/09	LA1_5			90	29,5		674	
05/02/09	LA1_6			15	4000	2000	660	
05/02/09	LA1_7			15	107,7		662	
09/02/09	LA1_8			60	107,8	107,8	670	
10/02/09	LA1_9	0,22/0,16	67,4/66,66	30	213	213	670	
12/02/09	LA1_10	0,16	66,66	60	102,9	102,9	607	
13/02/09	LA1_11	0,14	64,90	60	104,5	104,5	844	
16/02/09	LA1_12	0,23	59,97/59,18	30	72,4	72,4	844	
17/02/09	LA1_13	0,11	58,1	30	15,5	31,63	750	
05/03/09	LA1_14			60	40		750	

Em LA1_5 (Fig. 4.15b), as duas placas de nióbio foram usadas para formar os ânodos, como é comumente realizado. Porém, neste ensaio, foi utilizado um fragmento de silício sem ter sido refundido no forno de arco. Após a experiência, a amostra também ficou condutora e quebradiça. Ao analisar visualmente o perfil dessa amostra, encontrou-se uma camada interna com propriedades visuais distintas do resto da amostra. Este fragmento de silício foi envolvido por um material escuro depositado, ficando parecido com um “sanduíche”. Considerou-se a possibilidade de ter havido difusão de algum elemento para o interior da amostra de silício. Pode ser que, por esta razão, ele tenha ficado “carbonizado” e quebradiço. A diferença principal deste ensaio LA1_5 com o ensaio LA1_4 é que a intensidade de corrente foi diminuída e o tempo de eletrólise foi aumentado. Estas variações entre o tempo e a corrente de eletrólise ocorreu sempre observando a Eq. 4.3, de forma a manter a massa

de depósito constante. Isto permitia sempre obter aproximadamente a mesma espessura da camada de depósito a fim de facilitar o estudo.

A experiência LA1_6 foi realizada com corrente elevada de 4 A por 15 minutos a uma temperatura de 660 °C. Como pode ser observado na Fig. 4.15c, esta corrente elevada ocasionou o excesso de depósito escuro. Este depósito ficou muito aderente à “bolacha” de silício de forma que não seria possível analisá-la sem despedaçar a amostra. A corrente elevada pode ter provocado a deposição desordenada de alguns componentes da solução salina, a qual sofreu oxidação posteriormente.

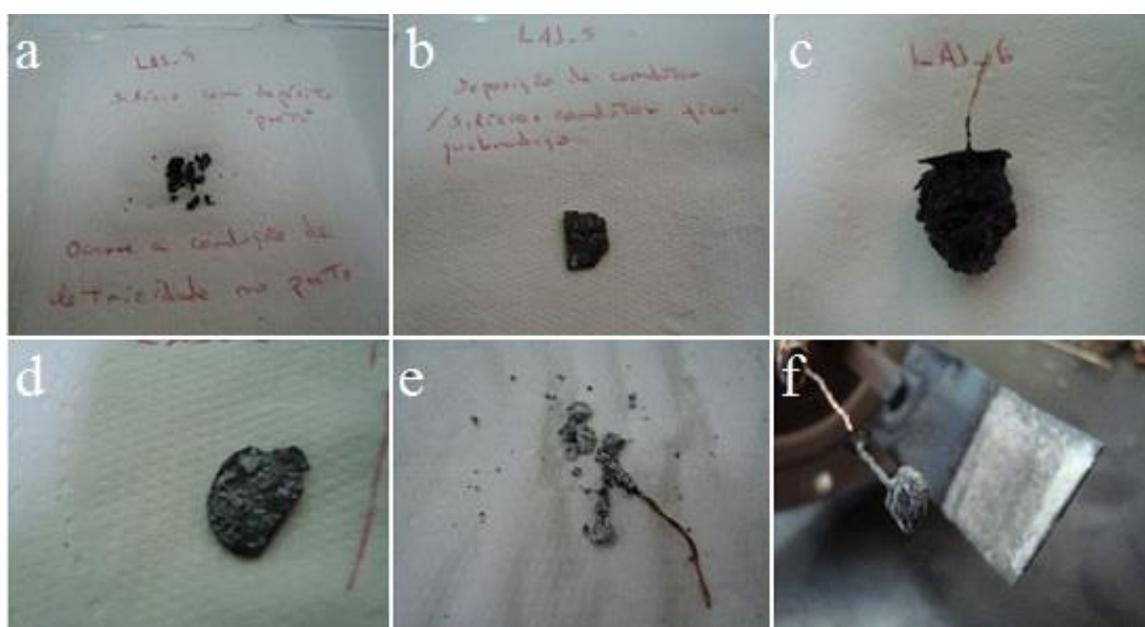


Figura 4.15 - Resultados da eletrodeposição. a) Ensaio LA1_4 realizado com uma corrente $I = 157,3 \text{ mA}$ durante $t = 60 \text{ min}$, com o sal fundido à temperatura $T = 668 \text{ °C}$. b) Ensaio LA1_5 com corrente $I = 29,5 \text{ mA}$ durante $t = 90 \text{ min}$ a uma temperatura $T = 674 \text{ °C}$. c) Ensaio LA1_6 com uma corrente elevada de $I = 4 \text{ A}$ em $t = 15 \text{ min}$ à $T = 660 \text{ °C}$. d) Ensaio LA1_8 com corrente de $107,8 \text{ mA}$ durante 60 min , com 670 °C de temperatura no eletrólito. e) Ensaio LA1_11: $I = 104,5 \text{ mA}$ durante $t = 60 \text{ min}$ à temperatura $T = 844 \text{ °C}$. f) Ensaio LA1_13: $I = 15,5 \text{ mA}$, $t = 30 \text{ min}$ e $T = 750 \text{ °C}$.

Como parece ter ocorrido difusão em LA1_5, a experiência LA1_8 foi realizada com uma corrente intermediária entre aquela usada em LA1_4 e LA1_5. O tempo da corrida permaneceu igual àquele transcorrido em LA1_4. Nas experiências anteriores, apenas 3 cm dos eletrodos era submerso na solução. Como a “bolacha” de silício possuía aproximadamente 1 cm de diâmetro e o arame de cobre amarrava a “bolacha” pela sua extremidade superior, o cobre também era submerso, podendo participar da reação eletrolítica. Para diminuir

esse contato do cobre com a solução, no ensaio LA1_8, apenas 1 *cm* dos eletrodos foi submerso, após ter iniciado o contato elétrico com a solução. O resultado foi que, após a eletrólise e a remoção do sal impregnado, a superfície do silício pareceu estar visualmente metálica e rugosa. A análise visual sugeria que uma camada de nióbio havia sido depositada de forma irregular sobre o silício.

Em LA1_11, aumentamos a temperatura do eletrólito em aproximadamente 200 °C com relação à LA1_8. O resultado obtido foi parecido com o da Fig. 4.15a. Houve também uma deposição escura muito aderente no cátodo. Não foi possível revelar a amostra, uma vez que a mesma ficou quebradiça.

Na Fig. 4.15f, vemos o resultado da experiência LA1_13. Este ensaio foi realizado numa temperatura de 750 °C, que é intermediária às utilizadas nos outros ensaios. A corrente e o tempo foram bastante reduzidos para 15,5 *mA* e 30 *min.*, respectivamente. Após a eletrólise, a amostra também ficou incrustada de sal mas facilmente removível com água. O ânodo não apresentou o excesso de depósito escuro como nas outras experiências. Após lavagem do cátodo, a amostra ficou semelhante àquela da Fig. 4.15d. O tempo e a corrente baixos amenizaram os efeitos sobre a superfície.

A Fig. 4.16 mostra a amostra resultante da experiência LA1_9, que foi submetida a uma temperatura de 670 °C, com uma corrente de 213 *mA* durante 30 minutos. Com base neste e noutros ensaios, percebemos que as amostras de silício são mais passíveis à análise em situações específicas. Os parâmetros e arranjos das experiências com eletrólise são importantes para resgatar a amostra em bom estado. Os parâmetros de eletrólise responsáveis pela obtenção da amostra apresentada na Fig. 4.16, utilizando o arranjo experimental mostrado na Fig. 4.14, levaram aos melhores resultados de eletrólise. Com isso, as amostras resultantes poderiam ser analisadas eficientemente tanto em microscopia como em difração. Este experimento LA1_9 foi, inclusive, realizado com o objetivo de analisar metalograficamente a amostra.

Antes da análise metalográfica ser realizada, a amostra LA1_9 foi preparada adequadamente. O procedimento para analisar as amostras no microscópio

óptico consistia das etapas seguintes. A amostra era cortada ao meio numa cortadeira automática (ISOMET), constituída por disco diamantado. Em seguida, era feito o embutimento da amostra em baquelite. O perfil plano da amostra, obtido com o corte, ficava voltado para fora da baquelite para permitir o lixamento. Uma sequência de lixas com granulações de 600, 800, 1200 e 2400 foram utilizadas, depois de montadas sobre uma lixadeira semi-automática (POLITRIX). O polimento era realizado com um pano de polimento e uma solução (OPS) para materiais não ferrosos, juntamente com detergente e água. Em seguida, a amostra presa na baquelite pôde ser analisada em microscópio óptico.



Figura 4.16 - Ensaio LA1_9 com corrente de 213 mA aplicado durante 60 min . À temperatura de $670\text{ }^{\circ}\text{C}$. Houve uma diminuição de massa tanto no ânodo quanto no cátodo.

Quando a amostra foi analisada em microscópio óptico com aumento de $1000\times$, não foi possível identificar nenhuma camada de deposição sobre o silício. Seria necessário uma análise no microscópio eletrônico de varredura (MEV) ou uma análise de raio-x para concluir se houve a formação do filme de nióbio sobre a superfície do silício.

Contudo, uma análise de raios-x seria suficiente para concluir se havia nióbio sobre as “bolachas” de silício. Na Fig. 4.17, pode ser visto o espectro de raios-x da amostra resultante do ensaio LA1_9 (mostrada na Fig. 4.16). Como pode ser observado no espectro há apenas um pico de alta intensidade. Em princípio, suspeitou-se que este poderia ser o primeiro pico do espectro do nióbio. Uma vez que ele está muito próximo do primeiro pico do espectro do silício, decidiu-se fazer uma análise de raio-x de uma “bolacha” de silício sem ter passado pelo processo de eletrodeposição. Resultou que o mesmo espectro de difração foi obtido, concluindo que o espectro apresentado após a eletrólise é o espectro do silício, e não de nióbio depositado.

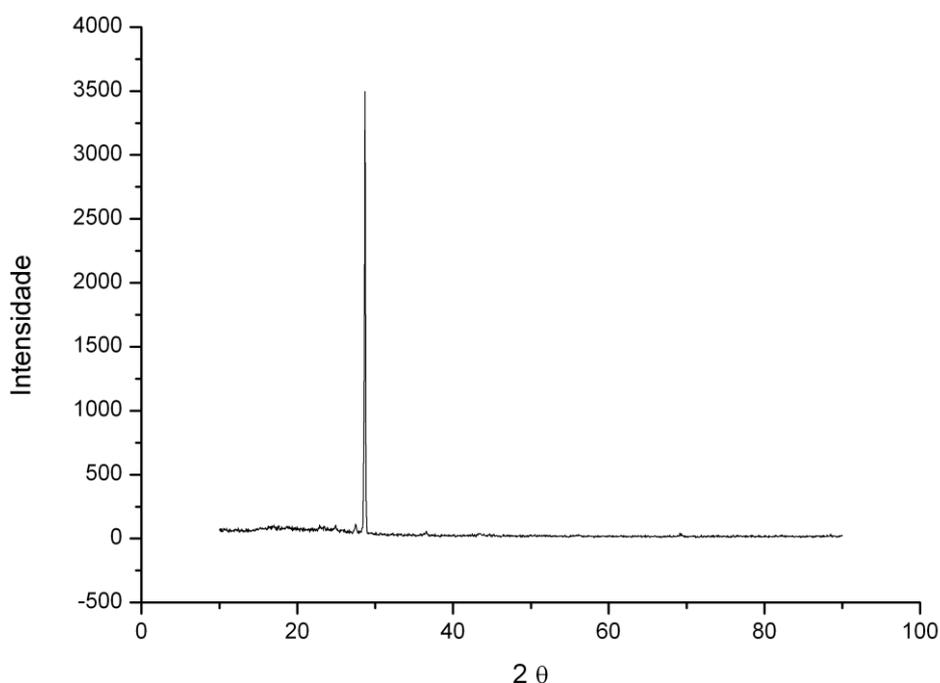


Figura 4.17 - Intensidade de raio-x em função do ângulo de espalhamento na amostra LA1_9. É observado, apenas, o primeiro pico do silício – resultado da refusão dos fragmentos de silício no forno de arco.

Na Tabela 4.3, observa-se que, na experiência LA1_9, a massa inicial da bolacha de silício era de 0,22 g. Após a eletrólise, a massa passou a ser 0,16 g. Essa medida da massa, associada à análise de raio-x e à rugosidade da superfície, induz a pensar que o silício está sendo dissolvido no sal durante a eletrodeposição. Mas, também, pode estar sofrendo reação com algum componente envolvido, formando camada pouco aderente. Este é um fato

razoável, uma vez que o ambiente ao qual o silício foi submetido era muito reativo. A eletrólise ocorreu em meio salino na presença de flúor à alta temperatura. Dessa forma, podemos concluir que a superfície característica da amostra LA1_9, apresentada após a eletrólise, deve ser resultado de corrosão e não de deposição.

Utilizando as técnicas de eletrodeposição descritas, não foi possível observar nióbio sobre a superfície de silício com as experiências realizadas. Para os ensaios de eletrodeposição de nióbio sobre silício, a única alteração realizada foi na estrutura do cátodo ao levar em conta as características do silício. Os resultados dos ensaios demonstraram que a substituição da placa de cobre por “bolachas” de silício não garante a deposição de nióbio sobre o silício. Alterações na composição do eletrólito e/ou na estrutura da célula de eletrodeposição podem ser necessárias, inviabilizando este método para a construção imediata de uma membrana de silício/nióbio (OSKAM, 1998).

4.3.1.4 DEPOSIÇÃO POR FUSÃO

Devido a inviabilidade de confeccionar as membranas de silício/nióbio por eletrodeposição, outras alternativas foram consideradas. Após os ensaios realizados com a eletrodeposição, foram realizados vários experimentos com deposição por fusão. Esta técnica consiste em depositar materiais em outros materiais através do controle da temperatura de fusão. O material com ponto de fusão mais baixo é fundido sobre o material com ponto de fusão mais alto. O primeiro se torna líquido sobre o outro material não fundido. O processo de solidificação une os materiais diferentes formando uma única peça sólida.

A fusão de metais ou semimetais sobre outros metais ou semimetais com pontos de fusão mais elevados pode também ser considerada um método de deposição. Pois, o elemento que é fundido sobre o outro elemento sólido, ao se transformar para a fase líquida se molda à superfície da fase sólida constituída pelo outro material. O processo de solidificação ocorre de forma a unir firmemente, por forças eletrostáticas, as fases distintas constituídas pelos dois diferentes materiais. Se os pontos de fusão não são tão distantes, corre-se o risco de se formar uma fase intermediária na interface que separa as outras

duas fases. Esta fase intermediária pode resultar em uma liga constituída pelos dois elementos. Se esta fase intermediária é formada ou não, a espessura da fase bem como quaisquer outros efeitos dependem dos parâmetros específicos do processo.

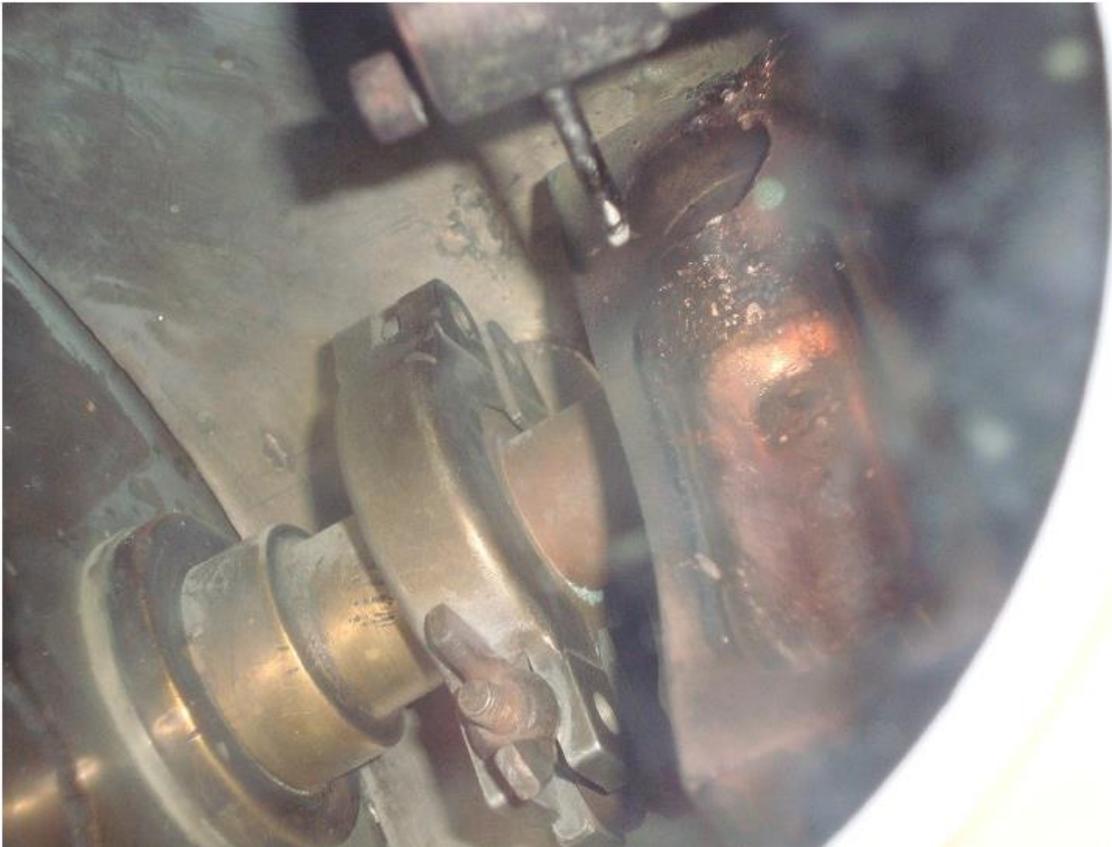


Figura 4.18 - Cadinho no interior do forno de arco. Após substituir a atmosfera no interior do forno por argônio, um plasma é direcionado pela ponteira de tungstênio, fundindo a amostra. Em seguida, ela é retirada, após o resfriamento, sob a forma de lingote ou pequena esfera.

O equipamento que utilizamos para a fusão foi um forno de arco utilizado para a produção de ligas em forma de lingotes. O equipamento era constituído basicamente por uma fonte de alta tensão, que em nosso caso era uma adaptação de uma máquina de solda; uma câmara para produzir atmosfera inerte, onde era feito vácuo seguido de injeção de argônio; um cadinho de cobre refrigerado à água e uma ponteira móvel de tungstênio para direcionar o plasma formado a partir da corrente de alta tensão, conforme é mostrado na Fig. 4.18. Esta corrente atravessa o cadinho de cobre, passa pela amostra condutora e rompe a rigidez dielétrica entre a amostra e a ponteira, produzindo um plasma de argônio neste intercurso. O calor gerado por efeito joule no equipamento que utilizamos podia atingir temperaturas superiores a 3000 °C.

Após termos produzido lingotes por fusão de silício no forno de arco e familiarizado com a operação do forno, algumas experiências foram realizadas com nióbio e silício. O ponto de fusão do nióbio está em torno de 2500 °C, enquanto o ponto de fusão do silício está em torno de 1500 °C. Essa diferença permitiu a fusão do silício sobre o nióbio sem que este último também se fundisse.

Após o processo de solidificação rápida, o silício “soldou” no nióbio. A Fig. 4.19 foi feita no microscópio óptico, após a amostra ter sido cortada na ISOMET, embutida na baquelite, lixada, polida e atacada quimicamente para a revelação dos grãos e das fases. Ao analisar a interface, percebe-se uma divisão muito bem definida separando o nióbio de um lado e o silício de outro. A fina camada que aparece na foto, separando os dois materiais pode ser resultante da “mistura” destes. Uma fase eutética pode ter sido formada, uma vez que pode ter sido atingida a temperatura de ponto eutético das duas substâncias.



Figura 4.19 - a) Micrografia da interface silício (acima) e nióbio (abaixo). b) Mesma micrografia de uma outra região da interface. c) Uma outra região diferente de (a) e (b) de uma camada mais fina de silício.

A finalidade dos ensaios realizados pelo processo de deposição por fusão foi, apenas, obter um processo alternativo para aderir o nióbio de maneira consistente sobre o silício. Como mostra a Fig. 4.19, este objetivo foi alcançado com sucesso neste processo. O processo de afinamento para que o silício obtivesse a espessura adequada de 0,05 mm (espessura da membrana para vibrar em $\sim 3,2$ kHz) e o nióbio constituísse um filme fino ($\sim 0,001$ mm de espessura) sobre o silício, poderia ser testado por meios mecânicos ou químicos.

Uma das opções para o afinamento do silício seria a corrosão. A corrosão de silício por solução KOH (Hidróxido de Potássio) é um processo bem conhecido na micro-usinagem do silício (MAIA, 2011). Nesse processo de corrosão, é

importante que o silício tenha seus planos cristalinos orientados em uma mesma direção, uma vez que a velocidade de corrosão é diferente para cada direção cristalográfica. Isso evita irregularidades no afinamento. De acordo com o gráfico da Fig. 4.17, a refusão do silício no forno de arco pode ressolidificá-lo em uma única direção cristalográfica. Dessa forma, o silício depositado por fusão no forno de arco pode ser corroído de forma gradual e homogênea pela solução *KOH*, possibilitando o controle de sua espessura. Mas, a ausência de um processo ou meio, através do qual o afinamento do nióbio poderia ser controlado de forma precisa, impediu a obtenção de um filme fino de nióbio sobre a superfície do silício.

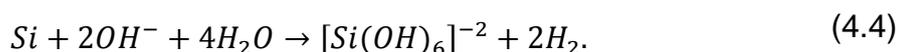
Os processos de afinamento que utilizamos não permitiram a produção das membranas de silício/nióbio com as especificações adequadas. Pois, os métodos careceram de maior controle em suas etapas para produzir filmes de maneira regular e homogênea.

4.3.1.5 CORROSÃO DE SILÍCIO POR KOH E DEPOSIÇÃO POR SPUTTERING

Diante dos problemas encontrados nos processos de eletrodeposição e fundição para a fabricação própria de uma membrana de silício/nióbio, a solução encontrada foi a importação de lâminas comerciais de silício. Para atingir a espessura requerida, tais lâminas poderiam ser corroídas por uma solução aquosa de hidróxido de potássio (*KOH*), enquanto o filme de nióbio poderia ser depositado por um processo denominado *sputtering*.

As membranas de silício podem ser obtidas pela corrosão das lâminas comerciais em soluções ácidas ou alcalinas ou pela ação de plasma (KOVACS, 1998). Como mencionado na seção anterior, a técnica de corrosão em *KOH* permite o controle preciso da espessura de uma lâmina de silício em determinada direção do plano cristalino. A corrosão de silício monocristalino em solução aquosa de *KOH* já vem sendo usada como uma ferramenta para usinagem química de microestruturas tais como membranas, pontas, espelhos, encaixes, tubos (POTTENGER, 1997).

As soluções aquosas de *KOH* possuem duas vantagens: (1) a etapa lenta da corrosão ocorre na superfície contribuindo para que haja uniformidade de espessura em toda área da membrana; e (2) baixo custo. Para membranas muito finas ($< 10 \mu m$), a rugosidade pode ser um fator crítico em relação à integridade mecânica da membrana. Tanto a espessura quanto a morfologia da membrana dependem de como a temperatura e concentração da solução de *KOH* participam no processo de formação e dissolução de silicatos, produzidos segundo a reação



Um reator deve ser projetado usando um béquer para formar um “banho maria” aquecido. Um equipamento de ultrassom também pode ser utilizado para melhorar o acabamento superficial da membrana (FRANÇA, 2003). As soluções aquosas de *KOH* devem possuir concentrações variando de 24 a 60 %. As lâminas de silício (100) podem ser corroídas diretamente, sem prévia limpeza, tendo em vista que são fornecidas limpas de fábrica. A velocidade de corrosão aumenta com o aumento da temperatura e a concentração da solução. Acima de $90^\circ C$, superfícies especulares e livres de defeitos típicos de corrosão alcalina já foram obtidas apesar de significativa alteração da concentração devido a evaporação de água.

Em algumas corrosões que realizamos em lâminas de $500 \mu m$ de espessura, foi possível obter lâminas com espessuras finais da ordem de $100 \mu m$. Estas lâminas apresentaram morfologias especulares e variações próximas às encontradas na lâmina virgem ($\pm 2 \mu m$). Pôde ser confirmado, também, que a temperatura é mais determinante do que a concentração da solução aquosa de *KOH* para o aumento da velocidade de corrosão e melhoria da morfologia de lâminas de silício (100).

Algumas vezes, deseja-se realizar a corrosão somente em uma determinada região da membrana. Usualmente, é feita a oxidação dessa região, produzindo uma máscara de óxido de silício. Como a velocidade de corrosão é bem menor na região com a máscara que na região sem a máscara, é possível atingir a espessura desejada antes que o óxido seja totalmente corroído. Este processo de corrosão em *KOH*, utilizando uma máscara produzida por oxidação térmica,

exige equipamentos específicos para o controle preciso dos parâmetros envolvidos, tais como a temperatura e a concentração da solução (FRANÇA, 2003). Para contornar este requisito técnico, vale ressaltar que testamos cola de silicone como máscara em alguns ensaios de corrosão. Foi constatado que a solução alcalina não ataca este material, mostrando-se bastante eficiente ao evitar a penetração da solução corrosiva na região mascarada.

Com base em resultados preliminares de corrosão, a alternativa mais viável e imediata para a confecção de uma membrana de silício seria, de fato, adquirir lâminas comerciais. Em particular, duas especificações de lâminas chamaram a atenção: lâminas com diâmetros de 12 mm e 16 mm, com espessuras entre 50 μm e 80 μm . Essas lâminas são produzidas a partir de lingotes com os diâmetros mencionados e, então, fatiadas com equipamento de grande precisão para obter espessuras menores que 100 μm . Para ressoarem na frequência requerida ($\sim 3,2 \text{ kHz}$), as simulações mostravam que as membranas de 16 mm de diâmetro deveriam ter espessura de $\sim 50 \mu\text{m}$ e as membranas de 12 mm de diâmetro deveriam ter a espessura de $\sim 25 \mu\text{m}$.

A Fig. 4.20a mostra essas lâminas comerciais de silício. Por serem muito quebradiças, elas foram manipuladas com pinça à vácuo. A Fig. 4.20b mostra as lâminas sendo introduzidas num suporte para medidas de espessura num microscópio eletrônico (MEV), localizado no Laboratório Associado de Sensores e Materiais do INPE (CARVALHO, 2012). Após o feixe de elétrons incidir sobre o perfil da lâmina, a imagem é mostrada na tela. A Fig. 4.20c mostra o perfil da lâmina de 16 mm, vista no microscópio eletrônico, medindo uma espessura de aproximadamente 59 μm . As medidas são realizadas ao traçar uma linha perpendicular entre as duas faces. A medida dessa linha é a medida da espessura da lâmina. Foi observado que as espessuras possuíam variações significativas entre as lâminas adquiridas. Após a catalogação das medidas de espessura, algumas lâminas com diâmetro de 16 mm e espessura mais próxima de 50 μm foram selecionadas e coladas em seu alojamento no transdutor, conforme mostra a figura 4.20d. O *sputtering* de nióbio foi realizado pelo Laboratório de Microfabricação do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LMF - LNLS), em Campinas - SP, sendo utilizado um equipamento do tipo Sputtering Balzers BA510.

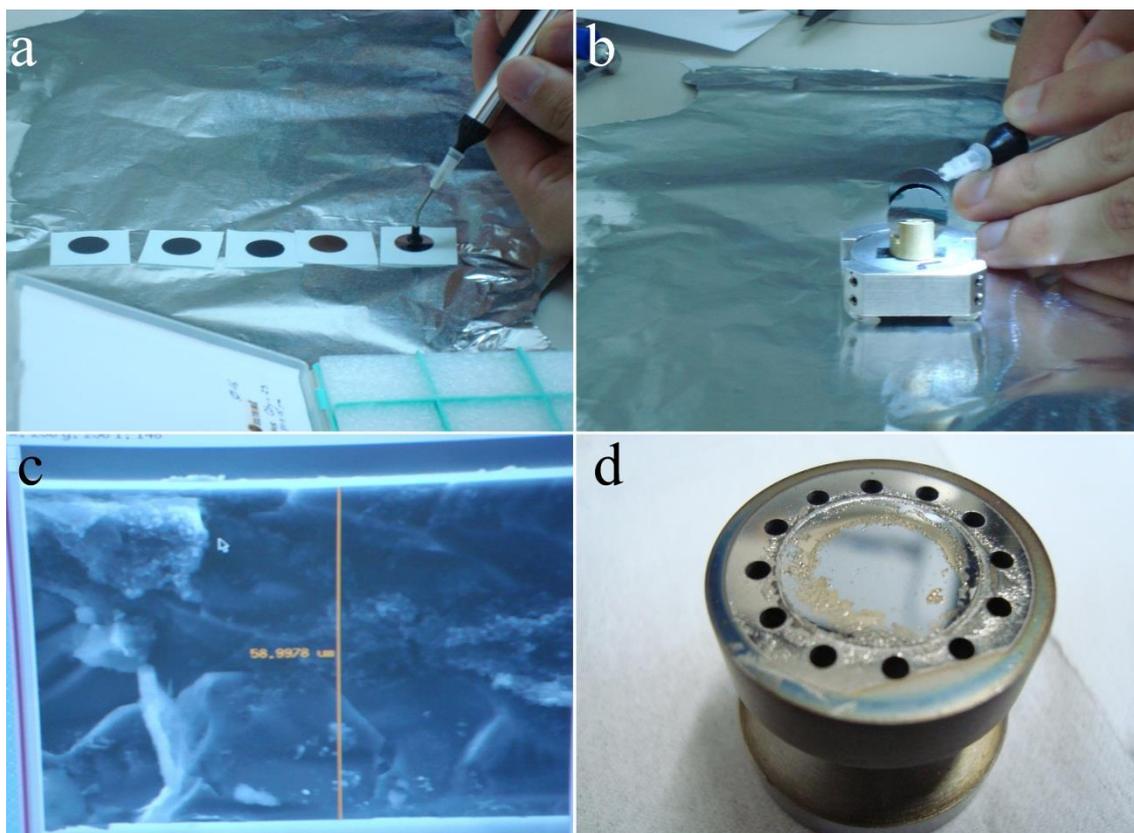


Figura 4.20 - a) Lâminas comerciais de silício sendo manipuladas com pinça á vácuo. b) As lâminas são introduzidas num suporte para medidas de espessura num microscópio eletrônico. c) Perfil da lâmina vista no microscópio eletrônico, medindo uma espessura de aproximadamente **59 μm** . d) Membrana colada sobre um corpo de transdutor.

Para a realização da micro-usinagem, um reator modelo “Atlas Potassium” fabricado pela Syrris Ltd. foi adquirido pelo INPE. Algumas lâminas com 12 mm de espessura sofreram o processo de corrosão, para reduzir suas espessuras para $\sim 25 \mu\text{m}$. As medidas de espessura dessas membranas, realizadas com o MEV, levantaram algumas incertezas. No processo de corrosão, as extremidades das amostras ficaram presas no suporte e não foram sujeitas diretamente ao fluxo da solução corrosiva. O MEV permitiu somente a medida das bordas, o que não reproduzia a verdadeira espessura das membranas. Sendo assim, decidiu-se abandonar esta técnica de medidas e medir as membranas diretamente com um micrômetro.

A medição com o micrômetro foi realizada utilizando contornos esféricos. As bordas do micrômetro com formato arredondado mediram a espessura de diversas partes da membrana. Entretanto, apesar de permitir medições mais precisas, elas exerciam uma pressão demasiada ao tocar a membrana e esta

se partia com facilidade. Ainda assim, este último método revelou espessuras mais confiáveis para as membranas de 16 mm que, também, foram corroídas para terem espessura de 50 μm . Uma das amostras apresentou 38 μm de espessura e uma outra 44 μm . O que resulta, respectivamente, em um desvio percentual de 15,6 % e 2,22 % em relação ao valor almejado de 50 μm . Uma das possíveis causas do desvio foi o *setup* do procedimento de corrosão, exigindo um maior estudo das variáveis envolvidas.

O processo de colar as membranas no seu alojamento do transdutor apresentou muitas dificuldades devido à fragilidade da membrana. O projeto da área de colagem resultou muito estreito, solicitando um mecanismo de colagem muito preciso para evitar excesso de cola. O procedimento de colagem foi realizado em uma sala limpa para evitar contaminação de pó sobre a membrana. Devido às dificuldades de uma colagem precisa, a cola *super bonder* utilizada transbordava e contaminava a superfície da membrana. A evaporação da cola poderia, também, contaminar a superfície durante o processo de secagem. Esses fatores estão possivelmente entre os motivos pelo qual o nióbio, depositado por *sputtering*, não aderiu perfeitamente à superfície do silício. A Fig. 4.20d mostra as falhas na deposição de nióbio sobre a superfície do silício.

Como pôde ser observado, para a fabricação das membranas de silício/nióbio foram adotadas diferentes técnicas. Entre estas técnicas, a corrosão de lâminas comerciais de silício em solução de *KOH*, seguida por uma deposição de nióbio por *sputtering*, apresentou melhores resultados. No entanto, mesmo esse procedimento não atingiu satisfatoriamente o objetivo, carecendo de melhorias para obter as membranas com as especificações requeridas. Com a finalidade de comparar os procedimentos utilizados para a confecção das membranas de silício/nióbio, membranas constituídas somente de nióbio passaram a ser consideradas como alternativa. Essas membranas oferecem evidentes vantagens em relação às de silício como, por exemplo, não necessitam receber um filme de nióbio. Em seguida, os ensaios realizados para sua confecção serão apresentados.

4.3.2 AS MEMBRANAS DE NIÓBIO

As membranas de nióbio têm no mínimo duas vantagens em relação às membranas de silício. Elas são de fácil manipulação, uma vez que lâminas de nióbio são elásticas e não quebradiças como as de silício. Elas não necessitam receber um filme de nióbio para apresentarem o efeito supercondutor, uma vez que são constituídas integralmente de nióbio. Com base nessas vantagens, decidiu-se buscar meios por onde tais membranas pudessem ser construídas ou adquiridas.

Os primeiros ensaios foram realizados através da deposição por fusão. Um ressalto num disco de nióbio foi feito (Fig. 4.21a), deixando salientada a região onde a membrana de 50 μm seria extraída. Em seguida, uma peça “fêmea” de cobre foi encaixada no ressalto de nióbio. Como o forno de arco tem a capacidade de localizar calor, somente a região central da peça de cobre (ponto de fusão: $\sim 1100\text{ }^{\circ}C$) foi fundida sobre o ressalto de nióbio (ponto de fusão: $\sim 2500\text{ }^{\circ}C$) (Fig. 4.21b). A região periférica do cobre serviu como cadinho. Isso garantiu que o cobre líquido permanecesse sobre o ressalto e não derramasse pelas bordas. A peça resultante foi cerrada ao meio como mostra a Fig. 4.21c. Pode ser visto claramente a conformação do cobre fundido sobre as bordas do ressalto. O cobre depositado sobre o nióbio serviu, apenas, como substrato para a posterior manipulação do nióbio. Este formato visava a produção da membrana de nióbio com as suas bordas presas num anel de cobre. A região central seria constituída apenas por uma membrana de nióbio com a espessura almejada.

Após a fusão de cobre sobre a peça de nióbio, o afinamento mecânico foi realizado no torno, seguido de lixamento. A base da peça de cobre foi presa no torno para a remoção da base de nióbio. A base da peça de nióbio foi gradativamente retirada pelo instrumento de corte do torno até descobrir o ressalto de nióbio. Medidas previamente realizadas na peça de nióbio (Fig. 4.21a) permitiu saber o quanto de nióbio seria necessário retirar durante o torneamento a fim de obter a espessura almejada da membrana. A estratégia era obter a membrana de nióbio através da remoção mecânica, seguida por remoção química do cobre. O fato de não termos obtido um processo ou meio,

através do qual poderíamos controlar de forma precisa o afinamento mecânico do nióbio, resultou em muitas falhas.



Figura 4.21 - a) Ressalto de nióbio usinado no torno mecânico. b) Contra-molde “fêmea” de cobre, cuja região central foi fundida sobre o ressalto de nióbio. c) A região central da peça de cobre/nióbio foi cortada ao meio para destacar o ressalto.

Uma fatia da peça resultante da fundição de cobre sobre nióbio foi cortada com disco diamantado. Conforme mostra a segunda amostra da Fig. 4.22 (localizada na primeira fileira constituída por quatro amostras), o disco de nióbio se soltou durante o corte, uma vez que não houve boa aderência do cobre. A falta de controle dos vários parâmetros envolvidos fez com que o disco de nióbio ficasse com espessura da ordem de 1 mm .

A eletrodeposição de nióbio em cobre também foi empregada com a mesma finalidade de produzir membranas de nióbio. Na primeira amostra da primeira fileira da Fig. 4.22, pode ser visto uma deposição eletrolítica de nióbio em uma placa retangular de cobre. Esta deposição foi uma experiência realizada após as experiências com o silício. Como pode ser observado na foto, ocorreu uma deposição fraca e irregular comparada com a deposição no início das experiências com silício (Fig. 4.12a). Este fato pode estar associado à oxidação progressiva do sal no decorrer das experiências com o silício.

A terceira e a quarta amostras da primeira fila na Fig. 4.22 foram também obtidas por fundição de cobre em nióbio, mas utilizando um ressalto inicial de apenas $0,1\text{ mm}$. O cobre aderiu muito bem ao nióbio. Desta vez, ele não soltou como no caso anterior. O objetivo era atingir uma espessura muito fina de $\sim 0,05\text{ mm}$ de nióbio depositado. Utilizamos um torno manual com precisão de aproximadamente $\pm 0,025\text{ mm}$. Desta forma, seria pouco provável fazer o afinamento diretamente no torno para atingir uma espessura de $\sim 0,05\text{ mm}$ de nióbio. A estratégia foi realizar o desbaste do nióbio depositado até a

espessura de $\sim 0,1\text{ mm}$ ser atingida. Em seguida, o lixamento mecânico foi empregado para tentar atingir a espessura almejada. Uma lixadeira semi-automática foi utilizada e, para lixar, era necessário segurar a amostra com as mãos. O resultado foi que no meio da membrana o cobre foi descoberto durante o afinamento. Desta forma, o processo de lixamento e corte não puderam, também, ser executados com a precisão necessária.



Figura 4.3 - Exposição das tentativas de fabricação das membranas de nióbio através de diversos processos. No canto esquerdo superior foi feita uma tentativa de eletrodeposição de nióbio sobre uma placa retangular de cobre. O restante das amostras foram produzidas por fundição e afinamento mecânico.

A fundição de CuAl(6%) em nióbio, ao invés de apenas cobre, também foi considerada. A amostra resultante é a primeira da segunda fileira constituída por três amostras da Fig. 4.22. Os lingotes de CuAl(6%) foram preparados no forno de arco a partir de pedaços de cobre e alumínio, pesados em balança com precisão de $0,00005\text{ g}$. Neste caso, as imprecisões foram maiores devido à temperatura de fusão da liga ser mais alta que a do cobre puro. Durante o processo de fundição, ocorreram rachaduras e a formação de uma concavidade no disco de nióbio. A planicidade do ressalto foi alterada após a fusão. Quando o nióbio foi desbastado no torno, o CuAl logo foi revelado.

Num outro ensaio, o cobre foi fundido sobre uma lâmina metálica. Como não havia lâmina de nióbio disponível, este ensaio foi feito com lâmina de tântalo de aproximadamente $0,5\text{ mm}$. Após o resfriamento do cobre fundido, a lâmina sofreu uma espécie de enrugamento irreversível devido à solidificação irregular do cobre e a deformação plástica da lâmina. O resultado é mostrado na amostra do meio na segunda fileira da Fig. 4.22.

A última amostra (canto inferior direito) da Fig. 4.22 mostra o resultado obtido com um outro tipo de procedimento. Trata-se de prender na baquelite um disco de nióbio com um rebaixo na região central, ao invés de um ressalto como vinha sendo empregado. A baquelite é um material comumente usado em análise metalográfica. Primeiramente, introduziu-se a amostra numa prensa e adicionou-se 20 ml de resina em forma de pó sobre a amostra. Em seguida, comprimiu-se a resina sobre a amostra à temperatura de aproximadamente $180\text{ }^{\circ}\text{C}$. Durante alguns minutos, a baquelite se solidificou dando origem a uma única peça sólida, onde a amostra ficou presa. As Figs. 4.23a e 4.23b mostram a peça de nióbio com rebaixo central e o contra-molde de baquelite.

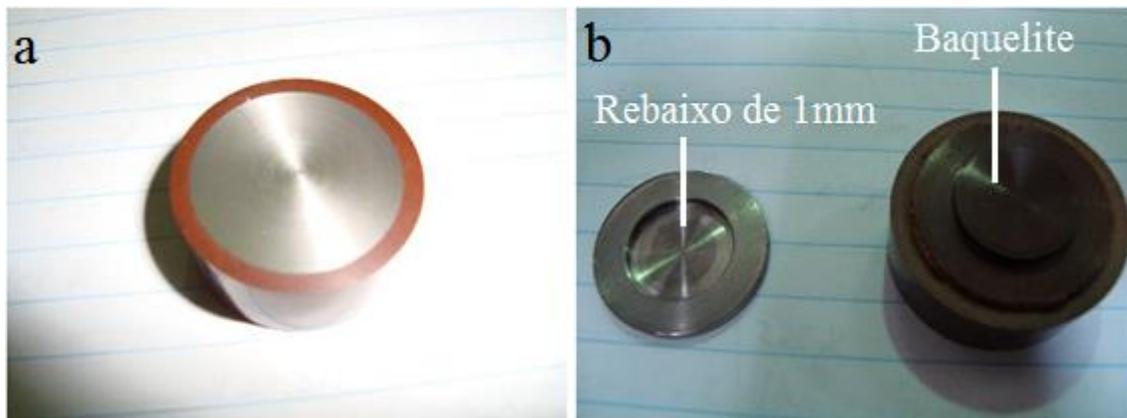


Figura 4.4 - a) Disco de nióbio com rebaixo de 2 mm de profundidade preso na baquelite. b) Membrana produzida com afinamento mecânico na baquelite.

Como a peça de nióbio se encaixa firmemente na baquelite, o afinamento poderia ser inicialmente realizado no torno mecânico. Quando as estimativas mostravam que a membrana já estava com aproximadamente $150\text{ }\mu\text{m}$, a peça de nióbio foi retirada do torno. O processo de afinamento foi continuado na POLITRIX com lixa de granulação 300. O resultado foi que uma “barriga” apontou da parte central do nióbio como pode ser observado na Fig. 4.24. Esta

deformação plástica ocorreu quando o nióbio atingiu determinada espessura durante o lixamento.

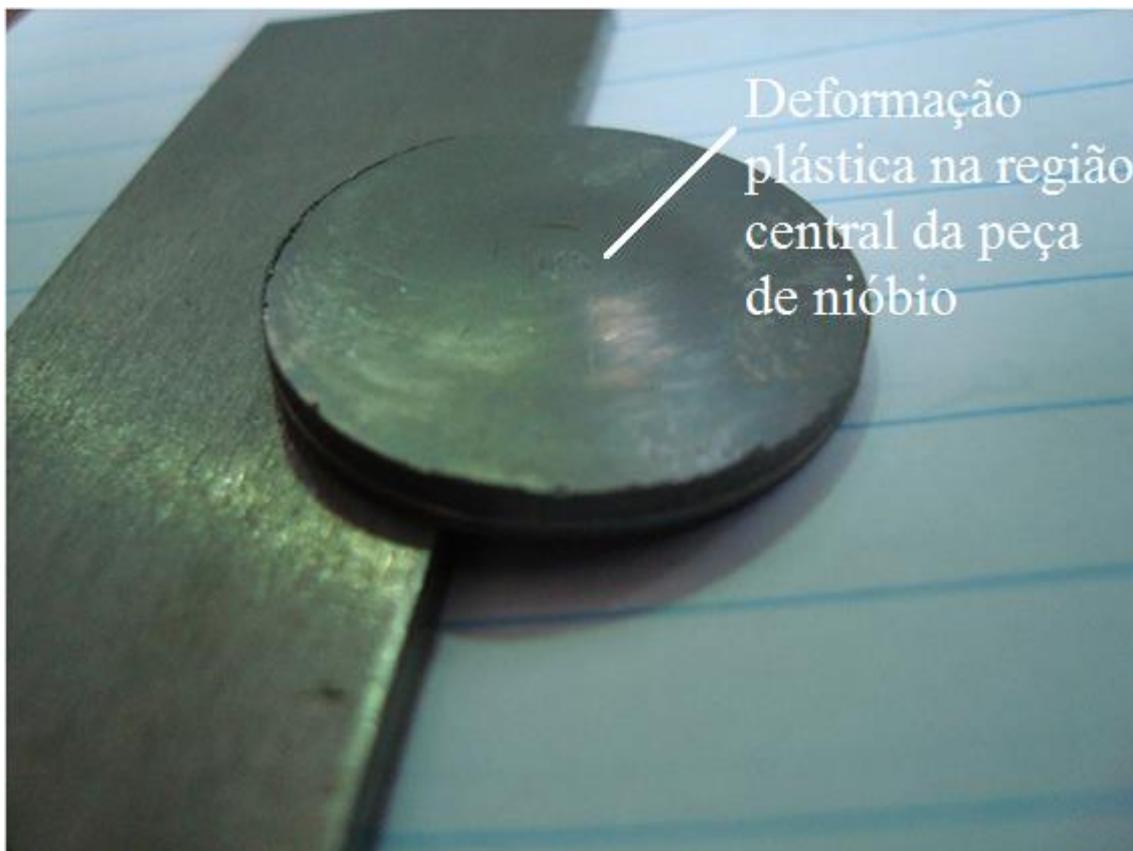


Figura 4.5 - Pode ser claramente notado o aparecimento de uma “barriga” no lado externo da membrana, causado por deformação plástica. A membrana com espessura de aproximadamente **0,1 mm**.

O último processo testado para a fabricação da membrana foi a laminação. Este procedimento é o mais direto para a confecção da membrana com as especificações requeridas. Neste processo, uma chapa metálica com espessura da ordem de milímetros passa entre dois cilindros maciços, onde ela é comprimida. A medida que a chapa atravessa repetidas vezes estes cilindros, sua espessura vai sendo reduzida gradativa e regularmente. O único impedimento para o afinamento da chapa são as impurezas e o tamanho dos grãos do material, que podem endurecer e deformar plasticamente a chapa. Como não foi possível conseguir chapas de nióbio adequadas, uma chapa de tântalo foi utilizada para o teste. Através deste processo de laminação, foi possível produzir uma membrana de tântalo com espessura de $\sim 0,06 \pm 0,005$ mm, que é muito próxima da espessura almejada para as membranas de nióbio.

É evidente, portanto, que de todos os ensaios estudados para a construção da membrana supercondutora com espessura de $\sim 0,05\text{ mm}$, o resultado mais promissor seria o processo de laminação do nióbio. Para atingir a espessura desejada, o nióbio deve possuir certas características específicas como, por exemplo, ser de alta pureza e ter grãos com o tamanho adequado. Na impossibilidade de fabricação própria, decidiu-se buscar no mercado lâminas comerciais de nióbio que atendesse aos requisitos. Dessa forma, as lâminas de nióbio da empresa *Alfa AESAR*¹¹ foram encontradas. A empresa comercializa “folhas” de nióbio em forma de lâminas retangulares com dimensões $0,05\text{ mm} \times 100\text{ mm} \times 500\text{ mm}$. Dessas lâminas, as membranas de nióbio com a espessura requerida de $0,05\text{ mm}$ podem ser diretamente extraídas, recortando-as com o diâmetro desejado.

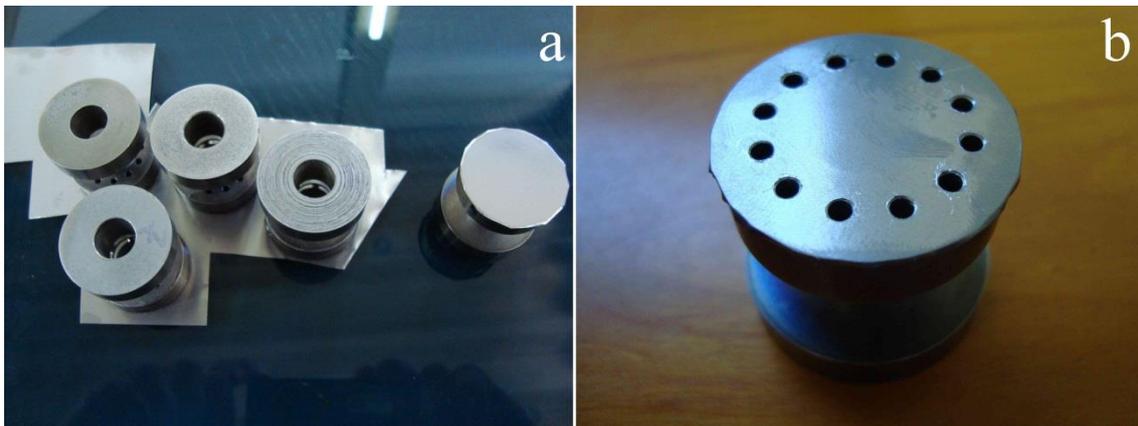


Figura 4.25 - a) Folha de nióbio com espessura de $50\ \mu\text{m}$ e alguns transdutores colados sobre ela, aguardando a secagem da cola. b) Transdutor de nióbio com membrana de nióbio já colada e modelada sobre o transdutor.

Na Fig. 4.25, são mostradas as “folhas” de nióbio com espessura de $0,05 \pm 0,003\text{ mm}$, importadas da Alfa AESAR. A lâmina retangular foi colocada sobre uma mesa de vidro, limpa e lisa, e alguns transdutores foram colados sobre ela com cola *super bonder*. Estes transdutores permaneceram em suas posições de colagem durante algumas horas, aguardando a secagem da cola. Após a secagem, as membranas de nióbio foram recortadas com uma tesoura comum, para adquirirem a forma cilíndrica do transdutor. Elas também foram perfuradas facilmente para permitir a passagem dos doze parafusos que prendem a tampa da cavidade klystron no corpo do transdutor. Por apresentarem uma

¹¹ <http://www.alfa.com>

elasticidade excelente, as membranas permaneceram perfeitamente planas sobre o transdutor.

Os processos estudados demonstraram que a manufatura das membranas de silício/nióbio ou somente nióbio é um processo que exige experiência e técnicas precisas. Na impossibilidade de manufatura própria, lâminas de silício e de nióbio foram encontradas no comércio, de forma que somente pequenos ajustes seriam necessários para constituírem as membranas com as especificações requeridas. As membranas de silício necessitaram receber usinagem química por *KOH* e um filme de nióbio por *sputtering*. As membranas de nióbio já possuem as especificações solicitadas, requerendo apenas modelar o diâmetro correto a fim de apresentarem a frequência de ressonância almejada. Em seguida, serão comparados os desempenhos das membranas de silício e de nióbio de acordo com as facilidades de manuseio e desempenho vibratório.

4.4 ANÁLISE DE VIBRAÇÃO DAS MEMBRANAS

A análise de vibração foi realizada tanto nas membranas de silício quanto nas membranas de nióbio. A Fig. 4.26a mostra uma simulação de frequência em uma membrana de silício. De acordo com as simulações, as membranas com diâmetro de 16 mm e 12 mm devem possuir espessuras de $0,05\text{ mm}$ e $0,025\text{ mm}$, respectivamente, para oscilar na frequência de $3,1\text{ kHz}$. As simulações mostravam, também, que a frequência de oscilação de uma membrana com diâmetro de 16 mm e espessura de $\sim 50\text{ }\mu\text{m}$ variava sua frequência em aproximadamente 100 Hz para cada $1\text{ }\mu\text{m}$ de acréscimo/decréscimo na espessura. Um filme de nióbio com espessura de $1,0\text{ }\mu\text{m}$ seria depositado (via *sputtering*) sobre a membrana, aumentando sua frequência em 100 Hz . As membranas com espessuras superior à requerida seriam reduzidas por corrosão em *KOH*. Alguns microns de imprecisão na micro-usinagem seriam suficientes para deslocar consideravelmente a frequência de ressonância. De fato, a imprecisão na microusinagem foi o fator mais crítico. Pois, como já foi mencionado, algumas medidas de espessura

mostraram um desvio de até 15 % em relação às espessuras almejadas pelo *setup* experimental do reator.

Na Fig. 4.26b, pode ser vista uma membrana de 16 mm colada sobre um transdutor. Algumas membranas, com espessuras de $\sim 50 \mu\text{m}$, foram selecionadas e coladas com *super bonder* em oito transdutores. As peças foram montadas num suporte adequado e seguiram para o Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) para deposição de nióbio, via *sputtering*.

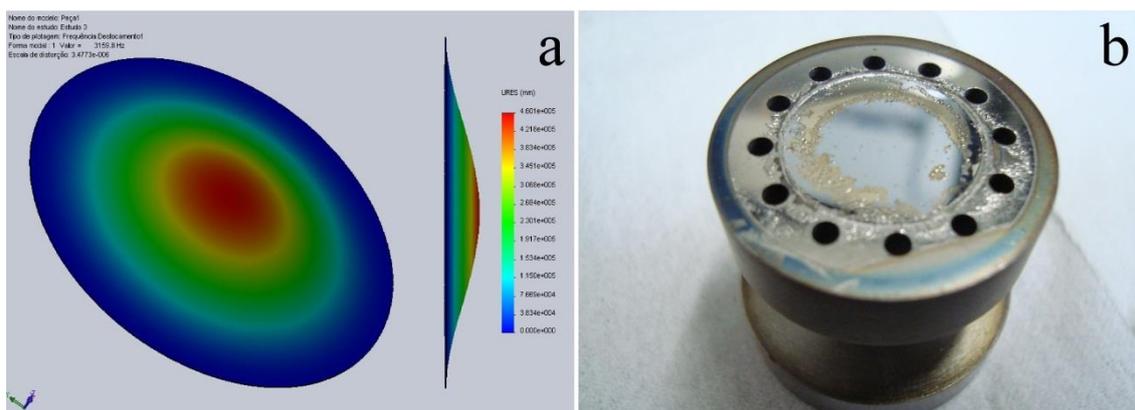


Figura 4.6 - a) Simulações realizadas no *Solidworks* para análise de frequência do primeiro modo de oscilação longitudinal da membrana. b) Membrana de silício colada num corpo de transdutor com filme de nióbio depositado. A contaminação da cola impediu a deposição de nióbio em algumas regiões da membrana, deixando falhas.

A fragilidade da membrana e a impossibilidade de obter as dimensões precisas para que ela ressoasse na frequência requerida foram as principais dificuldades encontradas. A colagem das bordas da membrana no transdutor, utilizando cola *super bonder*, necessitava ser precisa. Pois o excesso de cola, além de contaminar a superfície onde o filme de nióbio seria depositado, diminuía o diâmetro efetivo da membrana, comprometendo a obtenção correta de frequências. Por outro lado, após o processo de corrosão, as medidas de espessura obtidas com feixe de elétrons foram confrontadas com medidas realizadas com um micrômetro. As medidas divergiram significativamente em relação as medidas calculadas utilizando o tempo de corrosão. O controle na obtenção correta das dimensões da membrana (diâmetro e espessura) e, portanto, sua frequência de ressonância ficaram inviabilizados pela carência de processos mais precisos.

Como já foi bem descrito, houve uma mudança no processo das medidas de vibração. O processo tradicional do *shaker* foi substituído pela massa teste de

100 *kg*, de forma que as excitações fossem provocadas diretamente por batidas/excitações no transdutor. Nessa massa-teste, havia um furo passante e cilíndrico com o diâmetro de 30 *mm* no centro. Como as membranas de silício não puderam ser excitadas diretamente por batidas devido à sua fragilidade, uma montagem específica foi testada.

Um pequeno autofalante foi preso num dos lados do furo passante da massa teste. Ele podia ser excitado por um gerador de sinal. O transdutor com a membrana colada foi preso no lado oposto, de forma que a membrana tapasse o furo passante. O microfone foi colocado próximo da membrana para a captação do som do autofalante. Quando o autofalante era excitado, transmitia a vibração para a membrana quase exclusivamente atravessando o furo passante da massa teste. Os picos de ressonância podiam ser vistos claramente no painel do analisador de espectros e, inclusive, comparados com o seu valor mostrado no gerador de sinal. A dificuldade principal deste método era que a medida que a varredura de frequências era feita, o sinal do autofalante era transmitido para o microfone independentemente das ressonâncias da membrana. No analisador de espectro, podia ser visto um pico de ressonância em todas as frequências provenientes do autofalante a medida que se fazia a varredura. Esta montagem não foi eficiente em vetar as frequências não ressonantes, de forma que o sinal passava direto em todas as frequências. Não foi possível, portanto, identificar com certeza os picos de ressonância da membrana.

Além dos ensaios de vibração com as membranas de silício, foram realizados ensaios de vibração com as membranas de nióbio. Na Fig. 4.27a, uma lâmina de nióbio foi colada sobre um substrato de cobre para a realização das medidas de frequência de ressonância. Como pode ser observado na figura, somente a região central do substrato é perfurada, permitindo uma área livre efetiva para a oscilação da membrana. As figuras seguintes mostram os resultados de simulações dos cinco primeiros modos de oscilação da membrana. As simulações mostravam que o primeiro modo fundamental de uma membrana de nióbio com espessura de 0,05 *mm*, oscilaria numa frequência de 3,1 *kHz*, se o seu diâmetro fosse de $\sim 10,5$ *mm*.

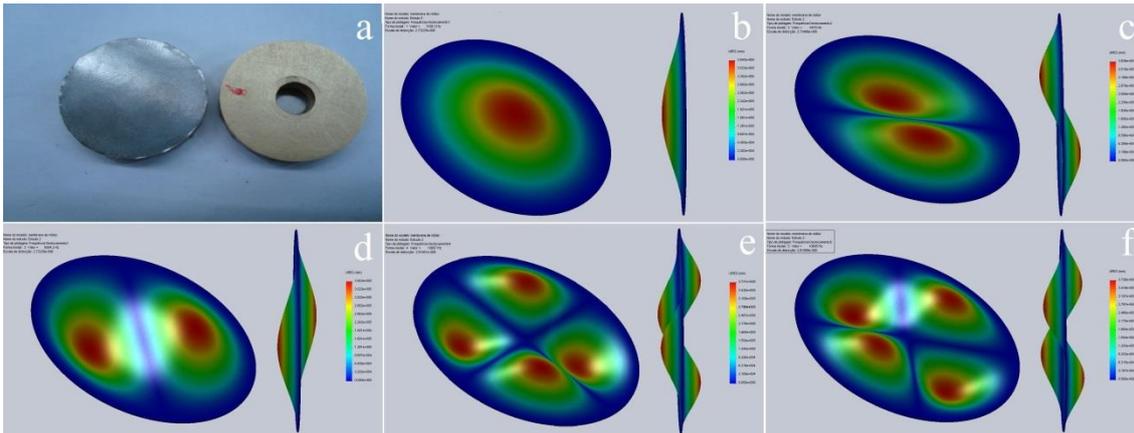


Figura 4.27 - a) Lâmina de nióbio colada sobre um substrato de cobre para medidas de suas frequências de ressonância. b) Modo fundamental de oscilação da membrana. c) Segundo modo de oscilação da membrana. d) Terceiro modo de oscilação (degenerado com o segundo modo). O quarto e o quinto modo de oscilação (também degenerados) são apresentados nas figuras (e) e (f).

As medidas das frequências das membranas de nióbio também foram realizadas utilizando o esquema da massa teste. A espessura das lâminas retangulares ($0,05\text{ mm} \times 100\text{ mm} \times 500\text{ mm}$) são bastante regulares devido ao seu processo de fabricação (laminação), possuindo $50\text{ }\mu\text{m}$ ao longo de toda a extensão com variações de $\pm 3\text{ }\mu\text{m}$. Elas podem ser facilmente recortadas com uma tesoura comum. Mas a vantagem principal é que elas não são frágeis como as membranas de silício que se quebram facilmente. Dessa forma, a excitação para a tomada das medidas de frequência puderam ser feitas de maneira semelhante a dos transdutores, através de batidas/excitações diretamente sobre elas. Para isso, uma agulha metálica, que é um objeto leve, foi utilizada. Pois, o único cuidado seria com a intensidade das batidas, evitando que membranas se amassassem.

As Tabelas 4.4 mostram os resultados obtidos com os testes de vibração. Seis substratos de cobre foram confeccionados com os furos centrais de diâmetros diferentes. As membranas foram coladas sobre os substratos e estes foram presos na flange, que era parafusada na massa-teste. Os diâmetros dos furos dos substratos eram de 7 mm , 8 mm , 9 mm , 10 mm , 11 mm e 12 mm e as frequências obtidas para o modo fundamental de oscilação foram $7,000\text{ kHz}$, $6,31250\text{ kHz}$, $4,0625\text{ kHz}$, $3,31250\text{ kHz}$, $2,53125\text{ kHz}$, $2,00000\text{ kHz}$ para cada diâmetro de furo, respectivamente.

Tabela 4.4a - Alguns modos de oscilação da membrana de nióbio colada em substrato com furo de diâmetro de 7mm.

Modo	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)
1	7,000	-50,10
2	13,625	-94,69
3	15,625	-101,6
4	31,250	-96,59
5	--	--

Tabela 4.4b - Alguns modos de oscilação da membrana de nióbio colada em substrato com furo de diâmetro de 8 mm.

Modo	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)
1	6,31250	-57,90
2	11,93750	-115,60
3	12,31250	-104,50
4	15,62500	-116,40
5	--	--

Tabela 4.4c - Alguns modos de oscilação da membrana de nióbio colada em substrato com furo de diâmetro de 9 mm.

Modo	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)
1	4,0625	-57,48
2	7,8750	-73,54
3	8,3125	-81,89
4	12,8750	-106,50
5	15,6250	-100,60

Tabela 4.4d - Alguns modos de oscilação da membrana de nióbio colada em substrato com furo de diâmetro de 10 mm.

Modo	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)
1	3,31250	-50,23
2	6,15625	-65,70
3	6,59375	-79,25
4	10,00000	-80,66
5	11,68750	-107,00

Tabela 4.4e - Alguns modos de oscilação da membrana de nióbio colada em substrato com furo de diâmetro de 11 mm.

Modo	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)
1	2,53125	-58,18
2	4,71875	-89,71
3	5,06250	-80,46
4	7,68750	-84,81
5	9,03125	-102,90

Tabela 4.4f - Alguns modos de oscilação da membrana de nióbio colada em substrato com furo de diâmetro de 12 mm.

Modo	Frequência (kHz)	Amplitude (dBV)
1	2,00000	-57,69
2	3,78125	-71,02
3	4,28125	-59,22
4	6,34375	-66,18
5	7,53125	-59,10

Como pode ser observado na Fig 4.28, os modos fundamentais de oscilação da membrana foram analisados no programa *Origin* através de um *Fit Linear*, retornando a seguinte equação

$$y = 14,27(\pm 1,12) - 1,06(\pm 0,12)x, \quad (4.5)$$

onde y é a frequência do modo fundamental e x é o diâmetro da área efetiva de oscilação da membrana. Segundo a Eq. (4.5), a membrana com espessura de 50 μm terá seu modo fundamental em 3,1 kHz quando seu diâmetro possuir 10,54 mm. Como mostra a Fig. 4.27 (assim como a Fig. 4.25), a membrana de nióbio foi colada sobre toda a plataforma horizontal do substrato, aumentando a área de colagem. Nas membranas de silício, um parapeito muito estreito foi construído, dificultando a precisão da colagem. O furo central permite uma área livre para a membrana oscilar. Com o auxílio da Eq. (4.5), pode-se calcular o diâmetro que este furo deve necessariamente possuir, para atingir a frequência requerida para o modo fundamental. Dessa forma, sabendo que o modo monopolar da antena esférica possui frequência de 6,5 kHz, o diâmetro do furo central deve ser de 7,3 mm para o projeto dos transdutores monopolares.

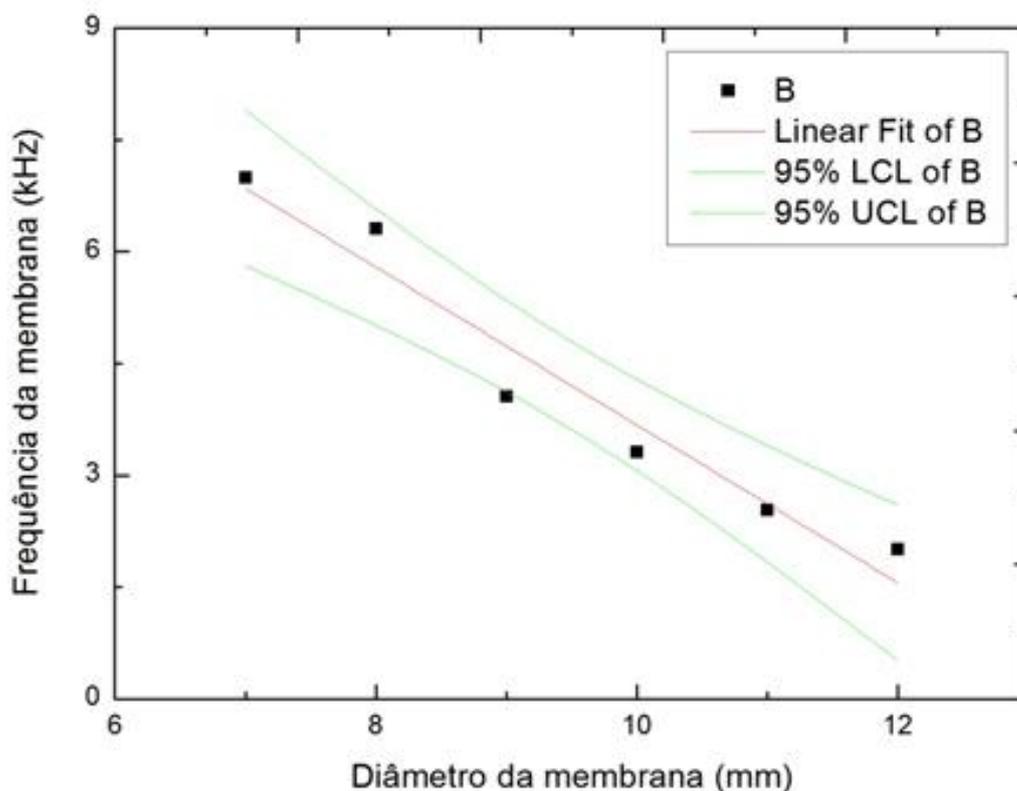


Figura 4.28 - Gráfico mostrando a frequência (kHz) decrescendo com o aumento do diâmetro (mm) da área efetiva de oscilação da membrana.

Com o objetivo de encontrar um procedimento prático e imediato para a obtenção de membranas ressonantes, vários ensaios foram realizados. Dois tipos de membranas foram consideradas: as membranas de silício e nióbio. Os ensaios realizados com eletrodeposição mostraram que as amostras de silício são corroídas pelo ambiente reativo durante o processo de eletrodeposição, de forma que o nióbio não é depositado sobre a sua superfície. Embora o processo de deposição por fusão permita a produção da interface silício/nióbio, ele ainda carece de um mecanismo preciso de controle de espessura. O processo de corrosão de silício em KOH pode permitir o controle regular das espessuras das membranas de silício. Entretanto, as membranas de silício com espessura da ordem de $50 \mu m$ são bastante sensíveis, podendo ser quebradas facilmente com um manuseio rudimentar. As dificuldades apresentadas no controle de espessura, no manuseio e nas medidas de frequência das membranas de silício exigiram a busca por soluções alternativas.

Ao invés de continuar perseguindo a confecção de uma membrana com interface silício/nióbio, optou-se por tentar construir uma membrana

integralmente de nióbio. Após vários ensaios realizados para sua confecção, a solução encontrada foi adotar lâminas comerciais de nióbio. Essas lâminas de nióbio apresentaram excelente elasticidade, mantiveram sua superfície satisfatoriamente plana quando coladas sobre o transdutor e permitiram medidas de frequência sem ambiguidade. Os ensaios de vibração mostraram a facilidade, em relação às membranas de silício, de obter resultados consistentes com este tipo de membrana. Uma solução estável, imediata e prática foi finalmente encontrada.

CAPÍTULO 5

O TRANSDUTOR PARAMÉTRICO: SIMULAÇÕES E MEDIDAS DE RESSONÂNCIA ELÉTRICA

5 O TRANSDUTOR PARAMÉTRICO: SIMULAÇÕES E MEDIDAS DE RESSONÂNCIA ELÉTRICA

Este capítulo apresenta os estudos realizados para a otimização de alguns parâmetros da cavidade klystron bem como o seu acoplamento com o circuito eletrônico externo. A conexão entre a cavidade e o circuito externo é tradicionalmente realizada por meio de antenas micro-fitas. Um outro modelo de acoplamento foi desenvolvido aqui. Trata-se do acoplamento direto com a sonda, sem o uso de antenas micro-fitas. Em virtude do uso de cavidades com alta sensibilidade df/dx (taxa de variação da frequência com o gap da cavidade), enfatiza-se a necessidade da transição do modelo com antenas para o modelo de acoplamento com sonda. Descreve-se, também, os ensaios experimentais à baixa temperatura que validam consistentemente esse novo modelo de acoplamento.

5.1 ACOPLAMENTO COM ANTENAS MICRO-FITAS: PRIMEIRO MODELO DE ACOPLAMENTO

Quando o detector Mario Schenberg estiver em operação com sua sensibilidade projetada, estará apto a detectar amplitudes de ondas gravitacionais de $\sim 10^{-20} m$ com frequência de $\sim 3,2 kHz$. Para isso, sua principal contribuição está no desenvolvimento de uma nova classe de transdutores paramétricos, o qual possui uma cavidade reentrante do tipo klystron. Dessa forma, a cavidade klystron e o seu acoplamento com o circuito externo devem ser aprimorados para permitir a conversão eficiente da energia mecânica, produzida pelas ondas gravitacionais, em energia elétrica. A conexão entre a cavidade e o sistema eletrônico pode ser feita por meio de antenas micro-fitas. Este foi o primeiro modelo de acoplamento estudado.

O software CST MICROWAVE STUDIO 2010 foi usado para simular o acoplamento destas antenas com a cavidade. Nossa busca foi sempre motivada para a obtenção do melhor resultado de acoplamento, de forma a evitar perdas desnecessárias nas linhas de transmissão. Inicialmente, projetou-se uma cavidade klystron com frequência de ressonância de $\sim 10 GHz$ e com

um fator- Q elétrico e df/dx superiores àqueles das versões anteriores. Em seguida, dois pares de antenas micro-fitas ressonantes em $\sim 10\text{ GHz}$ foram, também, projetadas e o seu acoplamento com a cavidade foi estudado nas simulações.

Os resultados experimentais de acoplamento, obtidos por Furtado (2009), sugeriam duas maneiras, ao menos, de acoplar o sistema de antenas com a cavidade. A maneira mais natural seria fazer o acoplamento por meio de “pinos”. Uma das extremidades desses pinos seria fixada numa antena micro-fita enquanto a outra extremidade estaria no interior da cavidade, imersa diretamente nos campos eletromagnéticos. Por razões práticas, esta iniciativa foi abandonada. Decidiu-se fazer o acoplamento diretamente com as paredes do orifício tubular onde o pino seria alojado. Uma das extremidades da parede deste tubo de acoplamento estaria em contato elétrico com a antena, enquanto a outra extremidade seria envolvida pelos campos eletromagnéticos do interior da cavidade.

Os três *solvers* Eigenmode, Domínio Frequência e Domínio Transiente foram usados de forma intensiva na investigação deste tipo de acoplamento. Alternávamos de um para o outro sempre que parecia não haver consistência nos resultados com o *solver* em uso, até o *solver* Domínio Frequência ter se mostrado mais efetivo. O *solver* Domínio Transiente, por exemplo, demanda mais tempo de cálculo e um ajuste mais sistemático nas suas configurações é, também, necessário para a obtenção dos mesmos resultados obtidos com o Domínio Frequência.

Na medida do possível, as configurações dos *solvers* foram mantidas no *default*. A opção *resonator* foi utilizada como *template*. O *background* foi alterado para *Vacuum*, ao invés de *PEC* (*perfect electric conductor*), e *Boundary Conditions* foi mudado para *open*, ao invés de *electric*. No Eigenmode, a malha é hexaédrica e tem três parâmetros principais (*lines per wavelength / lower mesh limit / mesh line ratio limit*) que auxiliam na configuração da malha. No Domínio Frequência, a malha preferencial é tetraédrica e os parâmetros são apenas dois (*step per wavelength / min. number of steps*). Dessa forma, os resultados de frequência podem ser escritos

como 10 GHz (20/10/50) ou 10 GHz (4/10) para indicar o tipo de malha utilizada. Os outros parâmetros que influenciam na confecção da malha permaneceram no *default*. Caso ocorra a necessidade de alguma modificação, tais parâmetros serão explicitamente mencionados.

5.1.1 OTIMIZAÇÃO DA CAVIDADE KLYSTRON

As cavidades klystron supercondutoras, projetadas para o detector Schenberg, são constituídas basicamente por uma cavidade cilíndrica e um poste cônico central. O topo deste poste forma um *gap spacing* com o topo da cavidade, determinando praticamente a sua frequência de ressonância. O fator- Q elétrico e sua sensibilidade df/dx são os dois parâmetros principais para a otimização da cavidade. O último parâmetro é caracterizado pela variação da frequência ressonante (f) com o comprimento do *gap* (x). Os projetos anteriores apresentaram um alto fator- Q elétrico de $\sim 260\,000$ e uma sensibilidade df/dx de $\sim 80\text{ MHz}/\mu\text{m}$. Para a nova geração de cavidade, aumentou-se o seu volume em duas vezes e diminuiu-se o seu comprimento de *gap* em dez vezes. Utilizando e comparando os resultados de alguns *solvers* do CST 2010, observou-se que estas modificações na geometria aumentaram também, em duas e dez vezes, o Q elétrico e o df/dx , respectivamente.

O Domínio Frequência e o Eigenmode foram confrontados para a comparação de seus resultados. Utilizamos ambos os dispositivos de otimização e varredura de parâmetro (*par. sweep*) para a obtenção da geometria otimizada da cavidade. Enquanto o *gap* era mantido na ordem de alguns microns, os outros parâmetros eram variados, tais como: o raio $R2$ e a altura λ da cavidade; o raio da base $R1$ e o raio do topo $R2$ do poste cônico. Estes rótulos para as dimensões são os mesmos especificados na Fig. 3.9. Após um número significativo de simulações e testes, os valores $R2 = 6,0\text{ mm}$, $\lambda = 3\text{ mm}$, $R1 = 1,5\text{ mm}$ e $R0 = 0,1\text{ mm}$ foram satisfatoriamente encontrados. Para essas dimensões, a frequência de 9,67 GHz ocorreu quando o *gap* era de 0,003 mm.

A Fig. 5.1 mostra os resultados do AKS Eigenmode solver para o campo elétrico quando o *gap* era de $3\ \mu\text{m}$. Pode ser observado o modo típico (modo klystron) na frequência ao redor de 10 GHz. Nas simulações, esta configuração

de campo é apresentada como o Modo 1. Por efeito de capacitância, o campo elétrico é muito mais intenso na região do *gap*, ou seja, entre o topo do poste e o topo da cavidade. Este campo chega a ter uma amplitude da ordem de 10^{12} V/m na frequência de $9,67 \text{ GHz}$.

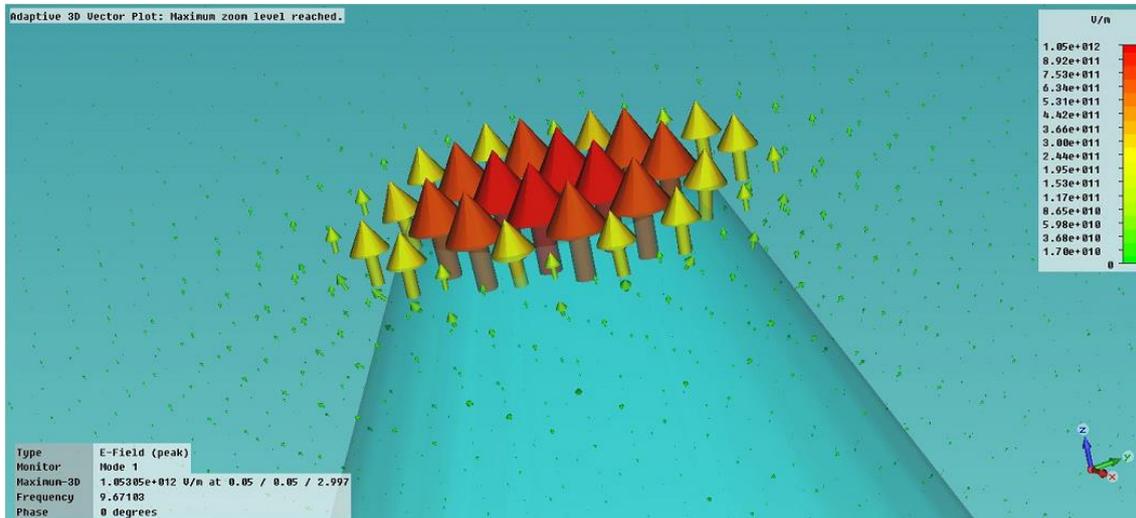


Figura 5.1 - Acima do topo do poste cônico é apresentada a região mais intensa do campo elétrico quando o *gap* era de $3 \mu\text{m}$. O valor máximo atinge um valor da ordem de 10^{12} V/m na frequência de $9,67103 \text{ GHz}$.

Na Fig. 5.2, os resultados de campo magnético são apresentados. A configuração deste campo possui uma simetria cilíndrica ao redor do poste central, com amplitude máxima da ordem de 10^7 A/m no topo do poste. Essa amplitude máxima do campo magnético naturalmente coexiste com uma amplitude mínima do campo elétrico no topo do poste devido à alternância dos campos eletromagnéticos. A Fig. 5.3 exhibe a corrente supercondutora na superfície da cavidade, com intensidade máxima também da ordem de 10^7 A/m . Esta amplitude é mais intensa onde os campos eletromagnéticos possuem amplitudes mais intensas, ou seja, no topo do poste. Na Fig. 5.4, o campo magnético é resultado de simulação no Domínio Frequência. Para excitar a cavidade neste *solver*, foi necessário o uso de uma porta discreta. Ela é representada por uma fonte cônica em vermelho e um fio fino em azul. Neste caso, a frequência de $9,82 \text{ GHz}$ ocorreu quando o *gap* era de $2 \mu\text{m}$.

Um resultado sugestivo é a diferença na amplitude do campo magnético ao comparar os resultados obtidos com o Eigenmode e o Domínio Frequência. As amplitudes calculadas no Domínio Frequência tem seu valor da ordem de 10^3 A/m . As amplitudes do campo elétrico e da corrente supercondutora não

são mostradas aqui, mas são da ordem de $10^6 V/m$ e $10^3 A/m$, respectivamente. As amplitudes calculadas no Eigenmode são praticamente o quadrado das amplitudes calculadas no Domínio Frequência. Isso pode sugerir que o Eigenmode pode estar levando em conta o fenômeno de ressonância da cavidade e calculando corretamente estas amplitudes, enquanto o Domínio Frequência pode não levar em conta o fenômeno de ressonância.

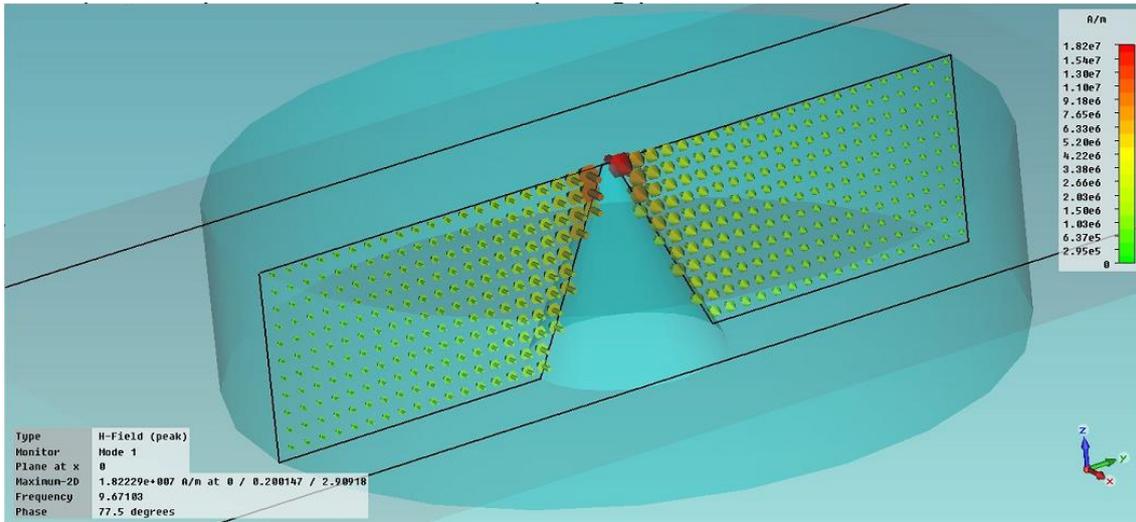


Figura 5.2 - Campo magnético no interior da cavidade reentrante na fase de $77,5^\circ$ e frequência de $9,67103 \text{ GHz}$. A amplitude máxima também ocorre no topo do poste e é da ordem de 10^7 A/m .

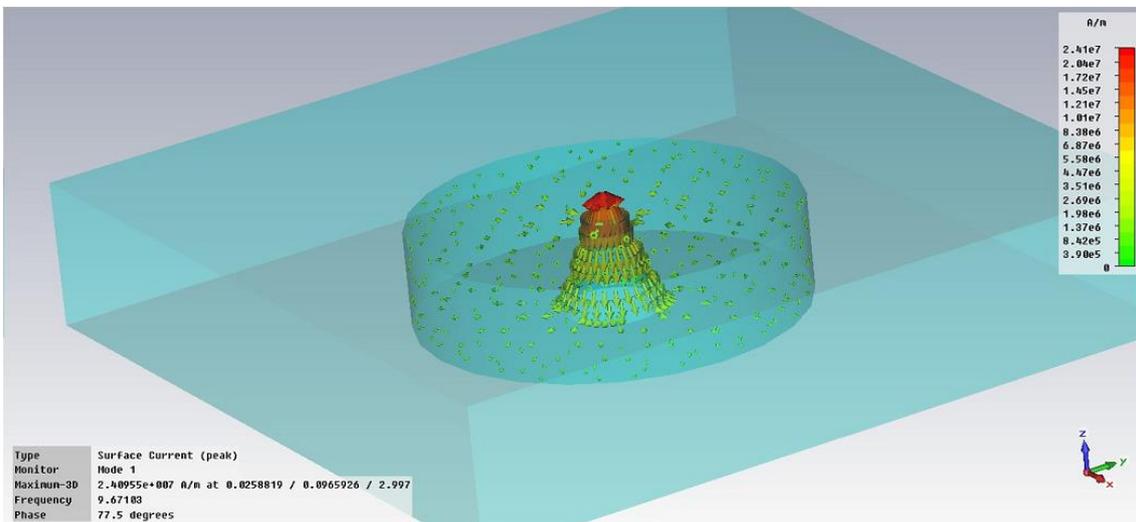


Figura 5.3 - Corrente supercondutora na superfície da cavidade. No topo do poste, a amplitude atinge um valor máximo da ordem de 10^7 A/m .

A obtenção correta do modo klystron é crítica quando o *gap* é da ordem de apenas alguns *mícrons*. No Eigenmode, as frequências de $6,98 \text{ GHz}$ (200/200/200), $8,69 \text{ GHz}$ (120/120/100), $9,67 \text{ GHz}$ (120/120/120) e $10,31$ (120/120/100) GHz foram obtidas para os gaps de $1 \mu\text{m}$, $2 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$ e $4 \mu\text{m}$,

respectivamente. Estes resultados fornecem um df/dx de $\sim 810 \text{ MHz}/\mu\text{m}$ na frequência de $9,67 \text{ GHz}$. Se a configuração da malha é inadequada, um resultado atípico de frequência com o valor de $\sim 26 \text{ GHz}$ é sempre encontrado no primeiro modo para todos estes valores de gap . A malha indicada produziu os resultados acima e deslocou essa frequência atípica para o segundo modo, Isso permitiu o aparecimento do modo klystron no primeiro modo. Frequências da ordem de 150 GHz foram também encontradas no primeiro modo quando a malha era muito mais fina.

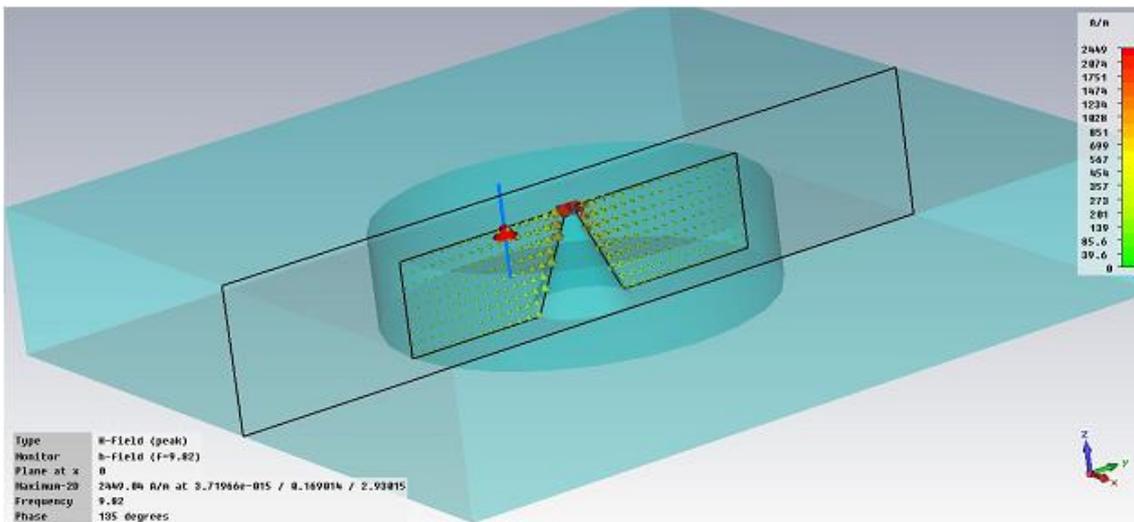


Figura 5.4 – Simulação no Domínio Frequência mostrando o campo magnético no plano bidimensional que corta a cavidade na região central. A porta discreta está dentro da cavidade, representada por uma fonte cônica em vermelho e um fio fino em azul. A amplitude máxima do campo magnético é da ordem de 10^3 A/m .

Um refinamento somente no gap pode ser feito com o auxílio de uma malha local. Isto é realizado ao introduzir uma “bolacha” de vácuo no gap e fazer o refinamento de malha nesse componente. Frequências de centenas de gigahertz também são encontradas, se essa malha local é muito mais fina que a malha global. O campo na região do pequeno gap pode ser mal resolvido dependendo da configuração da malha. Essa sensibilidade na discretização da malha atua como um elemento dificultador nas simulações, até que se saiba a medida correta para uma obtenção coerente de frequências.

No Domínio Frequência, as frequências de $8,16 \text{ GHz}$ (40/80), $9,86 \text{ GHz}$ (40/80) e $10,72$ (40/80) GHz foram encontradas para os gaps de $1 \mu\text{m}$, $2 \mu\text{m}$ e $3 \mu\text{m}$, respectivamente. Neste caso, com uma malha moderada já é possível conseguir o modo klystron. A frequência ressonante da cavidade foi

determinada a partir do parâmetro $S_{1,1}$ relacionado à porta discreta. A Fig. 5.5 mostra como o parâmetro $S_{1,1}$ varia com a variação do gap.

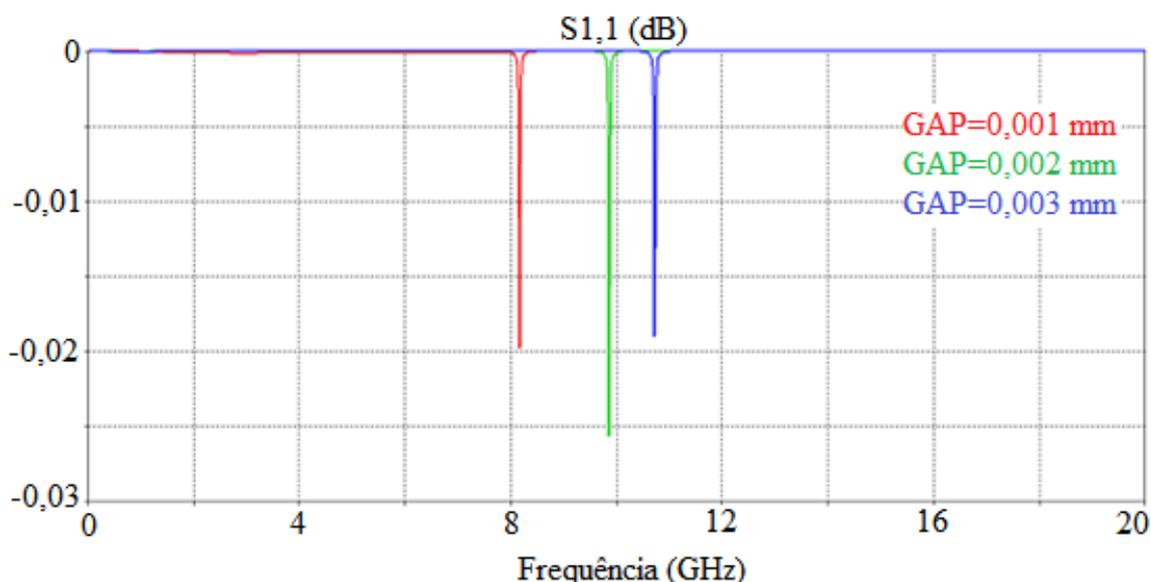


Figura 5.5 - Simulação no Domínio Frequência mostrando a figura do parâmetro $S_{1,1}$ para os gaps de $1 \mu m$, $2 \mu m$ e $3 \mu m$,

Na Tabela 5.1, os Q 's elétricos para diversos *gaps* e frequências foram obtidos com simulações no Eigenmode e Domínio Frequência. A condutividade utilizada para o nióbio foi de $1,66 \times 10^{12} S/m$ (Siemens/metro), baseada em medidas experimentais (FURTADO, 2009). Na tabela, fica evidente a discrepância de resultados entre os dois *solvers*. A diferença na frequência foi de aproximadamente $1 GHz$ para cada valor de *gap*. No Eigenmode, o Q elétrico de 506 880 ocorreu na frequência de $9,67 GHz$. No Domínio Frequência, o Q elétrico de 363 720 ocorreu na frequência de $9,86 GHz$. Embora a atuação física da porta discreta seja desconhecida, as discrepâncias se devem bem possivelmente ao mecanismo de cálculo utilizado pelos *solvers*. Essas discrepâncias de mais de 100 000 no Q elétrico devem estar associadas ao cálculo incorreto das altas amplitudes de campo ressonante quando as simulações são feitas no Domínio Frequência.

Os valores de Q elétrico e df/dx obtidos no Eigenmode são mais representativos e fidedignos. Pois, neste solver não há a necessidade de introduzir nenhum elemento no interior da cavidade para executar a simulação. Além disso, quando comparado ao Domínio Frequência, a amplitude de campo calculada neste solver parece ser alta o suficiente para sugerir que o fenômeno

da ressonância esteja sendo levado em consideração. Então, a partir dos resultados do Eigenmode, um *gap* de $\sim 3 \mu m$ deve fornecer um valor de frequência de $\sim 10 GHz$. O Q elétrico e o df/dx devem ser de aproximadamente 500 000 e $800 MHz/\mu m$, respectivamente. De qualquer forma, a frequência de ressonância da cavidade é ajustada ao ajustar experimentalmente o *gap*, que é o parâmetro mais sensível controlando a frequência do modo klystron.

Tabela 5.1 - Resultado comparativo da variação do fator- Q elétrico com o comprimento do *gap* para os solvers Eigenmode e Domínio Frequência.

Eigenmode			Domínio Frequência		
Gap (μm)	Frequência (GHz)	Q elétrico	Gap (μm)	Frequência (GHz)	Q elétrico
1	6,98	374 550	1	8,16	294 180
2	8,69	447 580	2	9,86	363 720
3	9,67	506 880	3	10,72	405 770
4	10,31	549 260	4	---	---

5.1.2 SISTEMA DE ANTENAS MICRO-FITAS

A cavidade reentrante faz sua conexão com o circuito externo através de uma sonda elétrica (cabo coaxial). Essa é a motivação para estudar a posição da sonda em função de seu acoplamento com a cavidade. O objetivo desse estudo é obter o acoplamento crítico ($\beta = 1$) para minimizar as perdas nas linhas de transmissão. Contudo, a sonda está em permanente contato mecânico com a estrutura da cavidade e uma ruptura com o circuito externo deve ser feita para evitar a transmissão de ruído sísmico à antena. Em alguns detectores de massa ressonante, essa ruptura mecânica foi conseguida adotando um sistema de antenas micro-fitas na mesma frequência de ressonância da cavidade. No detector Schenberg, as primeiras gerações de transdutores possuía apenas um par de antenas micro-fitas. Uma das antenas se conectava à sonda, sendo parte da estrutura externa da cavidade. A outra antena era conectada ao circuito externo. Nesse ponto de ruptura mecânica, o sinal da portadora (emitido) e o sinal modulado (recebido) eram transmitidos pelas antenas. Para identificar os sinais emitido e recebido, foi necessário a

introdução de alguns componentes eletrônicos na linha de transmissão como isoladores, circuladores e híbridas.

A fim de eliminar a importância destes componentes, adotou-se uma configuração com duas linha de transmissão, introduzindo um par de antenas em cada extremidade dessas linhas (Fig. 2.12). Esse arranjo com dois pares de antenas micro-fitas faz com que as antenas fiquem muito próximas uma das outras, conferindo a esta montagem uma característica capacitiva. É razoável questionar se esta configuração apresenta propriedades de antena. Para evitar este tipo de discussão, denominaremos esta configuração de 'sistema de *patches*',¹² ao invés de um sistema de antenas micro-fitas.

Antes de estudar o acoplamento entre a cavidade e o sistema constituído pelos dois pares de *patches*, o estudo foi realizado por partes. Inicialmente, foram feitos estudos com apenas um *patch* para determinar a posição de melhor acoplamento do cabo coaxial que alimenta o *patch*. Então, foram estudados dois *patches* e, em seguida, um sistema de quatro *patches* para analisar a emissão e recepção de sinal entre eles. Finalmente, a cavidade foi incorporada ao sistema de quatro *patches* e diversas simulações foram realizadas a fim de obter o melhor projeto de acoplamento ($\beta = 1$) entre os componentes envolvidas.

5.1.2.1 SISTEMA CONSTITUÍDO POR UM PATCH

A Figura 5.6 mostra um *patch* sobre um substrato e conectado a um cabo coaxial. O substrato tem a forma quadrada com os lados iguais a 24 mm de comprimento, sendo constituído por um plano terra e um dielétrico de alumina,. A espessura e a constante dielétrica da alumina são, respectivamente, 0,635 mm e 9,9. As dimensões do *patch* foram estimadas no site www.emtalk.com, onde foram inseridos estes dois últimos parâmetros e a frequência de ressonância de 10 GHz. O simulador do site forneceu imediatamente as dimensões de 4,62 mm x 6,42 mm para os lados do *patch*. O cabo coaxial possui um dielétrico de teflon com dimensões de raio interno e

¹² *Patches* são as placas condutivas que compõem as antenas micro-fitas.

externo de $0,145\text{ mm}$ e $0,415\text{ mm}$, respectivamente, e permissividade de 2,1. Estas dimensões de cabo foram precisamente ajustadas nas simulações para obter-se a impedância de 50 Ohm . Estas dimensões são também apresentadas no Apêndice B.

Nas simulações, o coaxial alimentava o *patch* por meio de uma porta *waveguide* (porta 2) também de 50 Ohm . É desejável que a posição onde o condutor interno do coaxial conecta com o *patch* também seja de 50 Ohm . Com isso, garante-se que o sinal enviado pela porta *waveguide* seja transmitido à antena com baixa reflexão. Uma varredura de parâmetro (*par. sweep*) foi realizada para a posição do cabo, a qual podia variar na linha perpendicular ao lado maior do *patch*, a fim de determinar a posição de melhor acoplamento. Em relação ao lado menor do *patch*, o cabo permaneceu posicionado simetricamente na distância média.

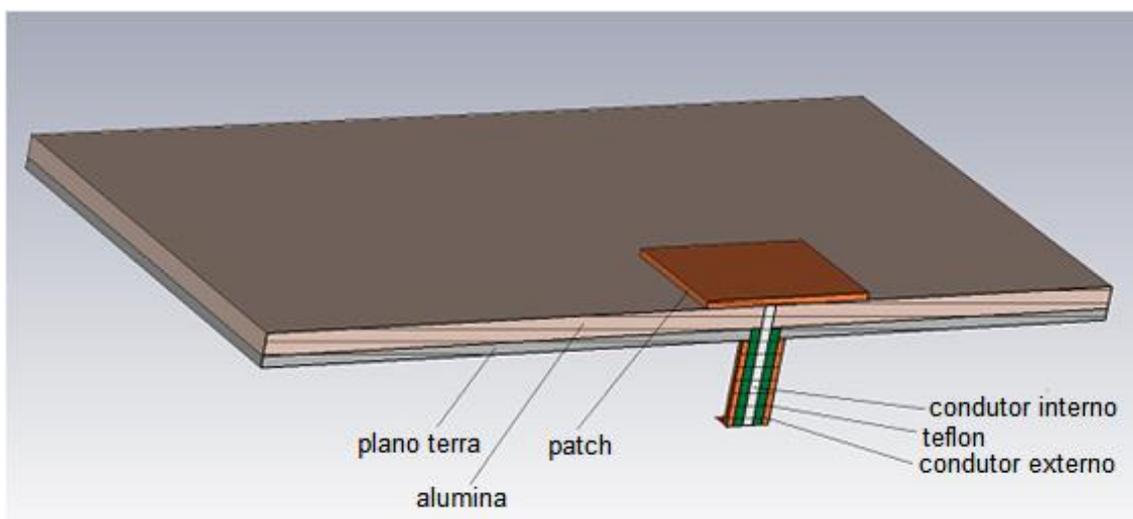


Figura 5.6 - Sistema constituído por substrato de alumina, cabo coaxial e *patch*. Um *par. sweep* ou varredura de parâmetro mostrou que a posição de melhor acoplamento ocorre em $\sim 0,6\text{ mm}$ distante do lado maior do *patch*.

A Figura 5.7 mostra os resultados do parâmetro $S_{2,2}$, que mede o sinal refletido. São mostradas apenas três distâncias do condutor em relação ao lado maior do *patch*, embora muitos outros valores foram calculados nesta varredura. Na distância de $0,5\text{ mm}$, o parâmetro $S_{2,2}$ apresentou o valor de -13 dB ; na distância de $0,633\text{ mm}$, o $S_{2,2}$ apresentou o valor de -52 dB ; e, na distância de $0,667\text{ mm}$, $S_{2,2}$ era de -25 dB . Portanto, a distância de $0,633\text{ mm}$ apresentou o menor valor para o parâmetro $S_{2,2}$ na frequência de $9,54\text{ GHz}$. Os valores de interesse do parâmetro $S_{2,2}$ estão na frequência de $9,54\text{ GHz}$,

que é a frequência de ressonância do *patch*. Esta frequência não corresponde precisamente à frequência de 10 GHz fornecida ao simulador do site para a obtenção das dimensões do *patch*.

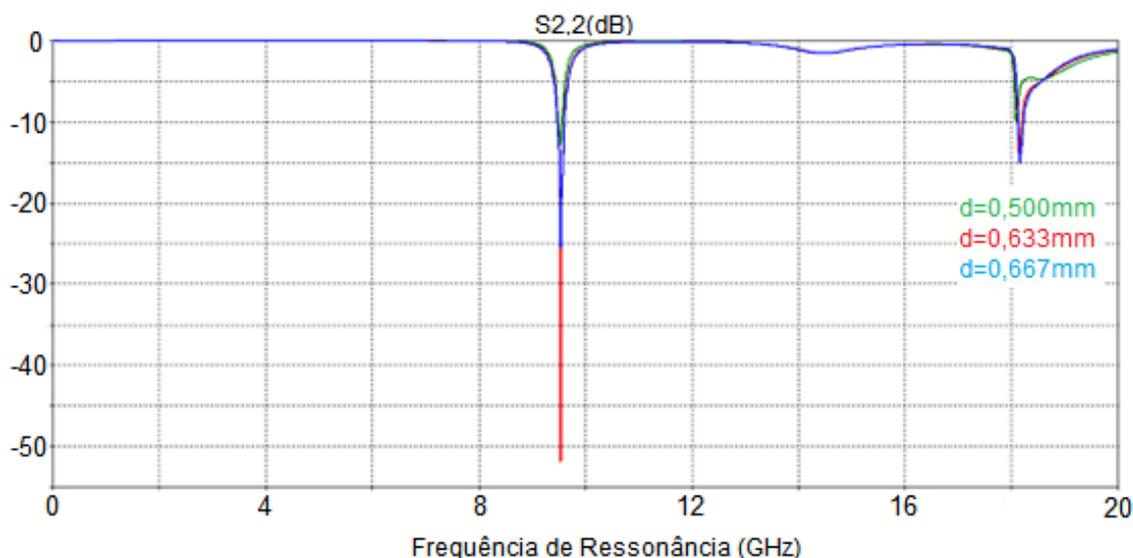


Figura 5.7 - Figura do parâmetro $S_{2,2}$ (em dB) em função da frequência f (em GHz) para o sistema constituído por um *patch*. Na frequência de $9,54 GHz$, pode ser vista a variação na profundidade da depressão (valor de $S_{2,2}$) em função da variação da posição do coaxial (valor do parâmetro d). Em $d = 0,633 mm$, o parâmetro $S_{2,2}$ atingiu $-52 dB$, correspondendo a posição de menor reflexão ou melhor acoplamento.

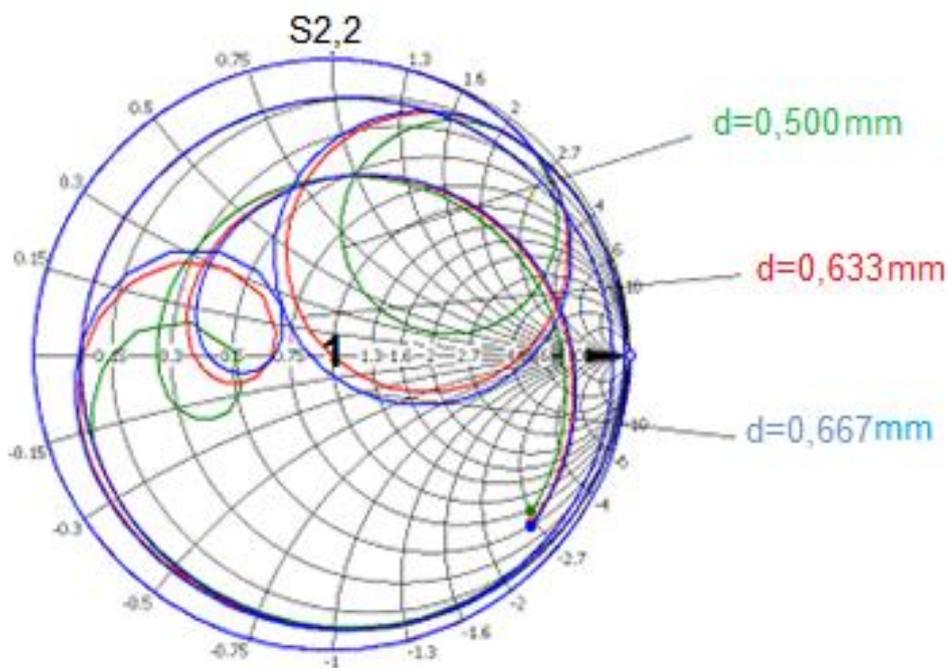


Figura 5.8 – A carta de Smith confirma a posição de melhor acoplamento. O círculo ou gráfico vermelho, que corresponde ao valor de $-52 dB$ para o parâmetro $S_{2,2}$ na posição $d = 0,633 mm$, passa pelo marco 1 na carta.

A Figura 5.8 mostra a carta de *Smith* para o parâmetro $S_{2,2}$. Ela mostra os gráficos para as impedâncias relativas do sistema. É possível notar claramente que os gráficos possuem um comportamento condizente com o comportamento dos valores do parâmetro $S_{2,2}$ na frequência de $9,54\text{ GHz}$. Pode ser visto que o círculo correspondente ao valor de -52 dB ($d = 0,633\text{ mm}$) passa muito próximo do marco 1 na carta de *Smith*, indicando bom ‘casamento’ de impedâncias. De fato, esta figura é uma outra forma de confirmar que o melhor resultado de acoplamento do cabo coaxial com o *patch* ocorre na posição mencionada.

Uma vez que a configuração de melhor acoplamento entre o coaxial e o *patch* foi determinada, o estudo de dois *patches* será realizado na próxima seção. Será investigado como o parâmetro $S_{2,2}$ fica alterado relativamente à introdução desse segundo *patch*.

5.1.2.2 SISTEMA CONSTITUÍDO POR DOIS PATCHES

A introdução de um segundo *patch* no mesmo substrato faz parte da configuração do projeto, pois pretende-se enviar o sinal à cavidade através de um dos *patches*. Este sinal é modulado na cavidade e, então, recebido pelo outro *patch*. Uma estrutura simétrica com dois *patches* e dois coaxiais foi desenhada conforme mostra a Fig. 5.9. É possível observar a malha tetraédrica usada nas simulações, que é o tipo de malha preferencial do Domínio Frequência. O refinamento de malha, obtido com o recurso de malha adaptativa, pode ser observado claramente ao redor dos *patches*. O cabo coaxial também é refinado na região do dielétrico (teflon), gradativamente, a cada ciclo de refinamento da malha adaptativa.

A posição do coaxial em relação ao *patch* foi mantida, conforme o estudo da seção anterior, para que o máximo de transmissão pudesse ser obtida. O valor do parâmetro $Dist$ foi variado para muitos valores, embora somente os valores de 0 mm , 5 mm e 10 mm são mostrados. É observado que, embora ainda haja uma excelente transmissão na frequência de $\sim 9,54\text{ GHz}$, o módulo do valor máximo do parâmetro $S_{2,2}$ diminuiu em $\sim 20\text{ dB}$ (Fig. 5.10).

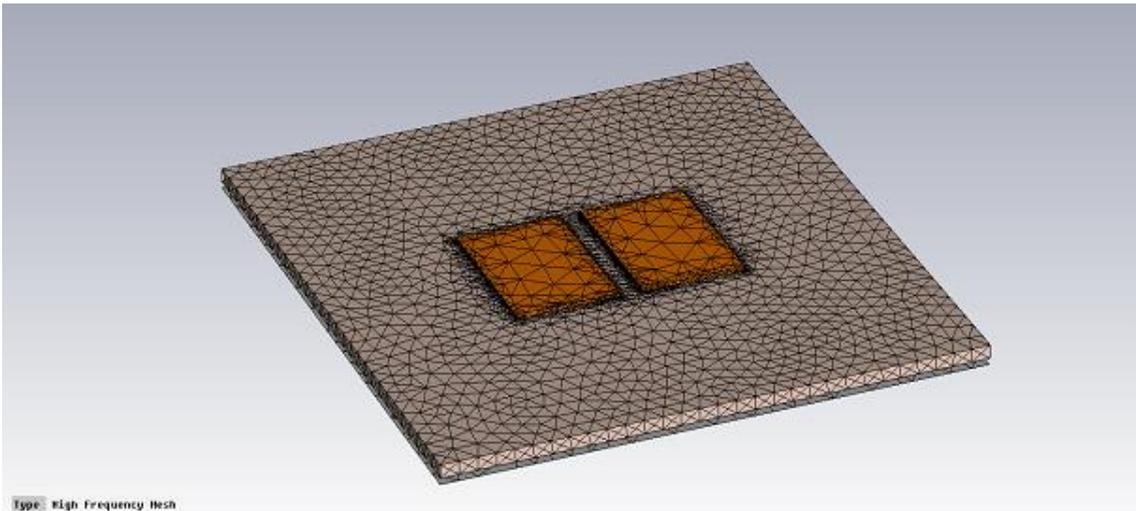


Figura 5.9 - Sistema constituído por dois *patches*. Um parâmetro de separação entre os *patches* foi configurado, denominado *Dist*. Para *Dist* = 0, a distância real entre os *patches* era de 1,046 mm. A configuração de malha utilizada foi a mesma para o sistema de um *patch*, ou seja, o *default* com malha adaptativa.

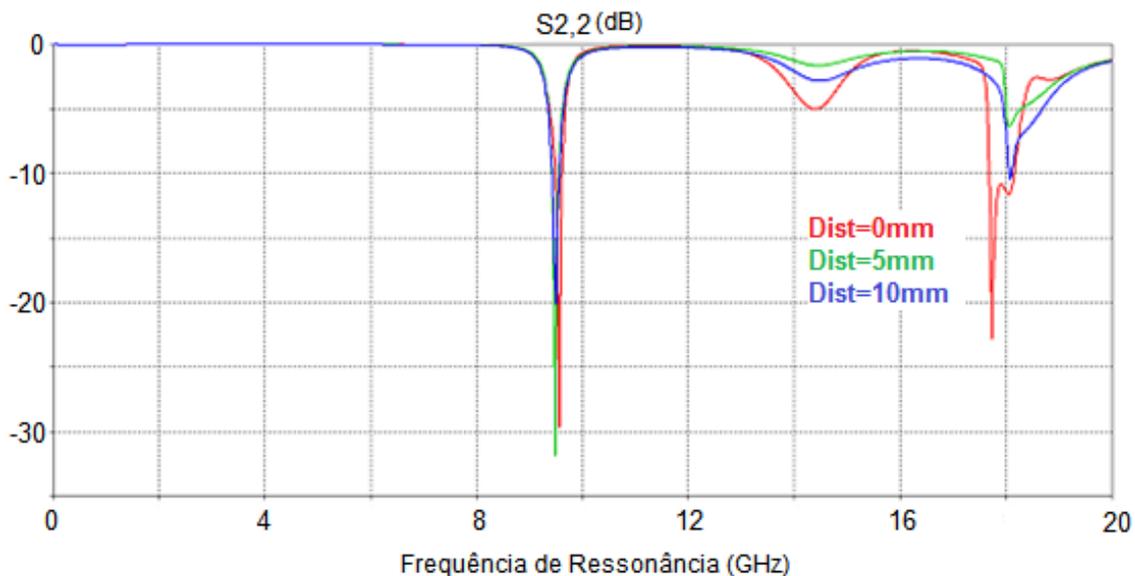


Figura 5.10 - Figura do parâmetro $S_{2,2}$ (em *dB*) em função da frequência f (em *GHz*) para três distâncias de separação dos *patches*: *Dist* = 0 mm, 0,5 mm e 10 mm. A melhor configuração ocorreu para *Dist* = 0 mm, de forma que o parâmetro de reflexão $S_{2,2}$ atingiu o valor de -30 *dB*.

A Fig. 5.11 mostra a transmissão do sinal de um coaxial (porta 2) ao outro (porta 3) em função da variação da distância (*Dist*) entre os *patches*. Para *Dist* = 0 mm, o parâmetro $S_{2,2}$ e $S_{3,2}$ atingiram os valores de ~ -30 *dB* e ~ -4 *dB*, respectivamente. Ao comparar com o sistema de um *patch*, percebe-se que houve uma parcela significativa de reflexão $S_{2,2}$, quando o segundo *patch* foi introduzido. À medida que os *patches* eram afastados, a transmissão do sinal da porta 2 para a porta 3 foi sendo dificultada. Quanto maior é o

módulo do valor de $S_{3,2}$, menor é a quantidade de sinal transmitido. Para $Dist = 10\text{ mm}$, o parâmetro $S_{3,2}$ chega a atingir um valor menor que -20 dB ao redor da frequência de interesse. A posição $Dist = 0\text{ mm}$ favoreceu uma transmissão satisfatória, sendo o melhor resultado. A forma como será feito o acoplamento dos *patches* com a cavidade reentrante favorece também esta escolha de posição.

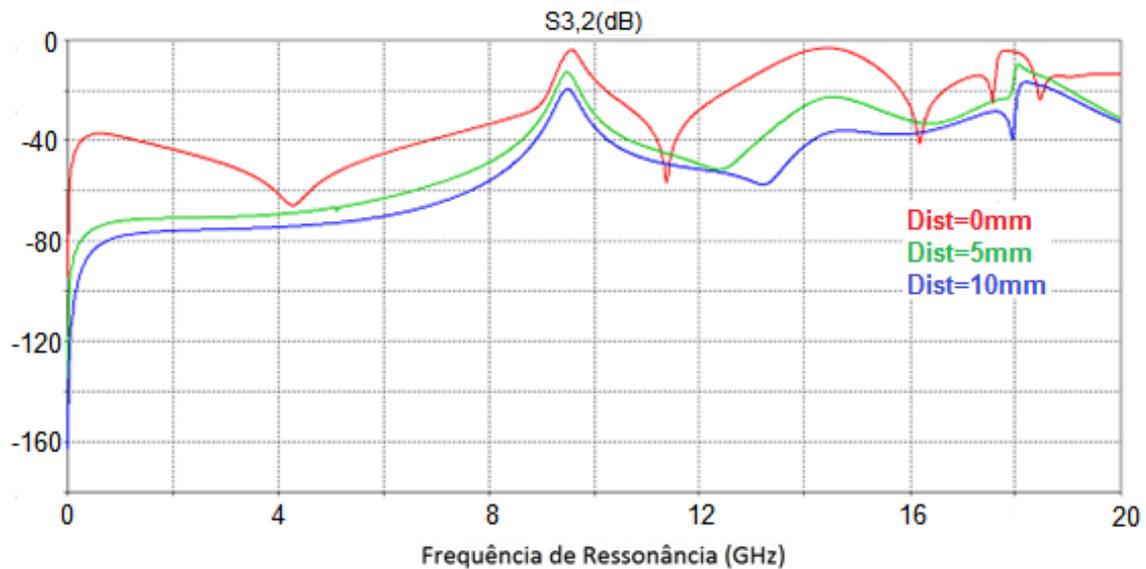


Figura 5.11 - Figura do parâmetro $S_{3,2}$ (em dB) em função da frequência f (em GHz) para três distâncias ($Dist$) entre *patches*. Para $Dist = 0\text{ mm}$, o parâmetro de transmissão $S_{3,2}$ atingiu o valor de $\sim -4\text{ dB}$.

5.1.2.3 SISTEMA CONSTITUÍDO POR QUATRO PATCHES

A Fig. 5.12 mostra o desenho em corte do sistema constituído por quatro *patches*. Para construir este modelo, mais um par de *patches* foi adicionado ao sistema de dois *patches*. A cavidade klystron foi construída sobre o substrato circular dos dois *patches* adicionados. Em seguida, o envoltório da cavidade foi retirado, restando apenas o modelo constituído pelos quatro *patches*, o poste cônico central da cavidade e os dois orifícios da cavidade (onde a sonda é introduzida). Este orifício foi denominado tubo de acoplamento, cujas razões serão vistas na próxima seção. A malha tetraédrica pode ser observada no desenho. O domínio de cálculo do solver Domínio Frequência é denominado *Draw Box* e, de fato, é uma caixa de lados iguais onde o desenho está contido. As faces desta caixa foram configuradas para ter uma distância de 5 mm da parte superior do desenho, evitando proximidade com o topo do poste. Ao

montar esta estrutura, o interesse foi observar como ficariam alteradas as figuras do parâmetro S relativamente ao sistema de dois patches, sem levar em conta a presença da cavidade.

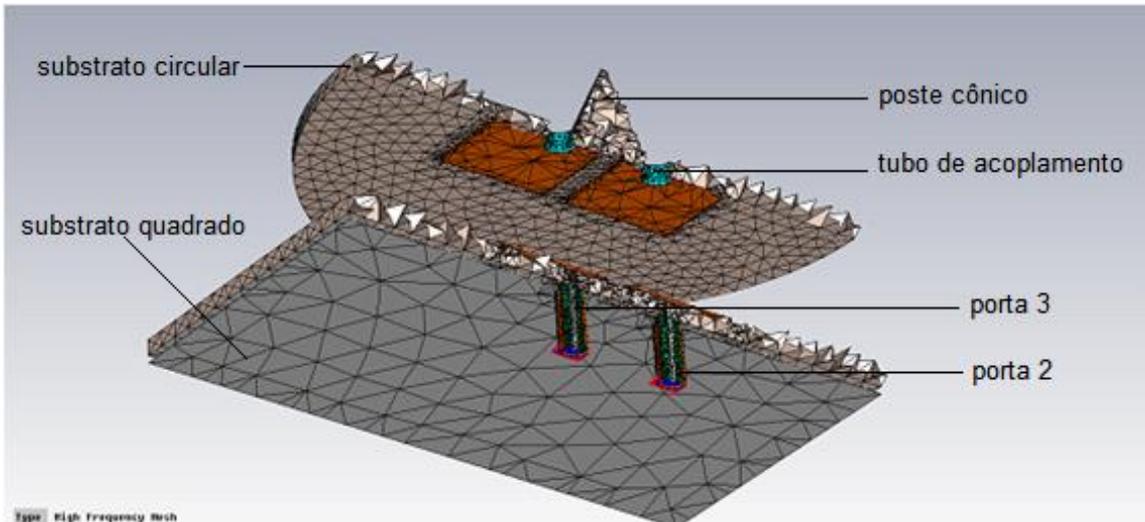


Figura 5.12 - Sistema constituído por quatro patches. O tubo de acoplamento e o poste cônico central podem ser observados nesta vista em corte. O envoltório da cavidade foi extraído para observar os efeitos oriundos somente do sistema de quatro patches.

As Figs. 5.13 e 5.14 mostram os resultados do parâmetro S para este sistema. O parâmetro $Dant$ determinava a distância entre os substratos quadrado e circular. À medida que o parâmetro $Dant$ era variado para $Dant = 2\text{ mm}$, 5 mm e 8 mm , os parâmetros de reflexão $S_{2,2}$ de $\sim -11\text{ dB}$, $\sim -14\text{ dB}$ e $\sim -21\text{ dB}$ foram respectivamente obtidos na frequência de $9,56\text{ GHz}$. Os parâmetros de transmissão $S_{3,2}$ correspondentes foram de $\sim -2\text{ dB}$, $\sim -3\text{ dB}$ e $\sim -5\text{ dB}$. Esse efeito indica que a medida que os substratos são afastados, tanto o parâmetro de transmissão quanto o parâmetro de reflexão tendem aos resultados do sistema de dois patches. Inversamente, à medida que os substratos são aproximados, há um aumento nos valores da reflexão $S_{2,2}$ e um aumento simultâneo nos valores da transmissão $S_{3,2}$. Com base neste estudo, observa-se que a transmissão da porta 2 à porta 3 é tal que o parâmetro $S_{3,2}$ não é inferior a -5 dB . Isso representa uma quantidade grande de transmissão direta, sem a intervenção da cavidade.

Se apenas uma parcela ínfima da portadora chega à porta 3, via cavidade, poderia ser difícil distinguir o sinal modulado. Uma maneira de corrigir essa deficiência seria inverter um dos pares opostos de patches, obtendo uma

configuração ortogonal em relação ao outro par. Algumas simulações foram realizadas com esta configuração e foi observado que o parâmetro de transmissão $S_{3,2}$ diminui consideravelmente, reduzindo a transmissão direta. Contudo, os parâmetros de reflexão $S_{2,2}$ e $S_{3,3}$ são nitidamente distintos nas mesmas frequências de transmissão. Dessa forma, utilizando esta configuração ortogonal, o sinal enviado da porta 2 para cavidade pode não ser recebido eficientemente pela porta 3.

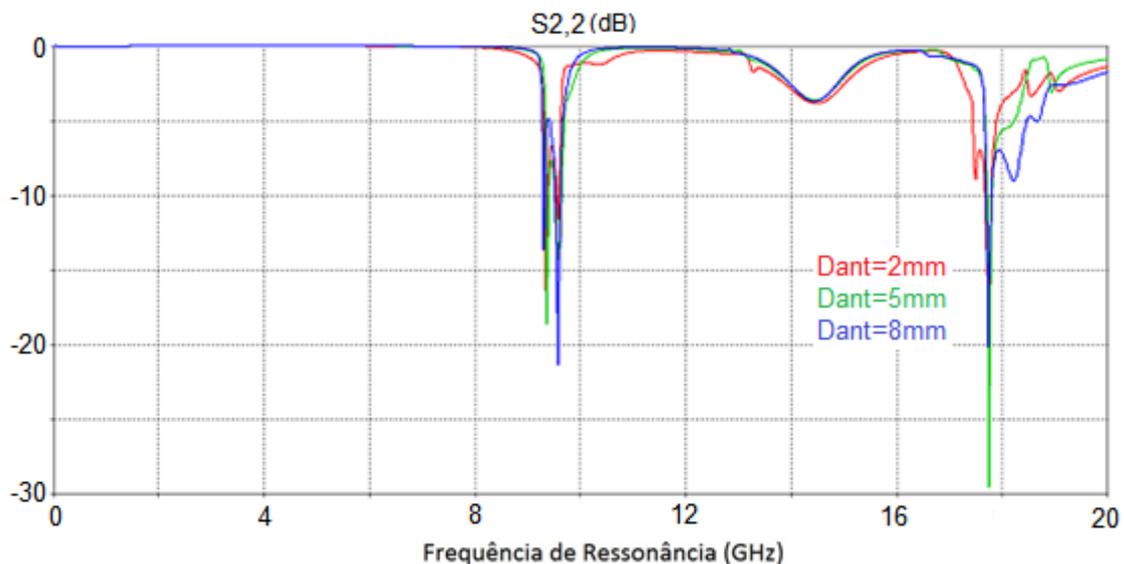


Figura 5.13 - Figura do parâmetro $S_{2,2}$ do sistema de quatro patches para três distâncias dos substratos: $D_{ant}=2\text{ mm}$, 5 mm e 8 mm , correspondendo às reflexões de -11 dB , -14 dB e -21 dB , respectivamente, na frequência de $9,56\text{ GHz}$.

Os tubos de acoplamento foram restritos a permanecerem tangentes ao poste cônico. Pois é conhecido que quanto mais próximos os tubos de acoplamento estão do poste da cavidade, melhor é o acoplamento da cavidade com o circuito externo. Por uma questão de simetria, a posição de inserção dos tubos nos patches do substrato circular são iguais às posições de inserção dos coaxiais nos patches do substrato quadrado. Essas restrições juntamente com as dimensões específicas dos patches (dimensões para antenas micro-fitas na frequência de $\sim 10\text{ GHz}$) inviabilizam, também, a configuração ortogonal de patches. Portanto, a configuração mais apropriada é a configuração paralela.

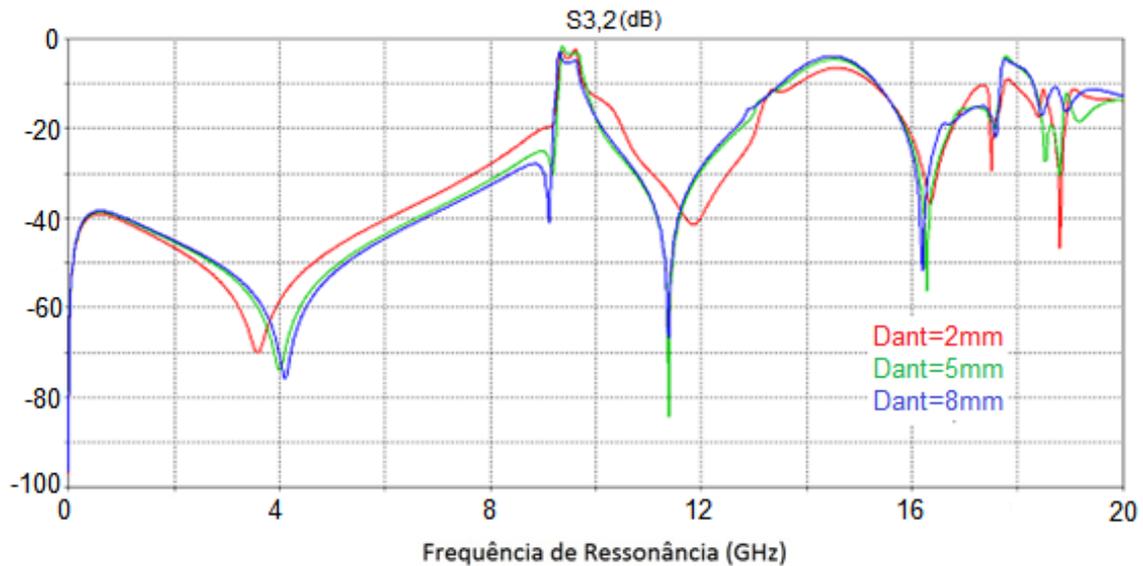


Figura 5.14 - Figura do parâmetro $S_{3,2}$ do sistema de quatro patches para três distâncias dos substratos: $D_{ant} = 2\text{ mm}$, 5 mm e 8 mm correspondendo às transmissões de -2 dB , -3 dB e -5 dB , respectivamente, na frequência de $9,56\text{ GHz}$.

Adotando a configuração paralela para o sistema de patches (Fig. 5.12), outros mecanismos de intervenção foram investigados para evitar a transmissão direta de sinal da portadora. Uma parede absorvedora, denominada *ECOSORB*, foi interposta entre os pares de patches. O parâmetro de transmissão $S_{3,2}$ foi estudado em função das dimensões dessa parede absorvedora tal como sua largura e espessura. A introdução dessa parede mostrou que a maior parte do sinal da portadora é transmitida diretamente de um coaxial ao outro coaxial através do substrato de alumina, sem atravessar o vácuo que separa os substratos ou o vácuo da cavidade.

Na próxima seção, serão mostrados os resultados obtidos ao introduzir a cavidade no sistema de quatro patches. Veremos como as figuras do parâmetro S ficam alteradas mediante a inserção deste outro componente com a mesma frequência ressonante do sistema de patches.

5.1.3 ACOPLAMENTO DA CAVIDADE KLYSTRON COM O SISTEMA DE QUATRO PATCHES

Após os estudos realizados individualmente com a cavidade e o sistema de patches, pode-se analisar o sistema integrado entre a cavidade klystron e o sistema de *patches*. A Fig. 5.15 mostra a montagem da cavidade sobre o sistema de *patches*. O interior da cavidade é recoberto com um filme de nióbio. Este metal serve como o plano terra dos patches do substrato circular. O tubo

de acoplamento também possui um filme de nióbio em contato elétrico com os patches. Para evitar o curto-circuito, um escareamento de $0,1\text{ mm}$ foi feito na base da cavidade e ao redor do tubo. Isso interrompe o contato elétrico do filme de nióbio da cavidade com os patches. A Fig. 5.18 mostra uma vista em corte do sistema integrado.

Antes de introduzir a cavidade, a frequência de ressonância da cavidade foi ajustada para que ficasse próxima da frequência de ressonância do sistema de patches. Os resultados foram obtidos no Eigenmode¹³ com o malhamento de (100/100/100). Para o *gap spacing* de $0,0035\text{ mm}$, a frequência foi de $9,58\text{ GHz}$. Mas, como pode ser visto na Tabela 5.1, a frequência de $9,67\text{ GHz}$ ocorreu para o gap de $0,0030\text{ mm}$. A relação entre a frequência e o *gap* é dada pela relação $f \propto 1/\sqrt{LC}$, onde C é a capacitância no *gap*. A frequência deve aumentar enquanto o *gap* aumenta devido à redução da capacitância. Este resultado para o gap de $0,0035\text{ mm}$ mostra que houve uma ligeira queda na frequência devido à abertura da cavidade através dos tubos de acoplamento. O Q elétrico também sofreu uma queda para o valor de 490 000. Essa queda do Q elétrico ocorreu mais pela queda da frequência que pela abertura da cavidade. Se a frequência aumenta para $9,78\text{ GHz}$ (gap de $0,0038\text{ mm}$), o Q elétrico passa a ser 502 000. Um orifício relativamente pequeno evita o escape eletromagnético, de forma que a cavidade ainda mantém sua energia com poucas perdas.

Após a cavidade ter sido introduzida no sistema de patches, uma varredura de *gap* em passos ou intervalos de 10 nm ($0,00001\text{ mm}$) foi realizada para investigar a figura do parâmetro S . Uma vez que o df/dx da cavidade era da ordem de $800\text{ MHz}/\mu\text{m}$, foi possível uma variação de aproximadamente 10 MHz ($0,01\text{ GHz}$) na frequência para cada passo de *gap*. As simulações foram realizadas no Domínio Frequência, utilizando o mesmo *set up* utilizado para a simulação do sistema constituído pelos quatro patches.

Executando passos de 10 nm , com o *gap* variando desde $0,00340\text{ mm}$ a $0,00359\text{ mm}$, um total de 20 simulações foi executada. Conforme a Fig. 5.16, quando o *gap* era de $0,00348\text{ mm}$, uma nítida distinção na figura do parâmetro

¹³ Este *solver* é mais apropriado para o estudo de cavidades e a obtenção correta de seus modos ressonantes.

S pode ser observada em relação aos demais valores de gap na frequência ao redor de $9,56\text{ GHz}$. Para este *gap*, o parâmetro $S_{2,2}$ foi de $-18,74\text{ dB}$, contrastando com o $S_{2,2}$ de $\sim -15,2\text{ dB}$ dos demais gaps. Há uma diferença sugestiva de aproximadamente $-2,0\text{ dB}$. Consequentemente, o valor do parâmetro $S_{3,2}$ foi para $-3,72\text{ dB}$, contrastando com o seu valor de $\sim -3,22\text{ dB}$ para os demais gaps, como pode ser observado na Fig. 5.17. Uma nova simulação foi novamente realizada no Eigenmode, mas utilizando somente a cavidade. Para este gap de $0,00348\text{ mm}$, observou-se que a frequência de ressonância da cavidade encontrava-se precisamente em $9,56\text{ GHz}$, que também era a frequência de ressonância do sistema de patches.

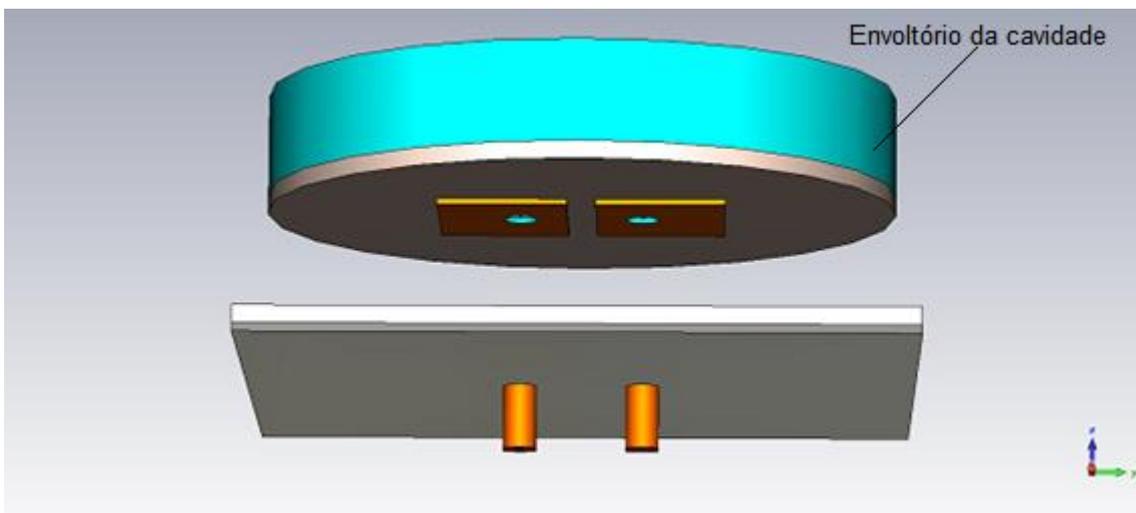


Figura 5.15 - Sistema integrado constituído pelos quatro patches e a cavidade klystron. Por razões estéticas, o envoltório da cavidade foi desenhado na forma cilíndrica para acompanhar a forma cilíndrica da cavidade.

Nas Figs. 5.16 e 5.17, verifica-se pequenas manifestações de transmissão do parâmetro $S_{3,2}$ devido a alta reflexão $S_{2,2}$. Se a cavidade não apresentasse o efeito de ressonância característico de cavidades supercondutoras, uma alta reflexão do parâmetro $S_{2,2}$ seria o resultado mais provável. Contudo, foi necessário investigar outras configurações para uma solução que representasse mais consistentemente o problema de cavidades supercondutoras.

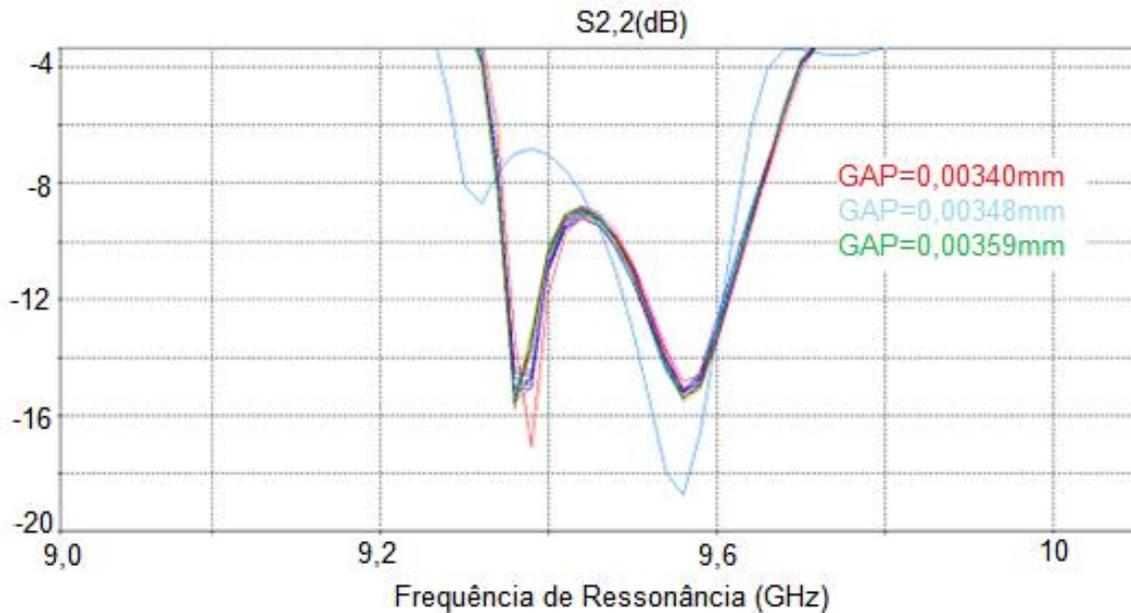


Figura 5.16 - Figura do parâmetro $S_{2,2}$ para uma varredura do *gap* de $0,00340\text{ mm}$ a $0,00359\text{ mm}$ com passos de 10 nm (10 nanômetros). Para o *gap* de $0,00348\text{ mm}$, observa-se uma variação de $\sim -2\text{ dB}$ da figura $S_{2,2}$ em relação aos demais *gaps* na frequência de $\sim 9,56\text{ GHz}$. Embora seja uma pequena diferença, é contrastante e sugestiva.

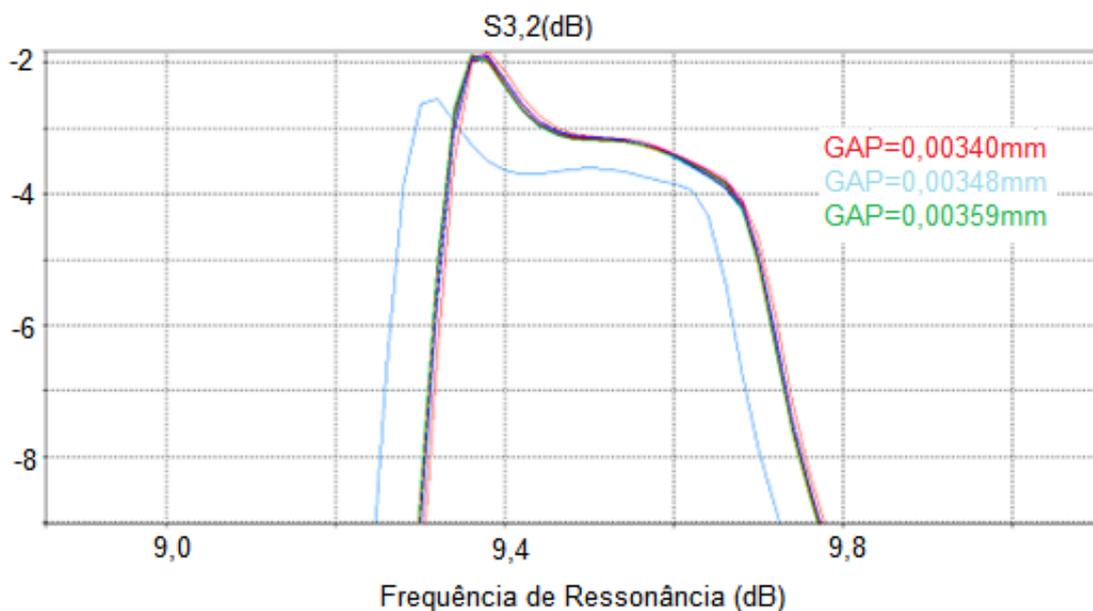


Figura 5.17 - Figura do parâmetro $S_{3,2}$ para uma varredura do *gap* de $0,00340\text{ mm}$ a $0,00359\text{ mm}$ com passos de 10 nm (10 nanômetros). Para o *gap* de $0,00348\text{ mm}$, observa-se uma variação de $-0,5\text{ dB}$ da figura $S_{3,2}$ em relação aos demais *gaps* na frequência ao redor de $9,56\text{ GHz}$.

Na próxima seção, mostraremos um artifício utilizado a fim de obter e analisar resultados mais significativos. Um outro tipo de porta, denominada porta

discreta, foi introduzida no interior da cavidade. Não foi possível averiguar o tipo de circuito que esta porta configura com o sistema integrado patches-cavidade. Contudo, foi possível obter figuras de parâmetro $S_{2,2}$ que parecem condizer com o resultado esperado se o *solver* simulasse a ressonância de uma cavidade supercondutora. Dessa forma, os dados experimentais poderão confrontar os parâmetros de transmissão $S_{2,2}$ obtidos aqui nas simulações, sem e com a porta discreta.

5.1.3.1 ACOPLAMENTO DA CAVIDADE E O SISTEMA DE PATCHES COM PORTA DISCRETA

A Fig. 5.18 mostra a cavidade montada sobre o sistema de patches. Um porta adicional foi introduzida no interior da cavidade (rotulada como porta 1), denominada no *software* como porta discreta. A porta 1 foi posicionada a uma distância de $3,75\text{ mm}$ do eixo central do poste cônico e equidistante dos tubos. Suas extremidades foram conectadas exatamente na base e no topo da cavidade sendo, portanto, seu comprimento igual a $3,0\text{ mm}$. Foram feitos testes variando a posição desta porta 1 no interior da cavidade. Algumas pequenas diferenças na figura do parâmetro $S_{1,1}$ foram encontradas somente na magnitude, de forma que a frequência permaneceu sempre a mesma independentemente da posição da porta 1.

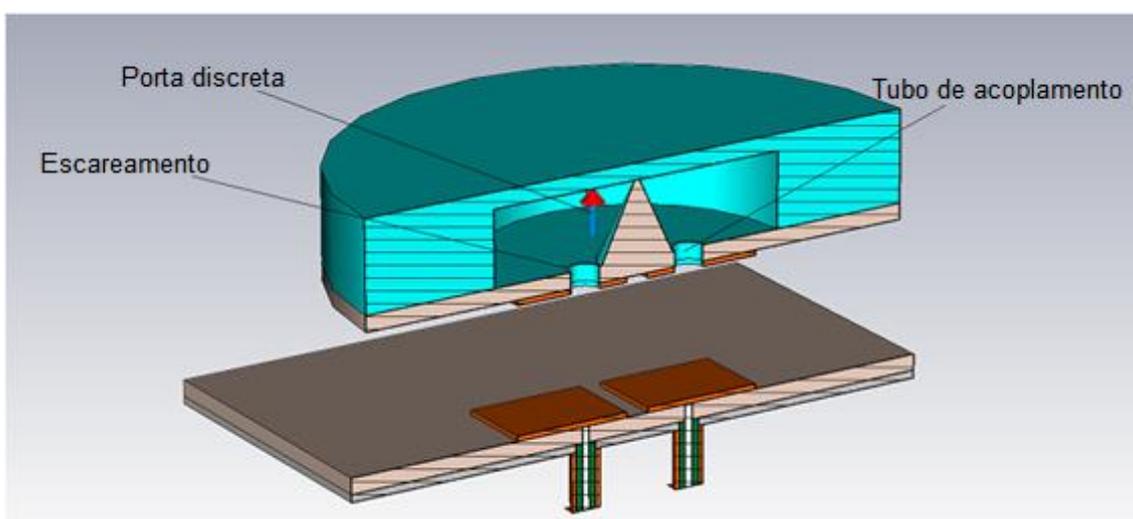


Figura 5.18 – Vista em corte da cavidade montada sobre o sistema de *patches*. A porta discreta (em azul e vermelho) está localizada atrás do poste cônico, no interior da cavidade.

A introdução desta porta deu origem a resultados de acoplamento que diferiram drasticamente dos outros resultados apresentados sem a porta discreta. Ela alterou os resultados do parâmetro S da *waveguide* como o aumento da frequência de ressonância. Embora ela ainda não tenha permitido a reprodução dos resultados experimentais de acoplamento com sonda, a sua introdução no sistema integrado *patches*-cavidade permitiu a obtenção do melhor resultado de acoplamento. Foi possível obter a situação de melhor transmissão dos *patches* para a cavidade, resultando em pouca reflexão do sinal da portadora.

É possível interpretar a interferência da porta discreta de duas formas no mínimo. Primeiro, o sinal da porta discreta foi acrescentado ao sinal da *waveguide*, dando origem a resultados de parâmetro S iguais ou próximos ao caso que seria obtido experimentalmente. Segundo, a interferência foi negativa no sentido de gerar resultados que seriam invalidados pelo experimento. Contudo, um fato interessante a ser observado é a discretização do interior da cavidade. Com a porta discreta acionada, a malha adaptativa refinou com mais eficiência algumas regiões críticas como o *gap* e a parte superior dos tubos de acoplamento. Mas, os resultados dessas simulações ainda precisam ser confrontados através de experimentos para avaliar certamente a interferência dessa porta no sistema *patches*-cavidade.

As Figs. 5.19, 5.20 e 5.21 mostram os resultados dos parâmetros $S_{2,2}$, $S_{2,1}$ e $S_{3,2}$, respectivamente, quando todas as portas foram estimuladas. A Fig. 5.19 mostra o parâmetro $S_{2,2}$ para os *gaps* de 0,00166 mm, 0,00167 mm, 0,00168 mm e 0,003 mm. Para este último *gap*, observa-se um mínimo de $-18,96$ dB na frequência de 9,72 GHz. Para os demais *gaps*, os mínimos foram de $-23,86$ dB, $-34,87$ dB, $-22,67$ dB, respectivamente, na frequência de 9,66 GHz. A figura do parâmetro $S_{2,1}$ é mostrada na Fig. 5.20. Para os *gaps* de 0,00166 mm, 0,00167 mm, 0,00168 mm os valores de $S_{2,1}$ foram de $-20,85$ dB, $-21,86$ dB e $-22,97$ dB, respectivamente, na frequência de 9,66 GHz. Para o *gap* de 0,003 mm, seu valor foi de $-55,57$ dB na frequência de 9,72 GHz. Na Fig. 5.21, o parâmetro $S_{3,2}$ atinge o mínimo de $-3,15$ dB na frequência de 9,72 GHz. Para os demais *gaps*, os valores foram de $-1,53$ GHz, $-1,42$ GHz e $-1,39$ GHz, respectivamente, na frequência de 9,66 GHz.

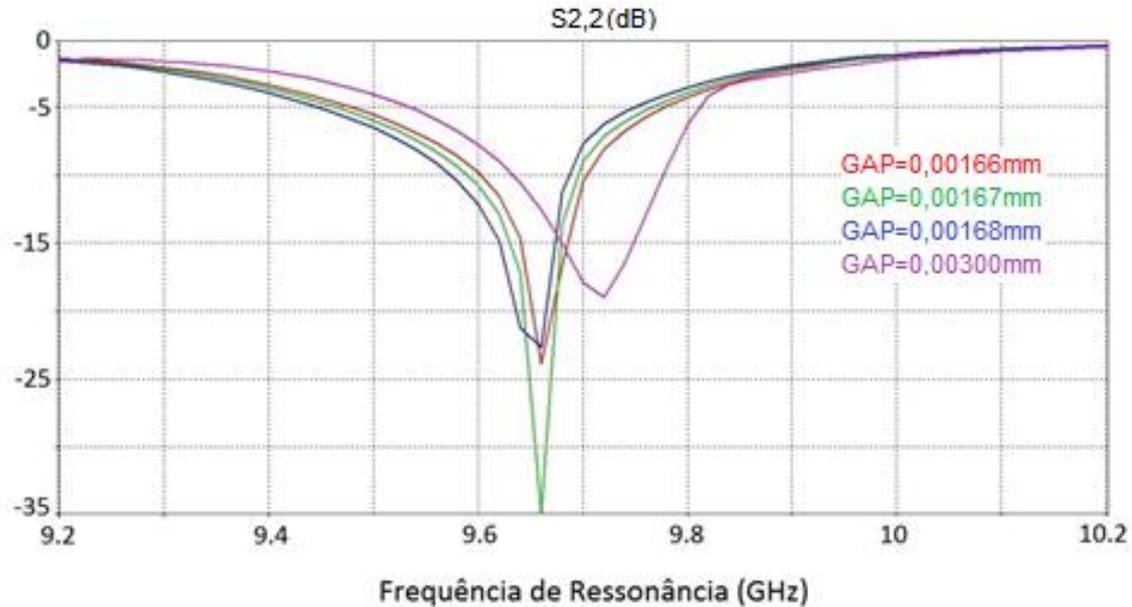


Figura 5.19 - Figura do parâmetro $S_{2,2}$ para os gaps de $0,00166\text{ mm}$, $0,00167\text{ mm}$, $0,00168\text{ mm}$ e $0,003\text{ mm}$, que resultaram os valores mínimos de $-23,86\text{ dB}$, $-34,87\text{ dB}$, $-22,67\text{ dB}$ e $-18,96\text{ dB}$, respectivamente. As frequências destes mínimos ocorrem em $9,72\text{ GHz}$ para o gap de $0,003\text{ mm}$ e $9,66\text{ GHz}$ para os demais gaps.

Para o gap de $0,003\text{ mm}$, a frequência do modo *klystron* da cavidade aumenta em relação à frequência de ressonância do sistema de *patches*. O parâmetro de reflexão $S_{2,2}$ toma o valor de $-18,96\text{ dB}$, que é próximo do valor de aproximadamente -15 dB quando havia somente o sistema de *patches*, sem a cavidade. Para o gap de $0,00167\text{ mm}$, a frequência de ressonância da cavidade está ‘casada’ com a frequência de ressonância do sistema de *patches*, e o valor de $S_{2,2}$ atinge um mínimo de $\sim -35\text{ dB}$. Isso pode significar que aproximadamente metade da potência que voltava para a porta 2, agora é transmitida quando as frequências de ressonância da cavidade e do sistema de *patches* são suficientemente próximas. Porém, surge a questão se esta potência transmitida está sendo absorvida pela cavidade. Os próximos resultados sugerem uma resposta positiva.

O parâmetro $S_{2,1}$ da Fig. 5.20 mostra que, quando o gap era de $0,003\text{ mm}$, as frequências de ressonância estavam ‘descasadas’ e a transmissão $S_{2,1}$ ($=S_{1,2}$) era pouco maior que -55 dB na frequência de $9,72\text{ GHz}$. Ao redor dos gaps em que as frequências se ‘casam’, a transmissão da porta 2 para a porta

1 (que está dentro da cavidade) era de aproximadamente -22 dB .¹⁴ Houve uma entrada de aproximadamente metade da potência para dentro da cavidade (ou, mais especificamente, para a porta discreta) proveniente da porta 2.

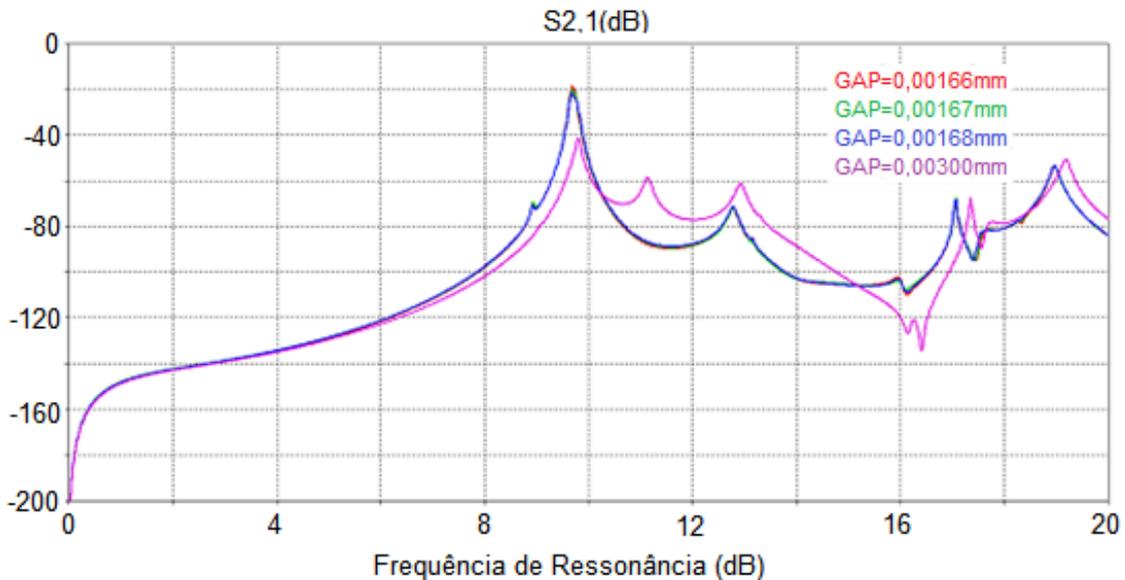


Figura 5.20 - Figura do parâmetro $S_{2,1}$ para os *gaps* de $0,00166 \text{ mm}$, $0,00167 \text{ mm}$, $0,00168 \text{ mm}$, que resultaram os valores de $-20,85 \text{ dB}$, $-20,86 \text{ dB}$ e $-22,97 \text{ dB}$, respectivamente, na frequência de $9,66 \text{ GHz}$. Para o *gap* de $0,003 \text{ mm}$, o valor de $S_{2,1}$ foi de $-55,57 \text{ dB}$ na frequência de $9,72 \text{ dB}$.

Na Fig. 5.21, vemos que longe do *gap* de ‘casamento’ a transmissão $S_{3,2}$ era de -3 dB na frequência de $9,72 \text{ GHz}$, enquanto que para os *gaps* próximos do ‘casamento’ os valores eram da ordem de $-1,5 \text{ dB}$. Metade da potência da porta 2 foi absorvida pela porta 3. Se tomarmos literalmente essa distribuição de potência entre os parâmetros $S_{2,2}$, $S_{2,1}$ e $S_{3,2}$, então metade da potência proveniente da porta 2 estava atingindo a outra porta 3, depois de atravessar a cavidade. Até o momento, as simulações foram realizadas para o tubo de acoplamento com raio de $0,35 \text{ mm}$. Com o objetivo de verificar a consistência dos resultados para um outro valor de raio, seu valor foi alterado de $0,35 \text{ mm}$ para $0,6 \text{ mm}$. A Fig. 5.22 mostra alguns resultados já com este novo valor de raio. Pode ser visto que há dois valores mínimos de $S_{1,1}$ para cada valor de *gap*. Um destes mínimos corresponde à ressonância da cavidade, enquanto o outro mínimo corresponde à ressonância do sistema de *patches*.

¹⁴ Esse valor pode ser aumentado ainda mais ao aproximar os substratos quadrado e circular. Mas, o valor $D_{ant} = 5 \text{ mm}$ foi mantido nas simulações por medida de segurança prática. Pois, se os substratos estiverem muito próximos poderá haver o contato entre eles durante sua operação no detector, ocasionando a introdução de ruídos externos na antena esférica.

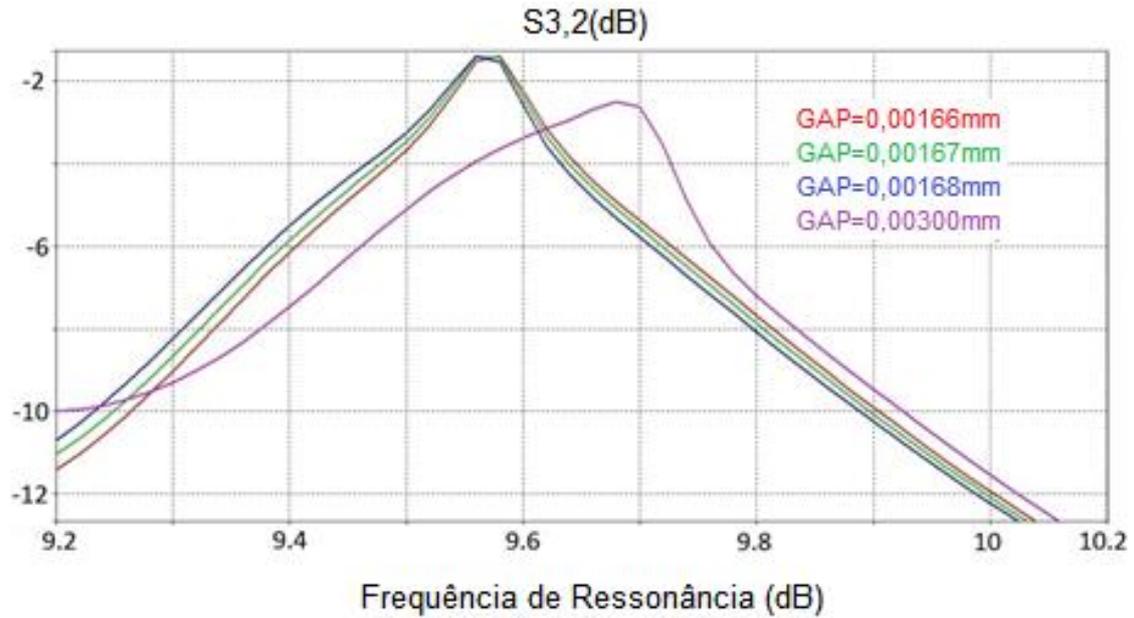


Figura 5.21 - Figura do parâmetro $S_{3,2}$ para os *gaps* de $0,00166\text{ mm}$, $0,00167\text{ mm}$ e $0,00168\text{ mm}$, que resultaram os valores de $-1,53\text{ GHz}$, $-1,42\text{ GHz}$ e $-1,39\text{ GHz}$, respectivamente, na frequência de $9,66\text{ GHz}$. Para o *gap* de $0,003\text{ mm}$, o parâmetro $S_{3,2}$ assume o valor de $-3,15\text{ dB}$ na frequência de $9,72\text{ GHz}$.

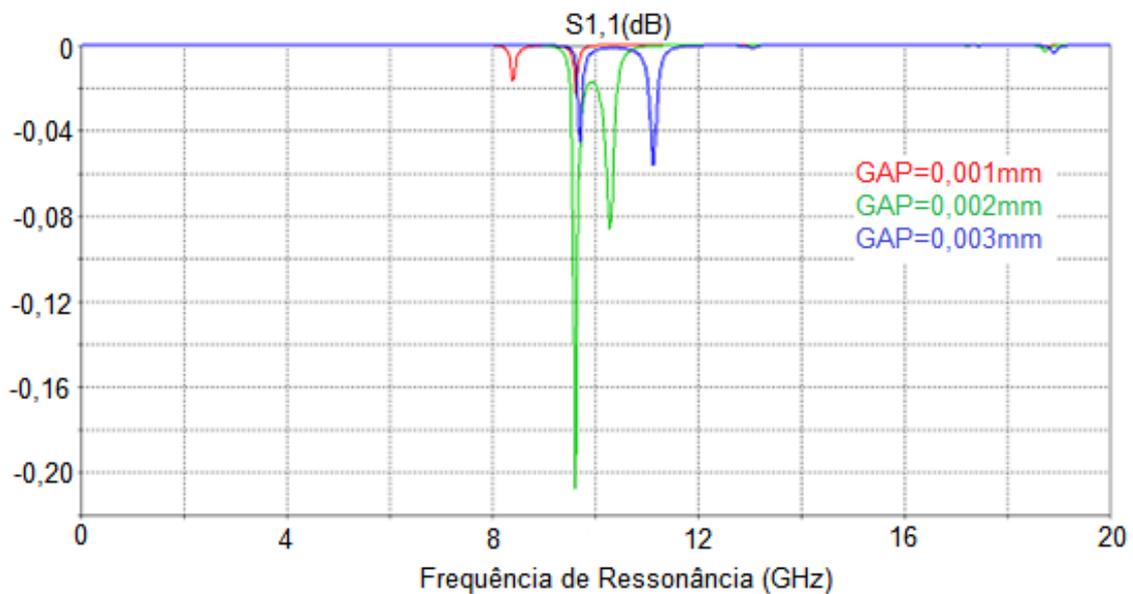


Figura 5.22 - Resultados do parâmetro $S_{1,1}$, que mede a reflexão do sinal emitido pela porta discreta. Para os *gaps* de $0,001\text{ mm}$, $0,002\text{ mm}$ e $0,003\text{ mm}$, os valores mínimos de $S_{1,1}$ da porta 1 ocorreram nas frequências de $8,4\text{ GHz}$, $10,28\text{ GHz}$ e $11,12\text{ GHz}$. A frequência do sistema de *patches* permaneceu em $\sim 9,6\text{ GHz}$.

Enquanto variamos os *gaps* para $1\ \mu\text{m}$, $2\ \mu\text{m}$ e $3\ \mu\text{m}$, os valores mínimos de $S_{1,1}$ da cavidade também variaram para as frequências de $8,4\text{ GHz}$, $10,28\text{ GHz}$ e $11,12\text{ GHz}$, respectivamente. A frequência do sistema de *patches* permaneceu em torno de $9,6\text{ GHz}$. Observa-se que quando a frequência da

cavidade se aproxima da frequência dos *patches*, a magnitude de $S_{1,1}$ aumenta na frequência de ‘casamento’. Conforme mostra a Fig. 5.23, o valor de $S_{1,1}$ atingiu $-33,80 \text{ dB}$ na frequência de $9,56 \text{ GHz}$ quando as duas frequências, da cavidade e da antena, coincidiram para o *gap* de $0,00155 \text{ mm}$.

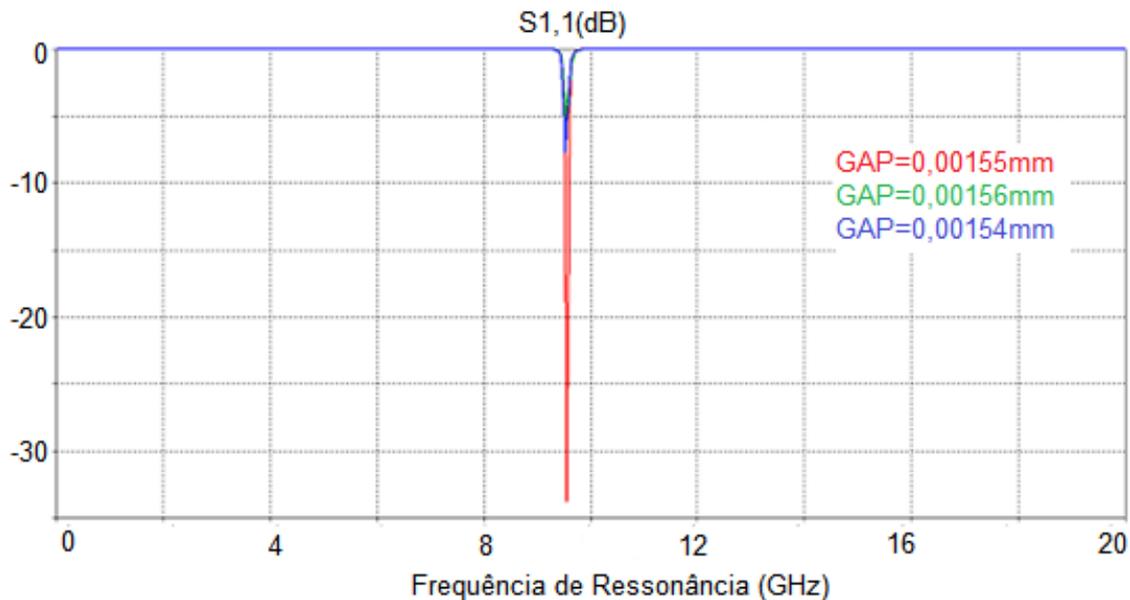


Figura 5.23 - Figura do parâmetro $S_{1,1}$, que mede a reflexão do sinal emitido pela porta discreta. Para o *gap* de $0,00155 \text{ mm}$, o valor mínimo de $S_{1,1}$ da porta 1 foi de $-33,80 \text{ dB}$ na frequência de $9,56 \text{ GHz}$. Para os *gaps* de $0,00154 \text{ mm}$ e $0,00156 \text{ mm}$, os valores foram, respectivamente, de $-7,7 \text{ dB}$ e $-5,37 \text{ dB}$ na frequência de $9,52 \text{ GHz}$.

Este valor de $0,00155 \text{ mm}$ difere daquele *gap* de $0,00167 \text{ mm}$ encontrado no acoplamento crítico ($\beta = 1$), quando o tubo possuía o raio de $0,35 \text{ mm}$. O raio do tubo de acoplamento altera a frequência de ressonância da cavidade e, conseqüentemente, altera também a frequência de acoplamento. Para os *gaps* periféricos e diferindo deste por 10 nm ocorreu uma diminuição drástica na magnitude do parâmetro $S_{1,1}$. Para os *gaps* de $0,00154 \text{ mm}$ e $0,00156 \text{ mm}$, obteve-se os valores mínimos de $-7,7 \text{ dB}$ e $-5,37 \text{ dB}$, respectivamente, na frequência de $9,52 \text{ GHz}$. O acoplamento da cavidade com o sistema de *patches* é sensível porque o df/dx da cavidade é alto ($\sim 800 \text{ MHz}/\mu\text{m}$ ou $\sim 8 \text{ MHz}/10 \text{ nm}$). A Fig. 5.24 mostra a carta de *Smith* para uma varredura de parâmetro correspondente a estes três valores de *gap*. Para o *gap* de $0,00155 \text{ mm}$, o gráfico de impedâncias relativas da carta de *Smith* passa pelo marco 1, confirmando os resultados do parâmetro $S_{1,1}$ da Fig. 5.23.

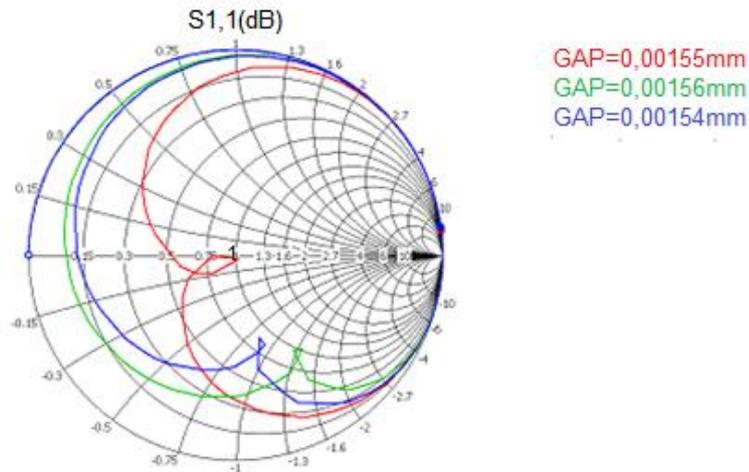


Figura 5.24 - Carta de *Smith* correspondente às figuras do parâmetro $S_{1,1}$ para os *gaps* de 0,00154 mm, 0,00155 mm e 0,00156 mm. Quando a transmissão da porta discreta para os *patches* é integral (com baixa reflexão), nota-se claramente a intersecção do gráfico com o marco 1 no eixo de impedâncias relativas.

A análise indica muito fortemente que, quando as duas frequências de ressonância (da antena e da cavidade) coincidiam, o sinal da porta discreta era transmitido muito eficientemente pelas antenas (*patches*). Ou seja, o sinal interno estava sendo irradiado integralmente ao exterior da cavidade através das antenas. Isso sugere que o campo dentro da cavidade pode ser transmitido ao exterior de uma forma muito eficiente com o modelo aqui proposto. Mas, é importante ressaltar que estes resultados podem ser apenas boas estimativas, uma vez que o Domínio Frequência pode não levar em conta o cálculo correto das altas amplitudes ressonantes dos campos no interior da cavidade supercondutora. Dessa forma, somente resultados experimentais poderiam avaliar como os resultados de simulação ficariam alterados levando-se em conta o efeito da supercondutividade da cavidade.

A Fig. 5.25 mostra alguns vetores de campo elétrico na frequência de 9,52 GHz e fase de 125°. O campo entra pelo coaxial da direita (porta 2), iniciando um novo ciclo. A configuração de campo entre os *patches* e dentro da cavidade é remanescente do ciclo anterior. No coaxial da esquerda, observa-se uma configuração de campo saindo pelo coaxial (porta 3). Na Fig. 5.26, o campo elétrico no topo do poste cônico (ou seja, no *gap*) aparece ampliado com amplitude máxima da ordem de 10^7 V/m. Na Fig. 5.27, o campo magnético está distribuído dentro e fora da cavidade.

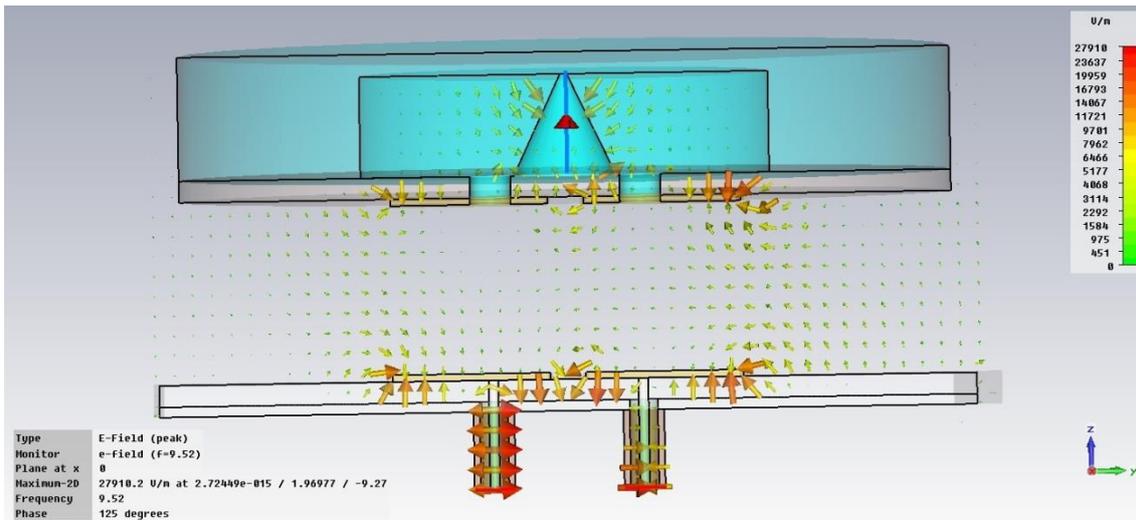


Figura 5.25 - Vetores de campo elétrico para o *gap* de $0,00158\text{ mm}$, calculado na frequência de $9,52\text{ GHz}$. As amplitudes do campo são mostradas no canto direito da figura em V/m .

A Fig. 5.28 exibe a densidade de corrente superficial na frequência de $9,58\text{ GHz}$ para o *gap* de $0,003\text{ mm}$. O *patch* direito da cavidade tem pouca densidade de corrente quando as frequências de ressonância da cavidade e do sistema de *patches* estão ‘descasadas’. Na Fig. 5.29, observa-se a densidade de corrente superficial na frequência de $9,52\text{ GHz}$ para o *gap* de $0,00158\text{ mm}$. Neste caso, em que as frequências de ressonância são coincidentes ou ‘casadas’, a corrente superficial flui uniformemente pelos quatro *patches* e a cavidade. Vale ressaltar que essas configurações de campo e corrente não são dependentes da introdução da porta discreta. Somente os resultados de parâmetro S são nitidamente alterados pela presença dessa porta.

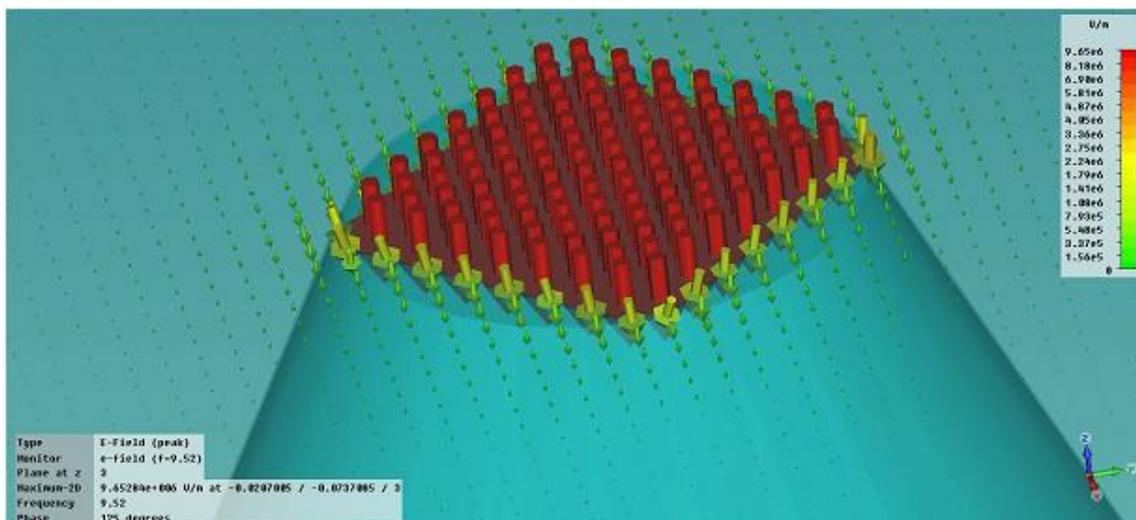


Figura 5.26 – Figura ampliada do campo elétrico no topo do poste cônico, ou seja, na região do *gap* da cavidade. A amplitude máxima ocorre no *gap* e é da ordem de 10^7 V/m .

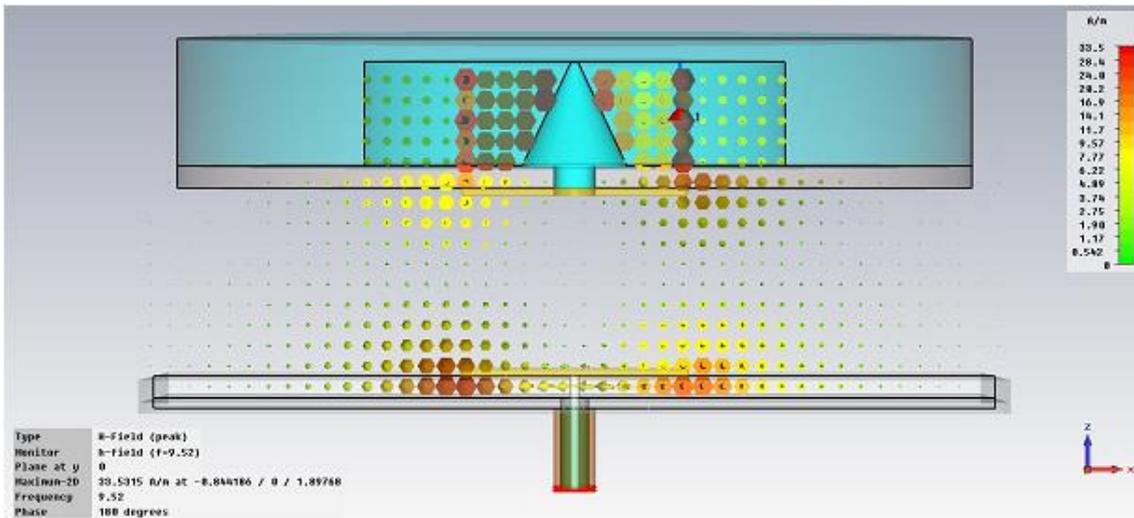


Figura 5.27 - Vetores de campo magnético na frequência de **9,52 GHz**. As amplitudes do campo são mostradas no canto direito da figura em **A/m**.

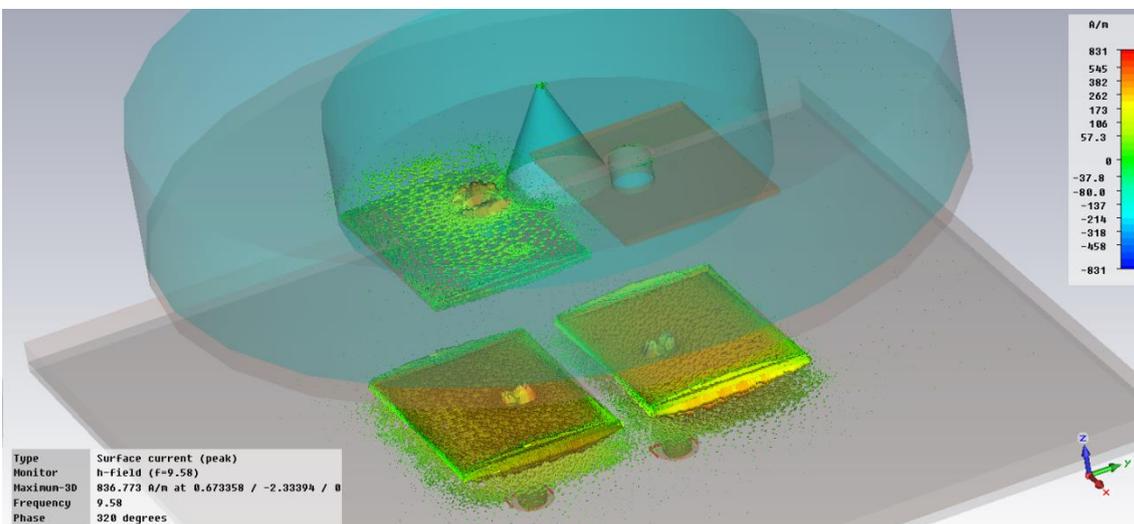


Figura 5.28 - Densidade de corrente superficial na frequência de **9,58 GHz** para o gap de **0,003 mm**. O *patch* direito da cavidade tem pouca densidade de corrente quando as frequência de ressonância da cavidade e do sistema de patches estão ‘descasadas’.

Ao levar em conta somente os resultados do sistema de *patches*, simulados no Domínio Frequência, conclui-se que aproximadamente metade da potência está sendo transmitida pela porta 2, enquanto a outra metade é refletida. Isso é bem explícito ao comparar as Figs. 5.13 e 5.19, que mostram os resultados do parâmetro de reflexão $S_{2,2}$ (na frequência de $\sim 9,6$ GHz) do sistema de *patches* sem e com a cavidade, respectivamente. A Fig. 5.19 mostra que a introdução da porta discreta permitiu uma transmissão considerável de sinal para o interior da cavidade. Assim, pode-se admitir que, no *gap* de ‘casamento’, a porta 2 transmite uma parcela de energia para a porta 1 no interior da

cavidade e uma outra parcela para a porta 3 localizada no outro coaxial. Neste último caso, o sinal não atravessa a cavidade.

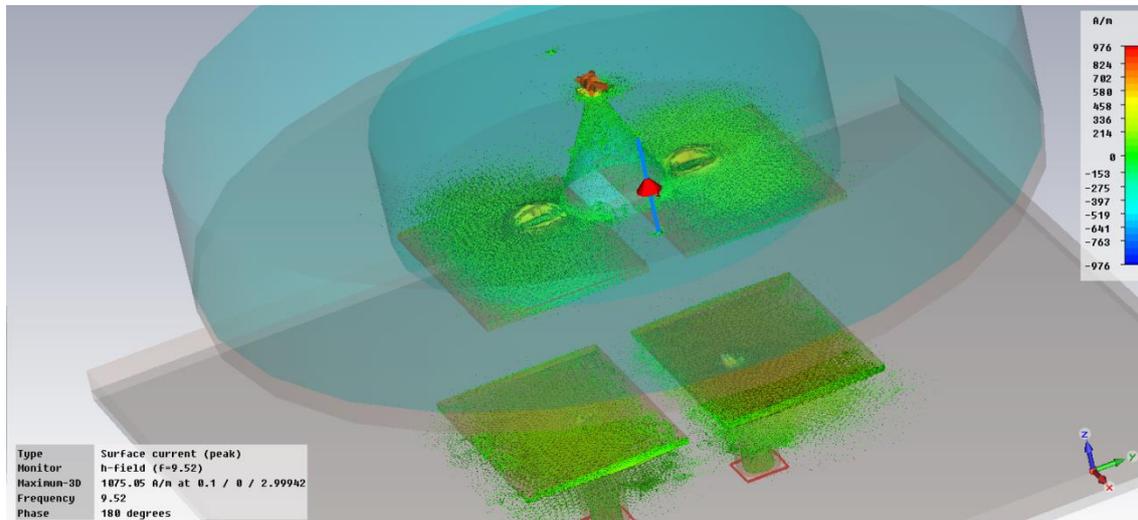


Figura 5.28 - Densidade de corrente superficial na frequência de **9,52 GHz** para o *gap* de **0,00158 mm**. A corrente superficial flui uniformemente pelos quatro *patches* e a cavidade quando ocorre o *gap* de ‘casamento’.

De fato, independentemente da correção dos valores numéricos aqui apresentados é bem razoável pensar que, na prática, ocorra a situação: uma parcela do sinal enviado por um coaxial é transmitida diretamente para o outro coaxial. A outra parcela deve chegar ao outro coaxial atravessando a cavidade. Se a porta discreta permite a ocorrência dessa situação durante as simulações, então a sua introdução foi positiva no sentido de simular razoavelmente bem o que poderá ser observado experimentalmente. Medidas experimentais necessitariam ser realizadas para comparar com os resultados de simulação e quantificar seguramente os sinais de transmissão e reflexão. Contudo, não houve o interesse nessa tese de realizar tais medidas experimentais devido ao surgimento de uma outra alternativa para o acoplamento da cavidade com o circuito externo, a qual pareceu ser mais interessante para uma realização experimental. Os detalhes serão descritos nas próximas seções.

5.2 ACOPLAMENTO REMOTO COM SONDA: SEGUNDO MODELO DE ACOPLAMENTO

O estudo realizado na seção 5.1 usou antenas micro-fitas e foi o primeiro modelo de acoplamento investigado. Contudo, este estudo mostrou algumas

possíveis dificuldades na sua implementação prática. O melhor resultado de acoplamento ocorreu quando a frequência de ressonância da cavidade era precisamente bem ‘casada’ com o sistema de *patches*. A frequência de ressonância das antenas é, principalmente, determinada pelas dimensões dos *patches*, enquanto a frequência de ressonância da cavidade é mais sensível com as dimensões do *gap spacing*. Uma cavidade com df/dx da ordem de $800 \text{ MHz}/\mu\text{m}$ apresenta variações na frequência da ordem de $\sim 8 \text{ MHz}$ para cada 10 nm de variação no *gap*. Conforme mostrado na Fig. 5.19, uma variação de apenas 10 nm no *gap* diminuiu a transmissão de sinal para o interior da cavidade em aproximadamente -10 dB , implicando em perda de potência na região externa da cavidade. Desta forma, pode ser impraticável sintonizar a frequência da cavidade com a frequência dos sistema de *patches* a fim de obter o melhor resultado de acoplamento ($\beta = 1$).

Mesmo que seja possível sintonizar as frequências, ocorre uma outra dificuldade importante. Quando o transdutor estiver em operação na antena esférica, as membranas deverão oscilar para modular o sinal da cavidade. A vibração da membrana ressonante ocasionará a variação do *gap*, alterando a frequência de ressonância da cavidade. Essas variações de *gap*, que devem ser superiores a 10 nm , alterarão o acoplamento, implicando em perda de potência e em dificuldades da leitura do sinal modulado. Essas situações mostram a instabilidade e a dificuldade de se realizar o acoplamento entre o sistema de *patches*, constituído por quatro antenas micro-fitas e cavidades reentrantes de altíssimo df/dx . Observando estas dificuldades nas simulações, passou-se a pensar na possibilidade de elaborar e estudar um acoplamento mais estável, mais prático e mais eficiente.

5.2.1 SIMULAÇÕES DE ACOPLAMENTO REMOTO COM SONDA

Furtado (2009) realizou experimentos de acoplamento com a posição de uma sonda relativamente a uma cavidade supercondutora. A sonda podia atingir o interior da cavidade atravessando um orifício com raio de $0,6 \text{ mm}$. O melhor resultado de acoplamento foi observado quando a sonda estava $0,2 \text{ mm}$ fora da cavidade. De fato, o acoplamento convencional é introduzir uma sonda no

interior da cavidade para conectar a cavidade ressonante com antenas microfita. De posse desses resultados experimentais, o primeiro modelo de acoplamento, visto na seção 5.1, contemplou a possibilidade de retirar esta sonda e fazer o acoplamento diretamente com as paredes do orifício. Estas paredes metálicas estavam em contato elétrico com o sistema de *patches*, mas não com o filme de nióbio que compunha a cavidade. Através das simulações, muitas dificuldades foram percebidas para a implementação prática desse modelo de acoplamento.

O novo modelo de acoplamento deveria, então, explorar novas possibilidades e seguir uma outra direção a partir daqueles dados experimentais de acoplamento. Seria razoável pensar que ao aumentar o diâmetro do orifício, por onde a sonda entrava, poderia esperar-se que o campo eletromagnético do interior da cavidade fosse mais exposto para fora da mesma, permitindo o acoplamento com a sonda ainda mais afastada da posição obtida com orifício de $0,6\text{ mm}$. A Fig. 5.30 mostra esta nova possibilidade de acoplamento com a vista externa da cavidade reentrante, os dois orifícios de acoplamento e as duas sondas inseridas num substrato de fixação. Nestas simulações, as sondas possuíam as especificações de um cabo coaxial UT-47 de $50\ \Omega$. A cavidade possuía as dimensões nominais: $R_0 = 0,5\text{ mm}$, $R_1 = 1,45\text{ mm}$, $R_2 = 7,50\text{ mm}$, $\lambda = 1,37\text{ mm}$ e $GAP = 0,035\text{ mm}$.

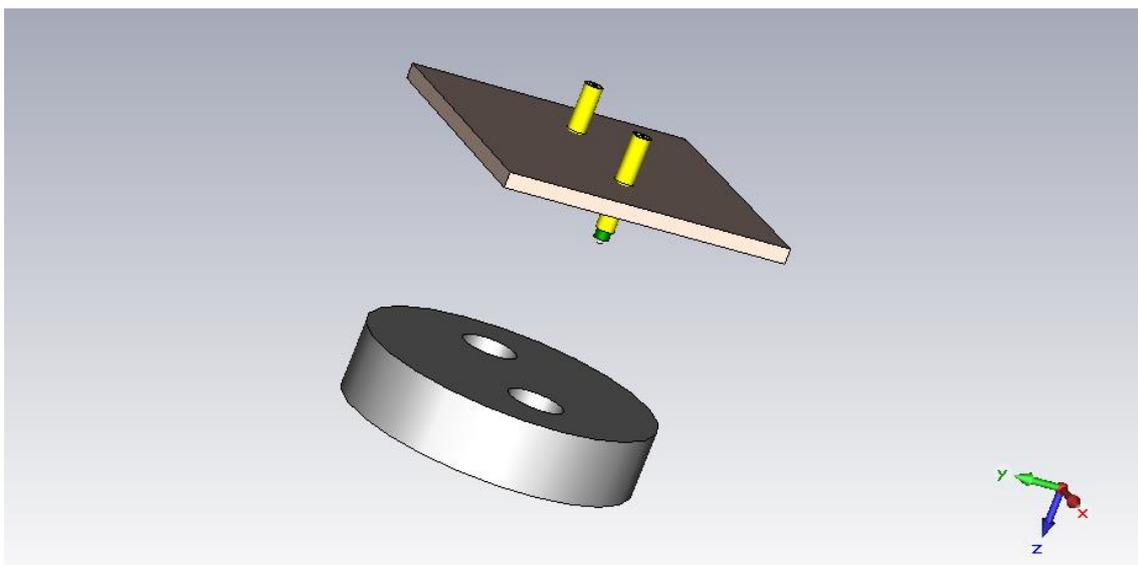


Figura 5.30 - Vista externa da cavidade klystron com os dois orifícios e as duas sondas inseridas num substrato de fixação.

A Fig. 5.31 mostra o campo elétrico na fase de $202,5^\circ$ no interior da cavidade reentrante. Esta configuração de campo elétrico corresponde ao modo fundamental ou modo 1 do sistema sonda-cavidade. O campo elétrico não aparece, fora da cavidade, envolvendo as sondas por uma razão de escala (amplitudes muito baixas). Quando as setas de campo são plotadas em tamanho maior, estes campos fora da cavidade podem ser vistos. Eles são mais intensos no modo 2, apresentado na Fig. 5.32, na mesma fase de $202,5^\circ$. Inversamente, neste segundo modo, os campos possuem uma amplitude baixa no interior da cavidade, de forma que a maior parte da energia é concentrada nas sondas. O modo de interesse, portanto, é o modo fundamental, onde os campos elétricos do modo klystron atingem a sonda no exterior da cavidade.

A frequência do modo 1 é de **9,95 GHz** e do modo 2 é de **11,11 GHz**. Apesar destes dois primeiros modos terem frequências próximas, eles não devem ser confundidos na prática. O Q elétrico do modo 1 possui valores característicos de cavidades supercondutoras muito superiores aos valores obtidos em condutores normais, que são usados na confecção das sondas.

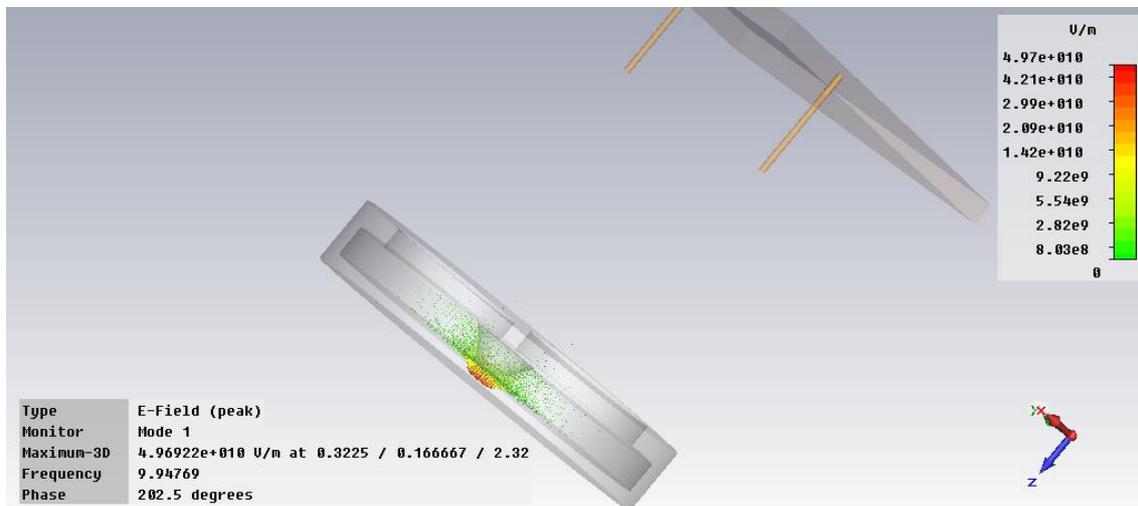


Figura 5.31 - Campo elétrico do modo fundamental concentrado no *gap spacing*, com amplitude máxima e na fase de $202,5^\circ$.

A Fig. 5.33 exibe gráficos correspondendo a variação do Q elétrico carregado como função do raio do orifício de acoplamento e da posição da sonda. Os raios do orifício foram variados para **0,6 mm**, **1,8 mm**, **2,4 mm** e **3,0 mm**. A posição da sonda foi desde **0 mm** (do topo da cavidade) até **30 mm** (bem afastada do interior da cavidade). Como pode ser observado na figura, a medida que se retirava a sonda da cavidade, o Q elétrico carregado aumentava

progressivamente até um limite máximo. Esse limite era a distância em que a sonda somente interagia com amplitudes insignificantes do campo elétrico proveniente da cavidade. Para os orifícios menores de **0,6 mm** e **1,2 mm**, o Q máximo já era obtido quando a sonda estava afastada **2,5 mm** e **5,0 mm** do topo da cavidade, respectivamente.

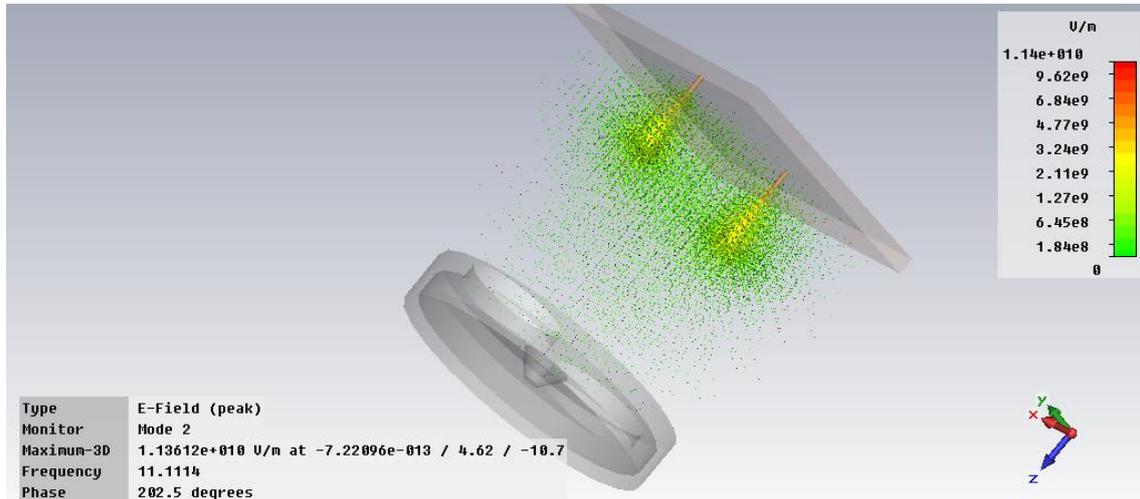


Figura 5.32 - Campo elétrico do segundo modo na fase de $202,5^\circ$ e concentrado ao redor das sondas.

A partir de $2,5\text{ mm}$ para o raio do orifício, não houve muita influência do raio do orifício com a posição da sonda onde o Q elétrico atingiu o seu máximo. Essa posição ocorreu com a sonda afastada aproximadamente 25 mm do topo da cavidade. Independentemente do raio do orifício, o Q elétrico máximo foi de $\sim 260\,000$ para este modelo de cavidade. Este resultado é razoável uma vez que a energia dos campos eletromagnéticos provenientes da cavidade não é mais ‘absorvida’ pelas sondas.

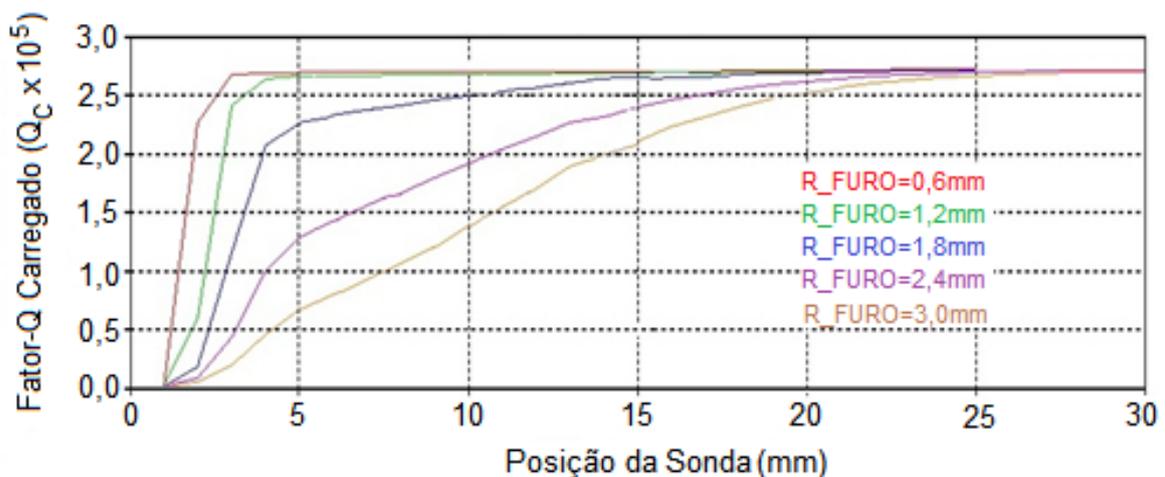


Figura 5.33 - Gráficos exibindo a variação do Q elétrico carregado como função da posição da sonda e do raio do orifício da cavidade (R_{FURO}).

Ao utilizar duas sondas de acordo com a Eq. 3.34, o resultado de melhor acoplamento ($\beta = 1$) ocorre quando o valor de Q_c (Q carregado) corresponde a um terço do valor de Q_0 (Q descarregado). Assim, para esse tipo de cavidade com $Q_0 = 260\ 000$, o acoplamento crítico ($\beta = 1$) ocorreu quando $Q_c \approx 87\ 000$. Para $R_{FURO}=2,4\ mm$ e $R_{FURO}=3,0\ mm$, a Fig. 5.33 mostra que este valor de Q_c ocorreu quando a sonda estava posicionada aproximadamente a $4,0\ mm$ e $7,0\ mm$ do topo da cavidade, respectivamente. Como a altura deste modelo de cavidade era de $1,37\ mm$, as posições de $4,0\ mm$ e $7,0\ mm$, medidas a partir do topo da cavidade, correspondiam a $\sim 2,6\ mm$ e $\sim 5,6\ mm$, respectivamente, a partir do lado externo da cavidade. Diante destes resultados, ficou evidente que este modelo de acoplamento, além de ser mais prático, poderia atender às mesmas necessidades que seriam satisfeitas pelas antenas micro-fitas. Com base nestas previsões, não houve dúvida que deveria ser confeccionado um *setup* experimental para verificar este efeito de acoplamento.

5.2.2 MEDIDAS DE ACOPLAMENTO A BAIXAS TEMPERATURAS

O principal objetivo desse experimento foi medir o acoplamento eletromagnético entre uma sonda, constituída por um cabo coaxial, e algumas cavidades reentrantes supercondutoras. As cavidades receberam um tratamento de superfície adequado para a remoção de impurezas e redução da rugosidade residual proveniente do processo de usinagem. Em seguida, foram submetidas aos testes experimentais. O acoplamento foi medido de acordo com a posição da sonda dentro e fora das cavidades. Todas as medidas foram tomadas em $4,2\ K$ para que ocorresse a supercondutividade das cavidades feitas de nióbio.

5.2.2.1 CAVIDADES REENTRANTES UTILIZADAS

As dimensões características das cavidades testadas experimentalmente estavam de acordo com a geometria mostrada na Fig. 3.9. Em particular, as cavidades possuíam as seguintes dimensões aproximadas: $R_0 = 0,10\ mm$, $R_1 = 1,50\ mm$, $R_2 = 8,00\ mm$, $\lambda = 3,00\ mm$, $\lambda' = 2,97\ mm$, e $GAP = 0,03\ mm$. O orifício da sonda possuía $1,0\ mm$ de profundidade, que era a espessura da parede externa da cavidade. A fim de estudar a influência do diâmetro do orifício com o acoplamento da

sonda, quatro diferentes diâmetros de 1,5 mm, 2,5 mm, 3,0 mm e 3,5 mm foram investigados. Os diâmetros dos orifícios eram menores que 1/8 do comprimento de onda na frequência de 10 GHz (o comprimento de onda, no vácuo, para essa frequência é de ~ 30 mm). Essa precaução foi tomada para prevenir o escape eletromagnético pelos orifícios, que poderiam aumentar as perdas de energia eletromagnética no interior da cavidade.

As cavidades reentrantes foram fechadas por um disco circular, o qual era separado do topo do poste cônico central pela distância do GAP. As cavidades e o disco foram usinados de Nióbio RRR300 com baixa concentração de tântalo. Uma baixa concentração de tântalo é necessária para reduzir as perdas elétricas dentro da cavidade quando resfriada abaixo de 9,2 K, que é a temperatura de transição supercondutora do nióbio.

5.2.2.2 TRATAMENTO E ARMAZENAMENTO DAS CAVIDADES

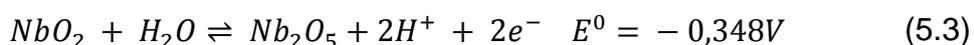
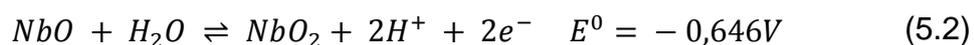
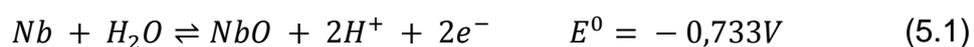
A seção 3.3.2 esclareceu a necessidade de realizar um tratamento de superfície adequado nas cavidades reentrantes para otimizar seu fator- Q elétrico. Além de ser necessário o uso de um material supercondutor com o menor teor de impurezas possível, as contaminações sobre a superfície também devem ser eliminadas. A contaminação mais difícil de ser evitada é o óxido natural formado sobre a superfície, devido ao contato com o oxigênio da atmosfera. Este óxido pode ser removido através de uma limpeza química. Contudo, para evitar que este óxido natural se forme novamente, é necessário aplicar sobre a superfície limpa um procedimento denominado anodização.

5.2.2.2.1 PROCEDIMENTO DE ANODIZAÇÃO UTILIZADO

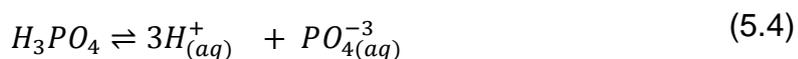
À temperatura ambiente, a oxidação natural do nióbio em água satura em apenas alguns minutos quando a camada de Nb_2O_5 atinge 6 nm de espessura (GRUNDNER, 1984). Na presença de ar apenas, a oxidação é lenta atingindo 6 nm de Nb_2O_5 somente em alguns dias. A formação deste óxido natural reduz consideravelmente o fator- Q elétrico da cavidade. O procedimento de anodização consiste em crescer um filme de Nb_2O_5 sobre a superfície de nióbio puro através de um processo eletrolítico. Contrariamente à formação do

óxido natural, este procedimento deve gerar uma camada de óxido de nióbio com alguns nanômetros de espessura e com uma morfologia tal que contribui para diminuir as perdas de Q elétrico da cavidade.

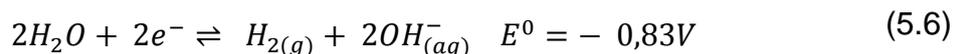
De fato, há diversas técnicas que tem sido usadas para preparar filmes finos de óxido de nióbio, como: deposição via *sputtering*, oxidação térmica, deposição de vapor químico, processo sol gel e anodização em meio ácido e alcalino. A anodização é um processo através do qual o íon negativo de oxigênio (ânion) é depositado sobre um metal formando uma camada de óxido deste metal. Em particular, o óxido formado com o nióbio na reação anódica é o pentóxido de nióbio (Nb_2O_5). Através de uma solução aquosa ácida ou básica, os íons de oxigênio são fornecidos pelas moléculas de água. O processo ocorre, principalmente, em três fases:



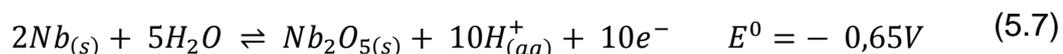
onde E_0 é o potencial de redução da reação. Três ácidos comumente empregados na anodização em meio ácido são H_3PO_4 , H_2SO_4 e HNO_3 . Em uma solução aquosa de H_3PO_4 , ocorre a ionização do ácido fosfórico e a auto ionização da água formando íons hidrogênio, fosfato e hidroxila, numa situação de equilíbrio químico (JARDIM, 2008)



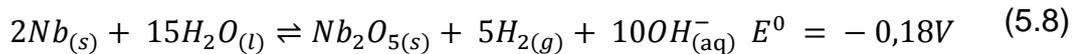
No cátodo, ocorre a seguinte reação de redução do íon hidrogênio



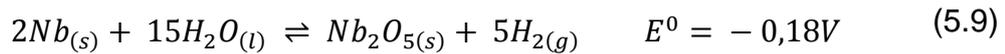
No ânodo, há a competição entre os íons fosfato, hidroxila e o próprio nióbio, sendo que este descarrega preferencialmente



A reação global pode ser escrita como



Fica claro, na reação simplificada, o consumo de água com a fixação do oxigênio em óxido de nióbio e a liberação de gás hidrogênio



Este gás é liberado no cátodo e o pentóxido de nióbio é fixado no ânodo em forma de filme fino, apresentando diferentes cores devido ao efeito electrocromico presente neste óxido. A Fig. 5.34 mostra as diferentes cores obtidas em função da voltagem aplicada. Essa deposição não altera as dimensões do substrato, uma vez que o oxigênio proveniente das moléculas de água é incorporado no material ($Nb_{(s)}$) já existente para formar o filme de $Nb_2O_{5(s)}$.

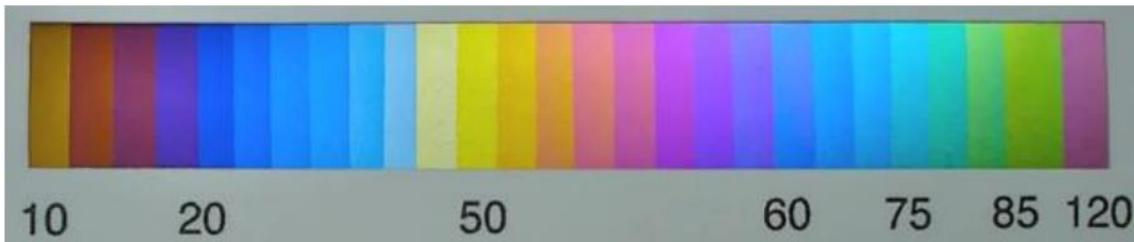


Figura 5.34 – Fita de nióbio anodizada, mostrando as diferentes cores obtidas devido à aplicação de diferentes voltagens. Fonte: Adaptada de BOOTHE (2010).

Ciovati e Kneisel (2006) aplicaram um processo de anodização em meio básico, utilizando uma solução de amônia (NH_4OH) 30%, para medidas de Q elétrico em uma cavidade feita inteiramente de nióbio. O contra-eletrodo também era feito inteiramente de nióbio. Em resumo, a limpeza mecânica foi realizada em um banho com ultrassom por 20 *min.* e a limpeza química foi realizada com uma mistura de ácidos nítrico, fluorídrico e fosfórico, $HNO_3 : HF : H_3PO_4$ (1:1:1) à $25^\circ C$. Os eletrodos foram submetidos a uma tensão de 45 *V* e uma densidade de corrente de $1 mA/cm^2$. A corrente inicial aplicada foi de 1 *A*. Decretou-se o final do processo quando a corrente atingiu 10 % do valor inicial (100 *mA*), indicando um regime de saturação. É bem conhecido que a taxa de crescimento do filme pentóxido de nióbio é de

$\sim 2 \text{ nm/Volt}$. Dessa forma, a espessura da camada de nióbio anodizada foi estimada em $\sim 90 \text{ nm}$.

Basicamente, os componentes da solução eletrolítica tanto básica quanto ácida devem sofrer os mesmos tipos de reação: ionização do ácido ou base na solução; auto ionização da água; produção de gás hidrogênio; produção de óxido de nióbio e consumo de água. A escolha do eletrólito deve ser conveniente no sentido de permitir que o nióbio do anodo descarregue preferencialmente ao invés do ativo eletrolítico. A evaporação térmica mais o consumo de água deve reduzir o nível de solução na cuba. Supostamente o eletrólito não é consumido. Em casos extremos de muitos processos de anodização em sequência, deve-se completar o nível com água sempre que necessário para garantir uma baixa concentração de eletrólito. Devido a saturação, a camada não cresce mais naquela tensão aplicada. O final do processo pode ser decidido pelo decaimento da corrente aplicada ou pelo tempo de exposição. A camada anodizada, com algumas dezenas de nanômetros de espessura, protege a superfície da cavidade, sem afetar significativamente o fator- Q elétrico (MARTENS et al., 1971).

Uma onda eletromagnética propagando-se num meio condutor tem sua amplitude reduzida à medida que esta avança dentro do meio. 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 (PARKS, 1969):

$$\lambda(T) = \lambda(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right]^{-1/2}, \text{ para } T < 0,5 T_c \quad (5.10)$$

onde $\lambda(0)$ é a profundidade de penetração em $T = 0 \text{ K}$, e T_c é a temperatura de transição supercondutora. Para o nióbio, $T_c = 9,2 \text{ K}$ e $\lambda(0) = 48 \text{ nm}$ em 10 GHz , embora estes valores apresentem variações de acordo com a pureza da amostra (MANN, 1987). A indutância da cavidade klystron 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 Eq. (5.10), a profundidade de penetração no nióbio a 4,2 K, em 10 GHz, será de $\lambda(4,2K) = 49 \text{ nm}$, podendo chegar a 200 nm, dependendo da pureza do material da amostra (LENGELER et al., 1985).

A fim de estudar e desenvolver um mecanismo para a anodização, uma célula eletrolítica foi confeccionada. Foram utilizados eletrodos de nióbio, um suporte de acrílico para prender os eletrodos, duas fontes de tensão de 30 V, cada uma, ligadas em série e um multímetro. Um pote pequeno de plástico foi preenchido com (NH_4OH) 30%, onde os eletrodos de nióbio foram imersos. A Fig. 5.35a mostra com mais detalhes o arranjo empregado. Pode ser notado um orifício circular em um dos eletrodos. Durante a anodização, as cavidades permanecem encostadas num eletrodo para realizar o contato elétrico. O furo é importante para que o interior da cavidade esteja voltado livremente para o outro eletrodo. Isso possibilita a mobilidade de eletrólito para o interior da cavidade. O multímetro foi ligado em série com o circuito. Uma diminuição significativa de corrente não foi observada. Por isso, o término do processo foi decidido pelo tempo de exposição da amostra no processo eletrolítico, mas não pela diminuição de corrente. Foram aplicadas tensões de 10 V, 15 V, 20 V e 60 V durante 3 min., obtendo as colorações amarelo, marron, azul e rosa, respectivamente, conforme mostra a Fig. 5.35b.

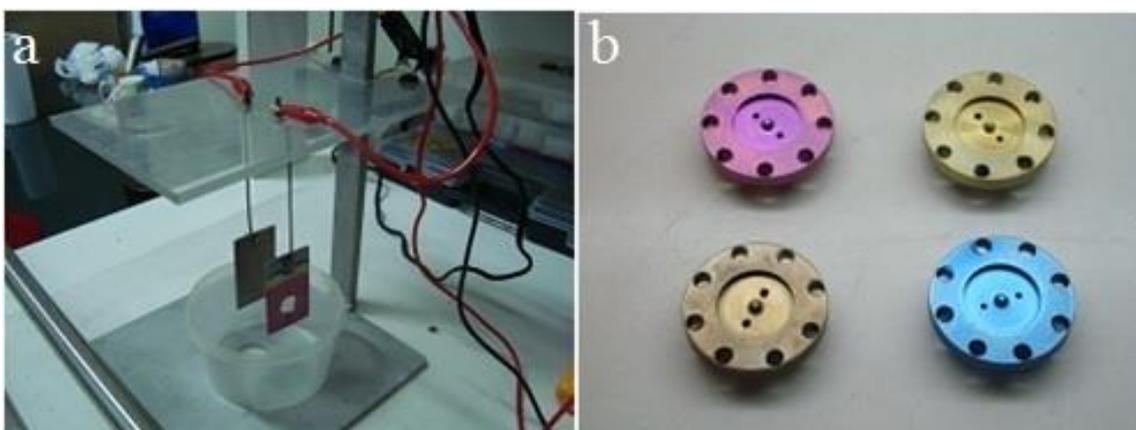


Figura 5.35 - a) Vista detalhada da célula eletrolítica construída com eletrodos de nióbio para anodização das cavidades reentrantes. b) Algumas cavidades de nióbio anodizado com tensões de 10 V (amarelo), 15 V (marron), 20 V (azul) e 60 V (rosa).

A relação entre as cores obtidas e as tensões aplicadas estavam de acordo com o padrão de cores apresentado na Fig. 5.34. Nosso plano foi anodizar

algumas cavidades com diferentes tensões e passar diretamente para medidas de Q elétrico. Um estudo mais rigoroso seria realizar medidas de Q elétrico em função da espessura da camada anodizada, para uma mesma cavidade. Para isso, os ensaios deveriam contemplar espessuras variando desde 10 nm (uma vez que o óxido natural penetra até 6 nm na superfície) até 200 nm (que é a profundidade máxima de penetração London $\lambda(T)$ para o nióbio a $4,2\text{ K}$). Considerando a taxa de crescimento do filme de óxido como sendo de $\sim 2\text{ nm/V}$, as tensões deveriam variar, então, entre 5 V e 100 V .

5.2.2.2.2 LIXAMENTO, POLIMENTO E ANODIZAÇÃO DAS CAVIDADE UTILIZADAS PARA O TESTE EXPERIMENTAL

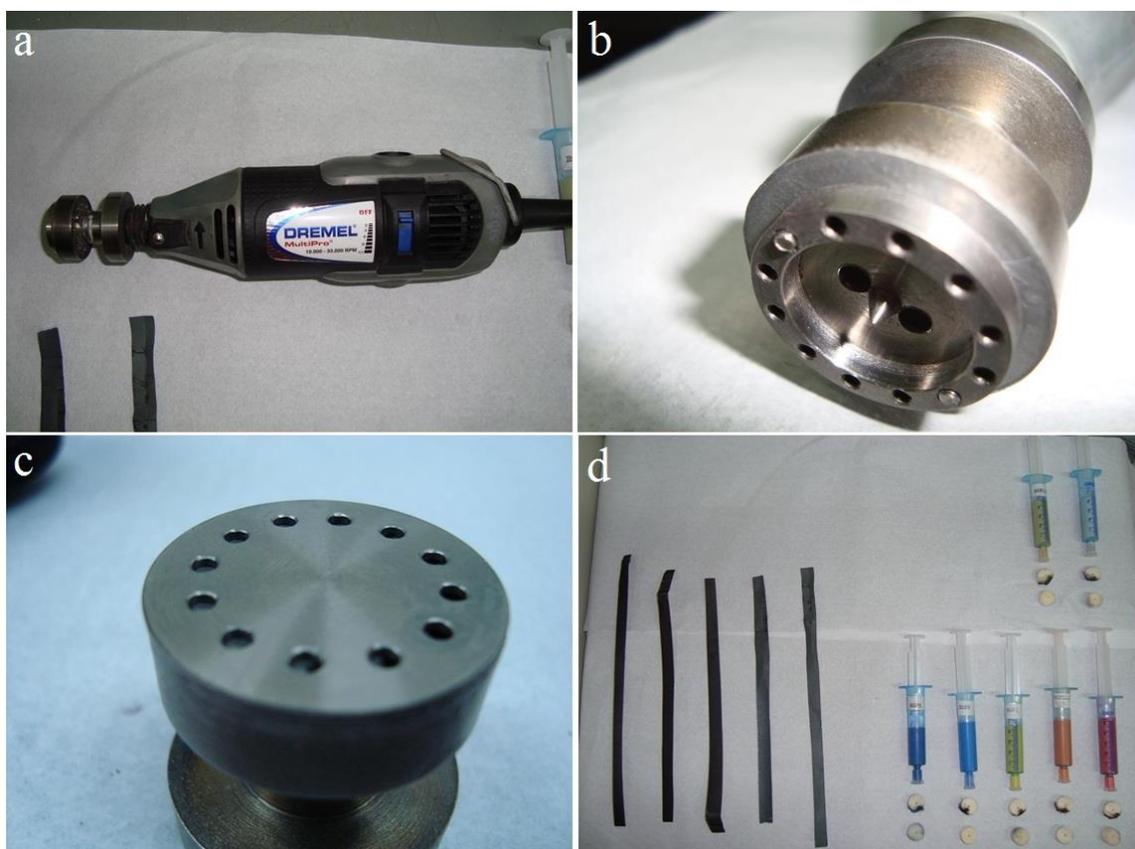


Figura 5.36 - Procedimento experimental para lixamento e polimento das cavidades. a) Transdutor-teste fixado, através do seu furo central, no eixo rotor da mini-fresa; b) vista detalhada da montagem invertida da cavidade sobre o corpo do transdutor; c) disco de nióbio, que tampa a cavidade, colado sobre o transdutor; d) lixas e pastas de diamantes com diferentes granulações.

Em seguida, apresentamos o tratamento de superfície aplicado às cavidades utilizadas para as medições de acoplamento (β) e fator- Q carregado. Basicamente, três procedimentos foram adotados em sequência: lixamento,

polimento e ataque químico. A anodização, quando empregada, foi realizada após o ataque químico.

A Fig 5.36 mostra o procedimento experimental e o material utilizado para o lixamento e o polimento das cavidades. Uma mini-fresa da DREMEL foi usada como rotor para auxiliar nos procedimentos de lixamento e polimento (Fig. 5.36a). Um transdutor teste foi fixado no eixo do rotor, através do seu furo central, como um suporte intermediário para a fixação das cavidades. A montagem da cavidade sobre o corpo do transdutor foi feita invertida, de forma que sua superfície ficasse exposta (Fig. 5.36b). Com a mesma finalidade, o disco de nióbio, que fecha a cavidade, foi também colado sobre o transdutor (Fig. 5.36c).

A Fig. 5.36d mostra uma sequência de lixas e pastas de diamantes com diferentes granulações empregadas no processo de lixamento e polimento. A pasta de diamante é um tipo de abrasivo a base de poliol e pó de diamante sintético com variadas granulações e concentrações. Algumas lixas foram recortadas, em forma de fitas, a partir de lixas comerciais com granulações de 320, 600, 800, 1200 e 2000. Durante a alta rotação da cavidade montada sobre o rotor, as fitas foram empregadas em sequência até que a superfície da cavidade ficasse espelhada. Em seguida, o polimento ocorreu através da aplicação da pasta de diamante. Uma pequena porção de pasta foi colocada sobre um feltro, sendo, depois, introduzidos no interior da cavidade em rotação. O diâmetro médio dos grãos da pasta variavam de $12 \mu m$ até $0,5 \mu m$. Dessa forma, a aplicação foi feita também em sequência, partindo da pasta com diâmetro de grão maior. Vale ressaltar que, na ausência de um dispositivo rotatório, estes procedimentos podem ser feitos diretamente no torno após o processo de usinagem.

Linthorne (1991) mediu $Q = (5,9 \pm 0,3) \times 10^5$ para as cavidades reentrantes do sistema de transdução do detector Niobè (4,8 K), com tratamentos superficiais consistindo num ataque químico com uma mistura concentrada de ácidos hidrófluorídrico (HF) e nítrico (HNO_3) a 50%, seguido de anodização do nióbio tratado quimicamente. Com base nestes resultados, após o lixamento e polimento, iniciamos a limpeza química para a remoção de óxido das

superfícies e dos contornos de grão das amostras de nióbio. Para tanto, as cavidades e o disco de nióbio receberam um ataque químico com uma mistura concentrada de ácidos fluorídrico (HF) e nítrico (HNO_3) a 50 %. Elas foram mantidas submersas na mistura por aproximadamente 60 segundos. O HF remove o NbO formado quando o nióbio é colocado em contato com o ar e o HNO_3 ataca a superfície metálica exposta. Em seguida, foi aplicado o procedimento de limpeza e armazenamento seguintes:

- Lavagem em água corrente;
- Limpeza com sabão neutro em ultrassom por 15 *min*;
- Limpeza com álcool isopropílico em ultrassom por 15 *min*;
- Secagem rápida com *heat gun* e armazenamento em dessecador com vácuo.

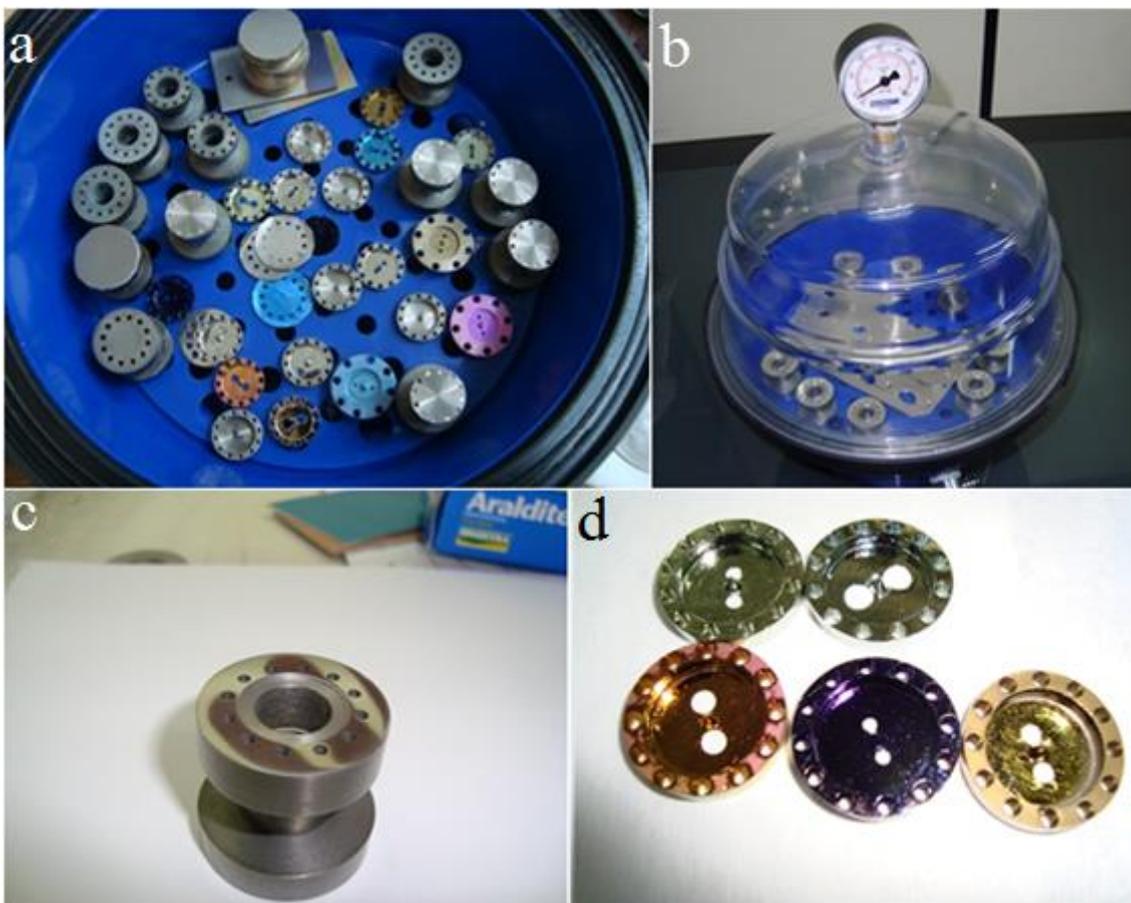


Figura 5.37 - a) Algumas cavidades anodizadas, membranas e transdutores no interior do dessecador; b) algumas amostras de transdutores no interior do dessecador com vácuo; c) superfície do transdutor com espelhamento obtido através de lixamento; d) algumas cavidades anodizadas que foram utilizadas no experimento.

Após o ataque químico e o procedimento de limpeza descritos, algumas

cavidades de nióbio foram anodizadas. A camada anodizada, com algumas dezenas de nanômetros de espessura, protege a superfície metálica da cavidade contra a formação do óxido natural. As Figs. 5.37a e 5.37b mostram o dessecador utilizado com algumas amostras que foram usadas no experimento. A Fig. 5.37c mostra (curiosamente) a superfície de um transdutor lixada com a sequência de lixas descritas anteriormente. O espelhamento foi obtido através de técnicas de lixamento com movimentos circulares e diagonais (movimento em “oito”). A Fig. 5.37d mostra, em mais detalhes, algumas cavidades anodizadas a partir de diferentes tensões aplicadas.

5.2.2.3 ARRANJO EXPERIMENTAL PARA AS MEDIDAS CRIOGÊNICAS

O objetivo principal das medições realizadas foi determinar experimentalmente o acoplamento eletromagnético em função da posição da sonda elétrica na cavidade. Para a realização dos experimentos nas condições de supercondutividade do nióbio ($T < 9,2K$), foi utilizado um criostato, possibilitando o resfriamento das cavidades até $4,2 K$ através de sua inserção direta no interior de um *dewar*¹⁵ contendo hélio líquido (LHe) com capacidade de 250 litros. O criostato utilizado possibilitava a realização das medições de frequência de ressonância, sendo composto por dois longos tubos de aço inoxidável com paredes finas, inseridos um dentro do outro. O fator- Q carregado podia ser medido em modo de reflexão através do acoplamento eletromagnético. As Figuras 5.38 e 5.39 mostram os detalhes da câmara experimental.

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, composta de duas partes anexadas através de oito parafusos M3. Esta estrutura constituía a câmara experimental onde a cavidade klystron podia ser alojada (Fig. 5.38). Os comprimentos dos tubos metálicos ($\approx 1600 mm$) foram determinados de acordo com a profundidade do tanque utilizado para armazenamento de LHe, de forma que a câmara experimental pudesse ser

¹⁵ 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, mantendo a temperatura interna. Eles são construídos com paredes metálicas duplas isoladas com materiais de baixíssima condutibilidade térmica e mantidos em vácuo.

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 das cavidades através de orifícios cilíndricos com diâmetros que variavam de 1,50 *mm* a 3,5 *mm*.

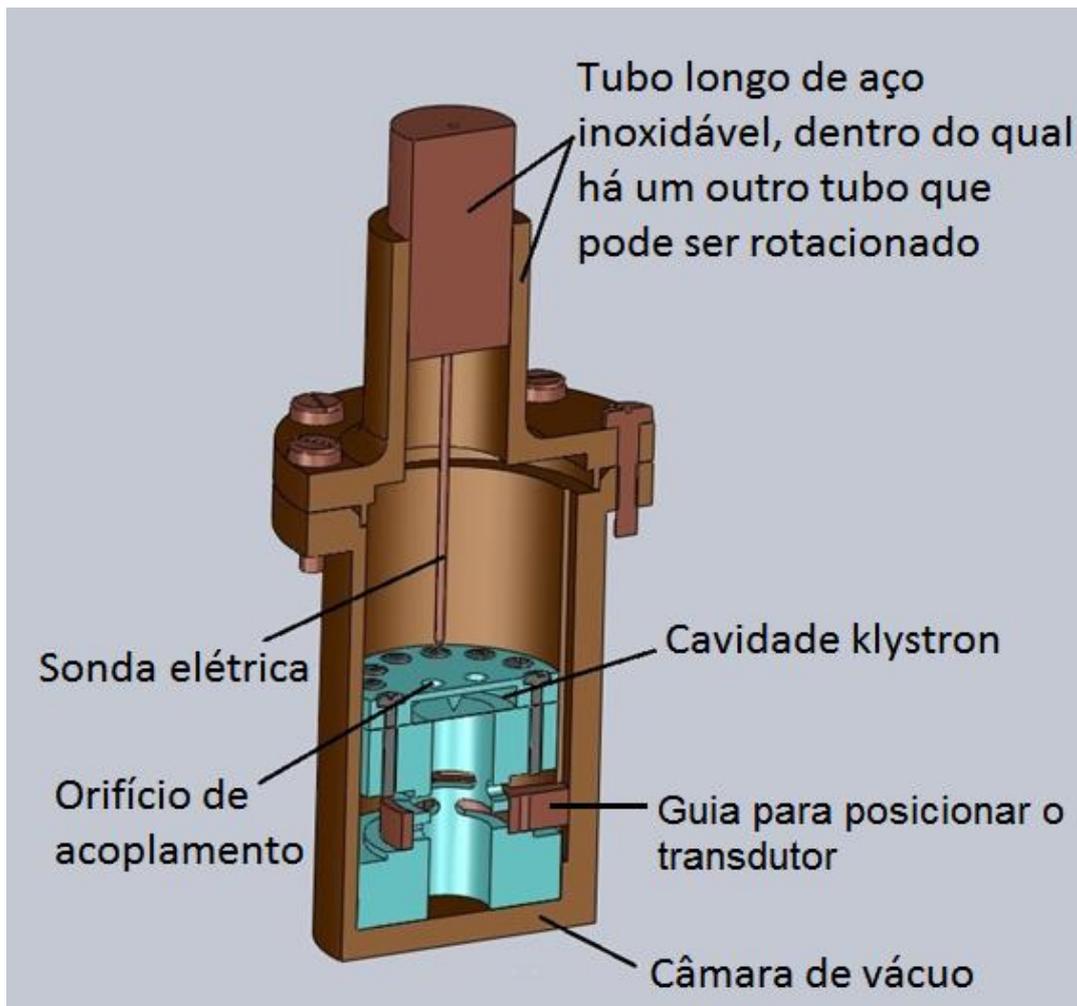


Figura 5.38 - Câmara experimental de latão anexada ao criostato para a realização das medidas de acoplamento em modo de reflexão.

A Fig. 5.39 mostra os detalhes da sonda próxima ao orifício da cavidade. O movimento de rotação do tubo interno em relação ao tubo externo do criostato era feito através de um sistema de roscas e permitia o movimento da sonda elétrica dentro e fora da cavidade, desde uma posição próxima à tampa da cavidade até uma posição superior a 30 *mm* distante desta. Esse movimento possibilitava aumentar ou diminuir o acoplamento eletromagnético da cavidade com o circuito externo. Na extremidade superior do criostato, existiam

conexões para o sistema de vácuo e para que o cabo coaxial UT85 fosse ligado ao sistema de medição externo. Medidas realizadas mostraram que o tempo de resfriamento da cavidade dentro do criostato imerso no hélio líquido levava menos que 15 minutos.

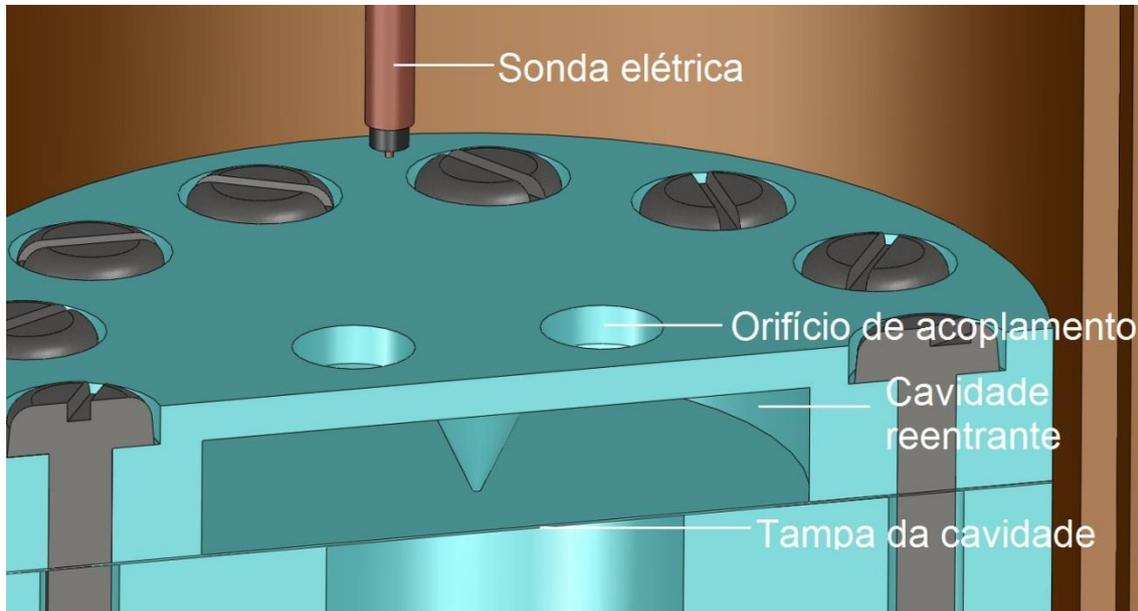


Figura 5.39 - Vista ampliada da sonda elétrica e o orifício de acoplamento da cavidade reentrante.

Na Fig. 5.40 é mostrado o diagrama da montagem experimental utilizada e o arranjo da sonda na cavidade, cuja tampa foi tomada como zero de referência. As medições de frequência de ressonância, acoplamento e fator- Q carregado em modo de reflexão foram efetuadas de acordo com esta montagem, utilizando-se um analisador de rede vetorial Agilent N5230C que possuía uma fonte de varredura operando numa faixa de frequência de $0,01\text{ GHz}$ a 20 GHz e capacidade de medição, em magnitude e fase, de perda de inserção, ganho e perda de retorno. Um sinal de varredura, numa faixa de frequência 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 3.10. 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.

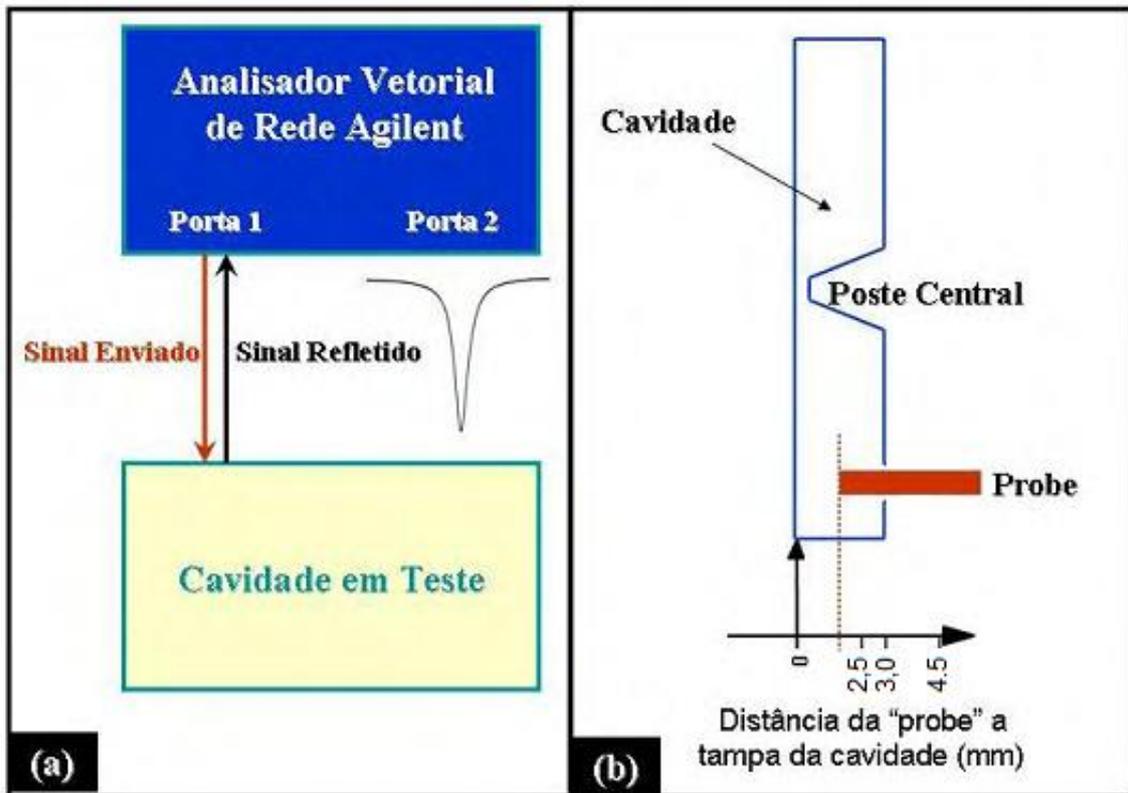


Figura 5.40 – Diagrama e arranjo da montagem experimental para medições de frequência e fator-Q carregado em modo reflexão: (a) diagrama em bloco; (b) arranjo da cavidade com sonda elétrica. Fonte: adaptado de (FURTADO, 2009).

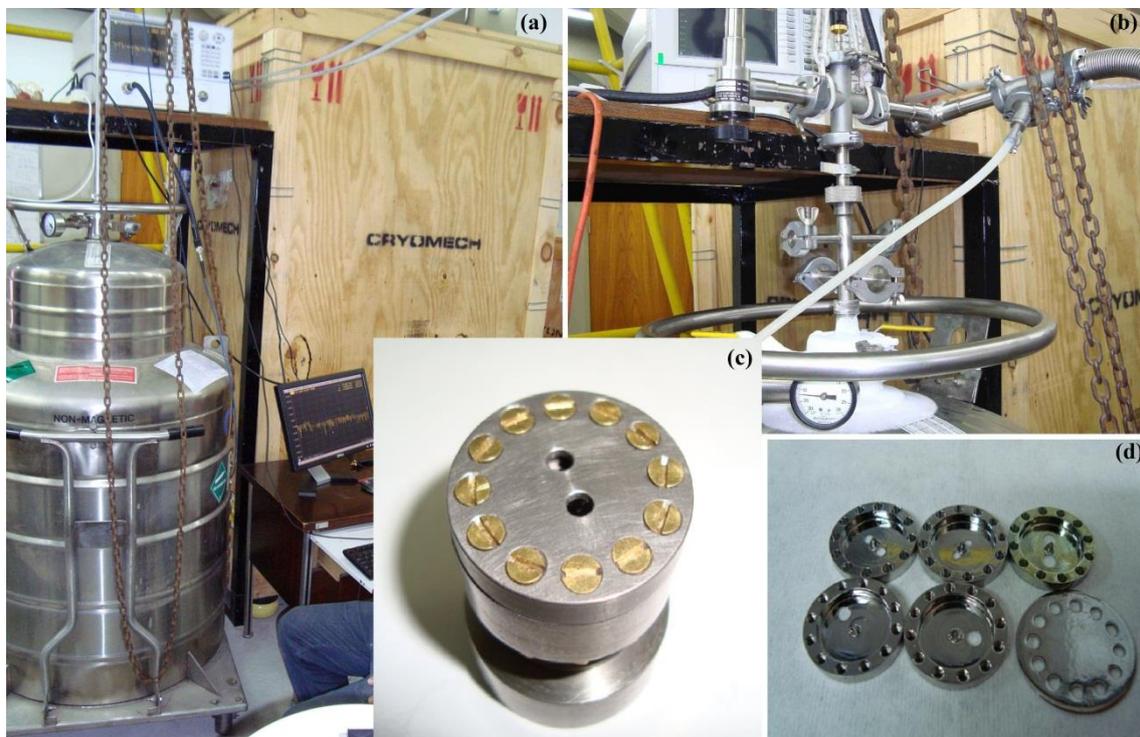


Figura 5.41 - Montagem do sistema de medição: (a) analisador vetorial de rede *Agilent*, apoiado sobre uma plataforma fixada a uma estrutura metálica, e tanque de 250 litros de hélio líquido; (b) detalhes das conexões do criostato ao sistema de vácuo e ao cabos coaxiais; (c) detalhes do transdutor paramétrico com tampa e parafusos; (d) cavidades klystron testadas.

A Figura 5.41 mostra o criostato no tanque de hélio líquido e seus acessórios. Para evitar vibrações mecânicas ou mudanças nas posições dos cabos testes durante a realização das medições, tanto o sistema criostato-*dewar* quanto a linha de transmissão foram mantidas fixas à uma estrutura metálica, projetada na mesma altura ($\approx 1600\text{ mm}$) do sistema criostato-*dewar*. 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 apoiado sobre uma plataforma fixada à estrutura metálica. A operação desse *setup* experimental durou aproximadamente 6 horas ininterruptas e exigiu somente cerca de 10 litros de helio líquido para cada corrida, fazendo esse experimento econômico e rápido.

5.2.2.4 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL PARA MEDIÇÕES EM MODO DE REFLEXÃO

Esta seção descreve os procedimentos experimentais adotados para as medições criogênicas da frequência de ressonância, do fator de acoplamento (β) e fator- Q carregado das cavidades reentrantes. A Fig. 5.42 mostra o diagrama do aparato experimental utilizado para as medições. O sistema de medição era composto por um analisador vetorial de rede *Agilent* N5230C, operando na faixa de frequência de $0,01\text{ GHz}$ a 20 GHz ; uma bomba mecânica de vácuo *Varian* SD300 com velocidade de bombeamento de $18,8\text{ m}^3/\text{h}$; um criostato projetado especificamente para as medidas em modo de reflexão; e um *dewar* com capacidade de armazenamento de 250 litros de hélio líquido.

A bomba mecânica foi conectada a uma das saídas do criostato para a obtenção do vácuo primário (entre $1 \times 10^3\text{ mbar}$ e $1 \times 10^{-3}\text{ mbar}$) na câmara experimental. O monitoramento da pressão interna no criostato foi realizado através de um sensor de vácuo (localizado numa das saídas da bomba) do tipo Pirani *Edwards* PRH10 (identificado na Figura 5.41 como PI-1), operando numa faixa de pressão de $1 \times 10^3\text{ mbar}$ até $1 \times 10^{-3}\text{ mbar}$. Duas válvulas de vácuo (identificadas na Figura 5.41 como V-1 e V-2) foram utilizadas para controlar o fluxo de gás no interior do criostato.

Caso a pressão interna fosse superior a 5 atm, um sistema de válvulas de segurança (V-3, V-4, RV-1, RV-2 e RD-1, conforme mostrado na Figura 5.42) poderia ser acionado. Além de atuar no alívio de pressão (ventilação), a válvula V-3 foi usada para duas finalidades: (i) para a introdução de GHe no criostato para ser utilizado como gás de troca de calor e (ii) para o bombeamento de GHe do *dewar* para reduzir a temperatura do banho.

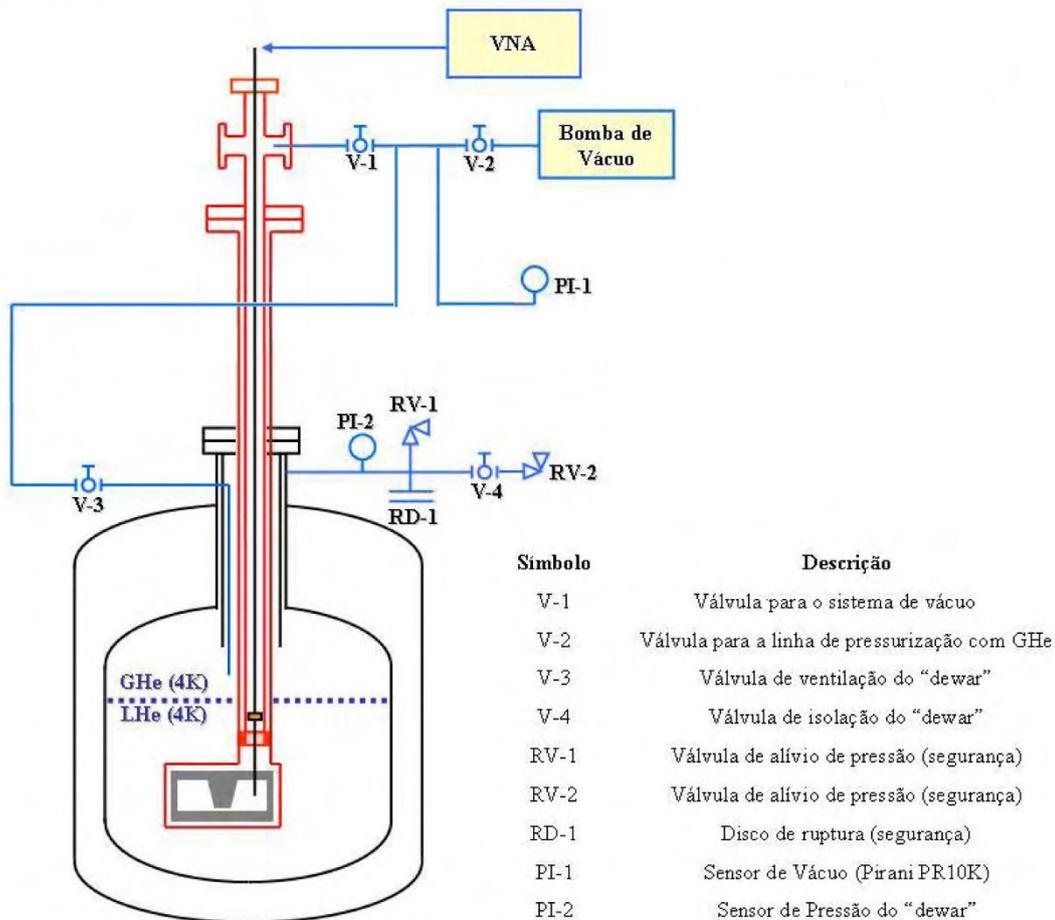


Figura 5.42 – Diagrama do arranjo experimental utilizado para a realização das medições criogênicas da frequência de ressonância, acoplamento e fator- Q carregado das cavidades reentrantes. Fonte: adaptado de (FURTADO, 2009).

Para a realização das medições, os seguintes procedimentos experimentais foram adotados:

1. O criostato era conectado ao analisador vetorial de rede *Agilent* e mantido na mesma posição que ocuparia quando estivesse inserido no *dewar*, de modo que a linha de transmissão permanecesse na mesma posição ocupada durante a realização das medições. Então, a 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, foi realizada nas seguintes faixas de frequências: 5 – 20GHz; 5 – 10GHz, 10 – 15GHz, 15 – 20GHz, 8 – 10GHz, 10 – 12GHz, 12 – 14GHz, 14 – 16GHz, 16 – 18GHz, 18 – 20GHz, 8 – 9GHz, 9 – 10GHz, 10 – 11GHz, 11 – 12GHz, 12 – 13GHz, 13 – 14GHz, 14 – 15GHz e 15 – 16GHz;

2. O criostato era desconectado do sistema de medição. Esta operação era realizada utilizando-se luvas apropriadas, evitando a contaminação da cavidade (previamente tratada) por gorduras ou poeiras. Então, fazia-se a montagem da cavidade e respectiva tampa no corpo do transdutor através de doze parafusos M2, seguida de fixação do conjunto montado na câmara experimental;
3. A câmara experimental era fechada e vedada (com índio) através de oito parafusos M3. Esta operação foi realizada utilizando-se luvas apropriadas, assim como no item anterior e pelos mesmos motivos;
4. Após definida a posição de contato com a tampa (disco de nióbio) da cavidade klystron (ou o zero de referência), a sonda era recuada cerca de 0,1 mm evitando danos na mesma (por contração diferencial) durante o processo de resfriamento térmico;
5. O sistema de vácuo era conectado às válvulas V-1 e V-2 (abertas), permanecendo a válvula V-3 fechada (Figura 5.42) para a obtenção de vácuo ($\approx 10^{-2} \text{ mbar}$) na câmara experimental, com auxílio do sistema de bombeamento;
6. O criostato era conectado ao sistema de ventilação do *dewar*, com as válvulas V-1 e V-3 mantidas abertas e a válvula V-2 fechada (conforme Figura 5.42), para a introdução de GHe como gás de troca de calor no criostato, sendo mantida a pressão interna em cerca de 10 mbar;

7. 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 5.42. Em seguida, iniciava-se o 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*;
8. Após a introdução completa do criostato no dewar, a válvula V-3 (Figura 5.42) era fechada e esperava-se 30 minutos para atingir o equilíbrio térmico e, assim, as medições por reflexão fossem realizadas. Durante este intervalo de tempo, o criostato era fixado na mesma posição daquela durante a calibração, evitando mudanças nas configurações dos cabos;
9. Após ter sido atingido o equilíbrio térmico, o criostato era novamente conectado ao sistema de vácuo para a obtenção de vácuo primário ($> 10^{-3} \text{ mbar}$), sendo retirado o gás de troca com auxílio da bomba mecânica de vácuo. Para isto, mantinha-se a válvula V-1 e V-2 abertas e a válvula V-3 fechada, conforme Figura 5.42;
10. Após definida a posição de contato com a tampa da cavidade klystron (ou o zero de referência), a sonda era recuada cerca de $0,1 \text{ mm}$, sendo iniciadas as medições em modo de reflexão em 4 K ;
11. O analisador vetorial de rede *Agilent* era conectado ao cabo coaxial UT85 (na mesma posição em que havia sido realizada a calibração do item 1), sendo iniciada a retirada gradual da sonda com a realização de medições das perdas por reflexão, das frequências, dos fatores de acoplamento e dos Q 's a cada deslocamento de $0,1 \text{ mm}$, dentro e fora da cavidade;

12. Para verificar a coerência dos resultados com os valores obtidos no item anterior, a sonda era reintroduzida gradualmente repetindo as medições das perdas por reflexão a cada deslocamento de $0,1\text{ mm}$, até a sonda atingir $0,1\text{ mm}$ da tampa da cavidade;
13. Determinação da posição de contato da sonda com a tampa da cavidade *klystron* para verificar a coerência com relação à posição obtida no item 10;
14. Após definida a posição de contato, a sonda era recuada cerca de $0,1\text{ mm}$ para evitar danos na mesma;
15. O criostato era desconectado da linha de vácuo, da linha de GHe e do analisador vetorial de rede *Agilent*, mantendo-se a válvula V-1 fechada (Figura 5.42). Em seguida, o criostato era retirado do *dewar* de forma rápida e gradual para evitar a perda excessiva de GHe;
16. A válvula V-1 era gradualmente aberta até a entrada de ar na câmara ter fornecido o equilíbrio com a pressão atmosférica externa. Em seguida, o criostato era lavado em água corrente para a retirada do gelo formado, devido a baixa temperatura a qual foi submetido, e pressurizado gradualmente até obter pressão atmosférica;
17. A câmara experimental era aberta e a cavidade *klystron* era retirada. Para evitar a contaminação da cavidade por gorduras ou poeiras, esta operação era realizada utilizando-se luvas apropriadas;
18. A cavidade era armazenada imediatamente em dessecador mantido a vácuo. Esta operação foi realizada utilizando-se luvas apropriadas, assim como no item anterior e pelos mesmos motivos;
19. O nível de LHe no *dewar* era medido. O consumo médio por medição efetuada foi de aproximadamente 10 litros.

Além destes procedimentos convencionais, outros ensaios foram realizados na tentativa de observar algum ganho no Q -elétrico, pois o Q -elétrico pode ser aumentado, reduzindo a temperatura e esta, por sua vez, pode ser reduzida, bombeando o *dewar* de LHe/GHe.

De acordo com a Eq. (3.31), a resistência BCS (R_{BCS}) diminui com a redução da temperatura. Se a resistência residual R_{res} (Eq. 3.30) não for um fator limitante, a resistência superficial R_s será, também, reduzida com a redução da temperatura. Isso ocasiona um aumento em Q_m (Eq. 3.27). Se Q_d e Q_r também não forem fatores limitantes, uma redução na temperatura deve, portanto, ocasionar um aumento no Q elétrico total (Eq. 3.24) da cavidade em teste. Para diminuir a temperatura do LHe abaixo de seu ponto de ebulição, que é de $4,2\text{ K}$ à pressão atmosférica normal, bombea-se o GHe que está em equilíbrio térmico com o seu líquido no interior do *dewar*. O resfriamento ocorre devido ao efeito de evaporação das moléculas mais energéticas presentes no líquido de Hélio, que é facilitada devido à baixa pressão (resultante do bombeamento) sobre o líquido.

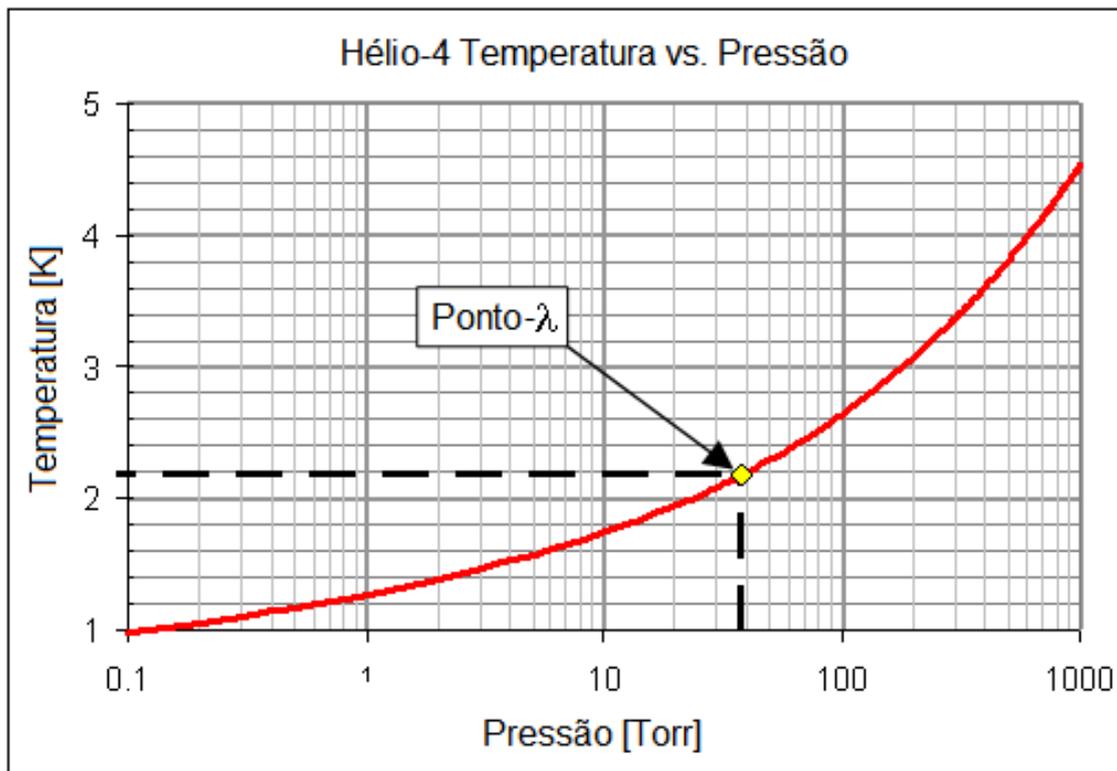


Figura 5.43 – Gráfico da temperatura versus pressão do He4, com o ponto- λ superfluido indicado. Fonte (Wikipedia).

A relação entre a pressão e a temperatura do Hélio pode ser vista na Fig. 5.43.

O gráfico mostra a pressão para a qual o *dewar* precisa ser bombeado para obter a temperatura de LHe desejada. A pressão atmosférica é 760 Torr correspondendo a temperatura de $4,2 \text{ K}$ para o LHe. O ponto- λ superfluido ocorre em aproximadamente 38 Torr , correspondendo a $2,18 \text{ K}$. A maioria dos sistemas supercondutores de radio frequência, ou opera à pressão atmosférica, com temperatura em $4,2 \text{ K}$, ou abaixo do ponto- λ a uma pressão inferior a 12 Torr correspondendo a uma temperatura ao redor de $1,8 \text{ K}$.

O bombeamento também remove o vapor efervescente do líquido e controla a temperatura do banho. Além da possibilidade de aumentar o Q -elétrico, um outro motivo para o *dewar* de Hélio ser bombeado abaixo do ponto- λ superfluido é para obter vantagens com as propriedades térmicas do superfluido. Pois o superfluido tem uma condutividade térmica muito alta, sendo um excelente refrigerante.

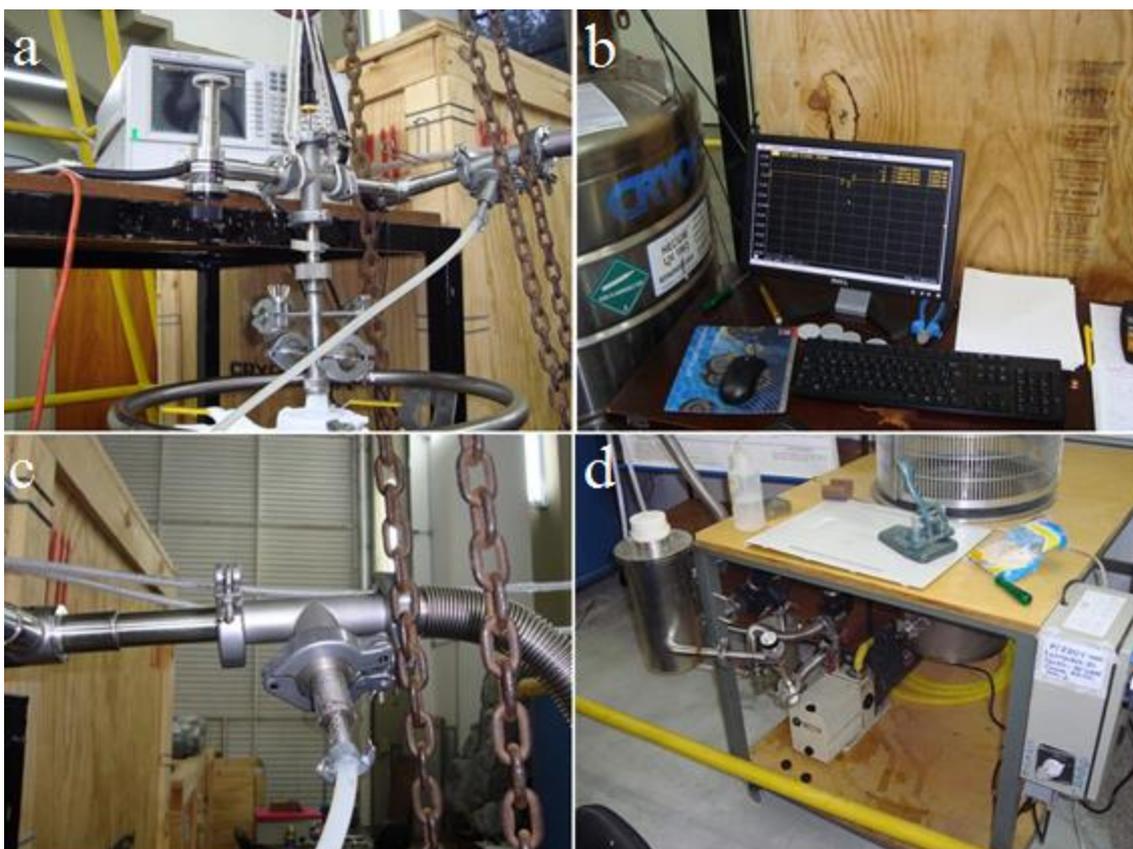


Figura 5.44 - a) Conexão do analisador de rede vetorial com o criostato; b) monitor conectado ao analisador para melhor visualização dos gráficos de parâmetros S ; c) conexão da válvula de ventilação do *dewar* à tubulação de vácuo do criostato, para inserção de gás de troca no interior do criostato e bombeamento de GHe do interior do *dewar*; d) sistema de vácuo utilizado, constituído principalmente por uma bomba mecânica.

Para investigar a relação da temperatura com o Q elétrico da cavidade, foi realizado o bombeamento de GHe do interior do *dewar*. Para isto, foi feita uma conexão entre o sistema de vácuo e o *dewar*, através da válvula de ventilação do *dewar*, conforme é esquematizado na Fig. 5.42. A Figura 5.44 mostra a conexão do analisador de rede vetorial com o criostato. Um monitor foi conectado ao analisador para monitorar parâmetros S e frequências de ressonância. O sistema de vácuo utilizado para baixar a pressão do criostato é, também, mostrado. Pode ser visto em detalhes, agora, a conexão da válvula de ventilação do *dewar* à tubulação de vácuo do criostato para inserção de gás de troca e/ou bombeamento de GHe.

A Figura 5.45 mostra o *dewar* de Hélio líquido com formação de gelo na região da sua válvula de ventilação. Este efeito foi resultado do bombeamento de GHe através da válvula de ventilação. O bombeamento atingiu a pressão de $\sim -26 \text{ inHg}$ ($\sim -660 \text{ torr}$) no interior do *dewar*, depois de algumas horas. Pelo gráfico da Fig. 5.43, essa pressão corresponde a temperatura na faixa de $2,5 - 2,6 \text{ K}$.

Como foi descrito nesta seção, a cavidade era selada (com índio) dentro da câmara experimental. Assim, poderia ser feito vácuo na cavidade para os testes criogênicos. Quando a câmara experimental era imersa em LHe, as paredes da cavidade eram indiretamente resfriadas pelo líquido. O resfriamento ocorria através do contato térmico do transdutor de nióbio (onde a cavidade foi parafusada) com as paredes de latão da câmara experimental. Para garantir que a cavidade de nióbio estava sendo resfriada suficientemente, algumas experiências foram realizadas com a câmara experimental aberta, sem a vedação com índio. Desta forma, o líquido podia entrar no interior da câmara, atingindo e resfriando o interior da cavidade através dos orifícios de acoplamento. Neste *setup* experimental, não houve a necessidade de realização de vácuo. O criostato era introduzido no *dewar* com a válvula V-1 fechada, sendo que o ar residual no seu interior era condensado devido ao resfriamento.



Figura 5.45 - Formação de gelo na região da válvula V-3 (esquematizada na Fig. 5.42) de ventilação do *dewar* de LHe. Este efeito foi resultado do bombeamento de GHe do interior do *dewar* através dessa válvula. O bombeamento seria responsável por diminuir a temperatura do Hélio líquido abaixo de $4,2\text{ K}$.

5.2.2.5 RESULTADOS OBTIDOS PARA MEDIÇÕES DE FREQUÊNCIA DE RESSONÂNCIA, COEFICIENTE DE ACOPLAMENTO E FATOR-Q DAS CAVIDADES REENTRANTES

Os resultados dos testes criogênicos realizados com diversas cavidades reentrantes feitas de nióbio RRR300 de alta pureza serão apresentados nesta seção. As cavidades testadas, cuja representação esquemática é mostrada na Fig. 3.9, tinham as seguintes dimensões características: $R0 = 0,1\text{ mm}$, $R1 = 1,5\text{ mm}$, $\lambda = 3,0\text{ mm}$, $R2 = 8,00\text{ mm}$ e $GAP \approx 30\ \mu\text{m}$. As cavidades foram excitadas e monitoradas por uma sonda (constituída por um cabo coaxial UT47), que era introduzida através de um orifício, com diâmetro que variava de $1,5\text{ mm}$ a $3,0\text{ mm}$ e deslocado de $3,0\text{ mm}$ a $5,0\text{ mm}$ do centro da cavidade. Esta sonda era responsável pelo acoplamento elétrico entre a cavidade e o circuito externo.

Um sinal de varredura fornecido pelo VNA era injetado na cavidade e analisado

em modo de reflexão numa faixa de frequência pré-definida. A absorção na cavidade tornava-se máxima, quando na ressonância do modo *klystron*, indicando que para outras frequências o sinal era refletido e detectado pelo analisador de rede. De acordo com o espectro típico de frequência mostrado na Fig. 5.46 (centrada em torno de 10,663910 GHz numa faixa de frequência de 10 MHz), a depressão mais aguda corresponde ao modo ressonante da cavidade. Desse resultado era possível determinar a frequência (f_0), o coeficiente de acoplamento (β) e o fator- Q numa posição fixa da sonda com relação a cavidade.

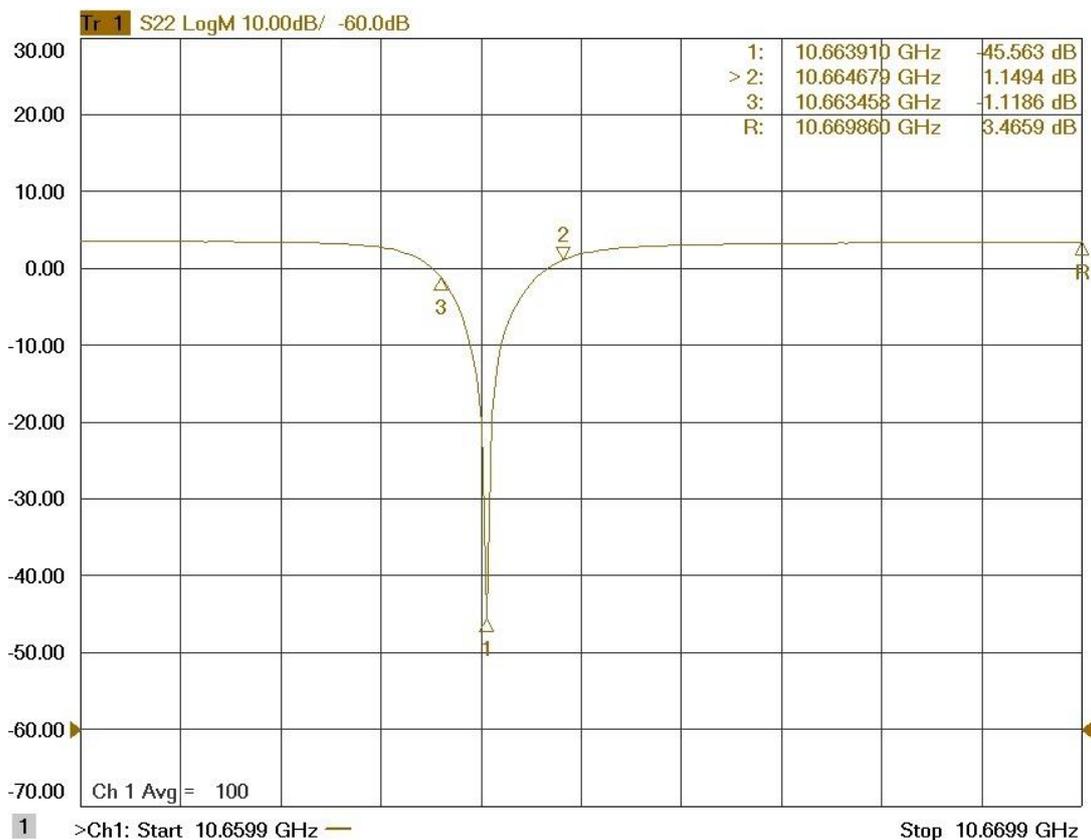


Figura 5.46 – Resultado de $S_{2,2}$ obtido em 4 K, no acoplamento crítico ($\beta = 1$), durante as medições. O eixo horizontal representa os valores de frequência (em GHz); o eixo vertical, os valores relativos da potência (em dB).

Utilizando resultados como este e as relações apresentadas na seção 3.3.3, foi possível determinar os parâmetros de interesse (frequência de ressonância, fator- Q carregado, fator- Q não-carregado e coeficiente de acoplamento) para o estudo realizado em função da posição da sonda no interior da cavidade,

conforme mostrado nas Figuras 5.47, 5.48, 5.49. No caso particular do espectro apresentado na Fig. 5.46, por exemplo, a potência da largura de banda é calculada a partir da Equação (3.42), considerando $P_{on} = 3,465 \text{ dB}$ e $P_{off} = 45,563 \text{ dB}$:

$$P_{\Delta f}(\text{dB}) = -10\log 2 + 10\log \left(10^{\frac{3,465}{10}} + 10^{\frac{45,563}{10}} \right) = 42,563 \text{ dB} \quad (5.11)$$

Dessa forma, a largura de banda $\Delta f \approx 1 \text{ MHz}$ foi obtida a $-3,0 \text{ dB}$ do nível de potência P_{on} . Este resultado já poderia ser obtido diretamente da Eq. 3.44, uma vez que a perda por reflexão R_L é superior a 25 dB . O fator- Q carregado (Q_C) foi calculado a partir da Eq. 3.40, resultando em:

$$Q_C = \frac{f_0}{\Delta f} \approx 10663,910 \quad (5.12)$$

A perda por reflexão medida foi de $R_L = 42,098 \text{ dB}$. Assim, o fator de acoplamento pode ser calculado a partir da Equação (3.39), resultando em:

$$\beta = \frac{1 - 10^{-R_L/20}}{1 + 10^{-R_L/20}} \approx 1 \quad (5.13)$$

Na Tabela 5.2, algumas dimensões características são mostradas. É apresentado o diâmetro do furo (DFURO) e o seu posicionamento em relação ao centro da cavidade (DIST). Alguns aspectos das condições experimentais em que as cavidades foram testadas são, também, apresentados.

As experiências com as cavidades 1 e 3 receberam a indicação “câmara aberta”, pois as medidas foram realizadas com a tampa da câmara experimental aberta, onde foi permitida a entrada de líquido no interior da cavidade. Isto garantiu que a cavidade estava sendo realmente resfriada ao entrar em contato direto com o líquido refrigerante. As cavidades 1, 2 e 8 receberam a indicação “baixa pressão” referindo-se ao procedimento de baixar a pressão no interior do *dewar* para a redução da temperatura. Através do bombeamento de GHe, a pressão no interior do *dewar* atingiu $\sim -26 \text{ inHg}$ dentro de algumas horas. A cavidade 5 recebeu uma anodização de 45 V , utilizando o procedimento descrito na seção 5.2.2.2.1. O restante das

experiências foram realizadas com a câmara experimental fechada, com a pressão normal (0,0 *inHg*) no interior do *dewar* e com as cavidade tratadas como descrito na seção 5.2.2.2, mas sem realizar a anodização.

Tabela 5.2 - Condições experimentais e dimensões características das cavidades *klystron* testadas.

Cavidade	Condições experimentais	DFURO (mm)	DIST (mm)
1	<ul style="list-style-type: none"> • Câmara aberta; • Baixa pressão. 	3,0	3,0
2	<ul style="list-style-type: none"> • Câmara fechada; • Baixa pressão. 	3,0	3,0
3	<ul style="list-style-type: none"> • Câmara aberta; • Pressão normal. 	3,0	4,0
4	<ul style="list-style-type: none"> • Câmara fechada; • Pressão normal. 	3,0	5,0
5	<ul style="list-style-type: none"> • Câmara fechada; • Pressão normal; • Anodização de 45V. 	3,5	3,0
6	<ul style="list-style-type: none"> • Câmara fechada; • Pressão normal. 	1,5	3,0
7	<ul style="list-style-type: none"> • Câmara fechada; • Pressão normal. 	2,5	3,0
8	<ul style="list-style-type: none"> • Câmara fechada; • Baixa pressão. 	3,0	3,0

Para as cavidades indicadas na Tabela 5.2, foram realizadas várias medições de frequência (f_0), coeficiente de acoplamento (β), fator- Q carregado (Q_C) em função da posição da sonda. Os resultados são apresentados graficamente nas Figs. 5.47, 5.48, 5.49. A Fig. 5.47 mostra o comportamento das frequências de ressonância da cavidade de nióbio em 4,2 K, a medida que a sonda era retirada da cavidade. As frequências foram ajustadas à temperatura ambiente,

através do lixamento do topo do poste cônico e/ou da base de contato da cavidade com o corpo do transdutor. As frequências foram sintonizadas entre 10 GHz e 11 GHz. Pode ser observado que a posição da sonda altera as frequências de ressonância da cavidade.

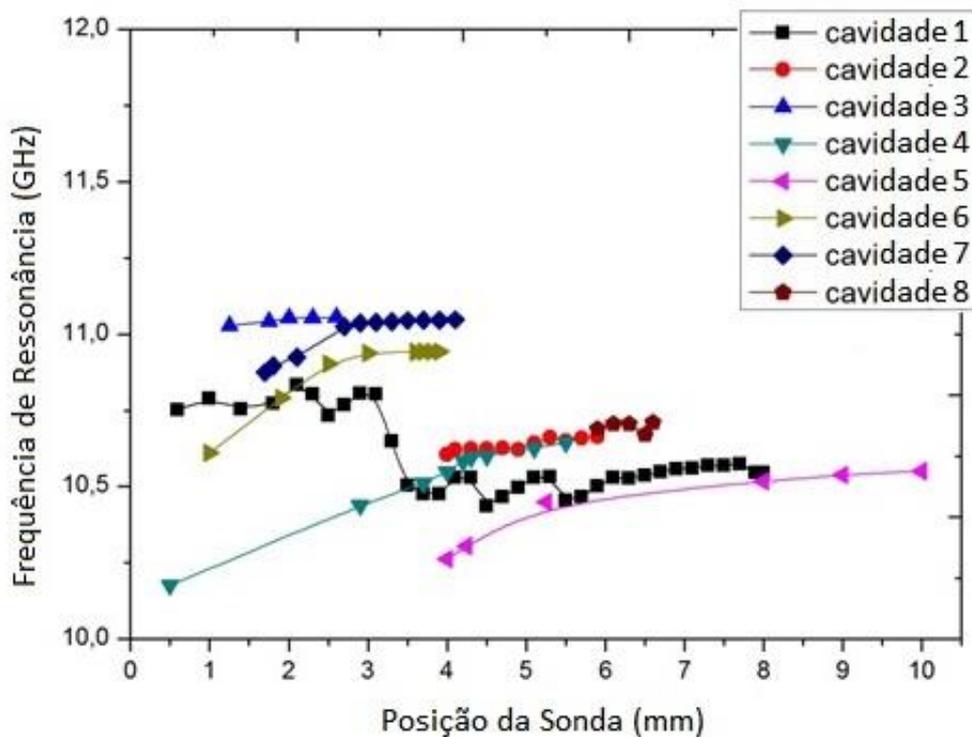


Figura 5.47 - Frequências de ressonância da cavidade de nióbio (em 4 K) como determinado pela posição da sonda.

A frequência aumentava a medida que a sonda era retirada das cavidades, com exceção da cavidade 1, onde ocorreu uma queda abrupta na frequência quando a sonda estava na posição entre 3,0 mm e 4,0 mm. Entre essas posições, a sonda estava na região do orifício. Esse comportamento pode ser resultante da baixa pressão ou pode estar associado ao fato da câmara experimental ter sido aberta para a imersão direta da cavidade em LHe. Embora, com a cavidade 2, a câmara tenha sido fechada, não foi possível observar um contraste uma vez que a sonda permaneceu fora da cavidade. Para a cavidade 3, a sonda permaneceu dentro da cavidade, não sendo possível observar o contraste na frequência devido à variação da pressão do *dewar*, pois o acoplamento deixou de existir na posição de 3,0 mm (Fig. 5.48), antes mesmo da saída da sonda fora da cavidade. De qualquer forma, a frequência se estabilizou para cada diâmetro de furo (DFURO), mantendo seu

valor constante a partir de uma determinada distância da cavidade. Essa distância foi menor para as cavidades 6 e 7, uma vez que possuíam orifícios menores com diâmetros de $1,5\text{ mm}$ e $2,5\text{ mm}$. Orifícios de acoplamento menores devem ocultar a cavidade da sonda, a uma distância menor, em relação aos orifícios maiores.

A variação do acoplamento eletromagnético em relação à posição da sonda é mostrada na Fig. 5.48. Geralmente, o acoplamento eletromagnético crítico ($\beta \approx 1$) é conseguido com a sonda dentro da cavidade. O acoplamento crítico ocorreu através de quase todo o percurso da sonda. Para a cavidade 1, por exemplo, mesmo quando a sonda estava afastada $4,0\text{ mm}$ fora da cavidade ($7,0\text{ mm}$ da tampa), o fator de acoplamento manteve $\beta \approx 1$. Na distância de $8,0\text{ mm}$ da tampa, a sonda tornou-se abruptamente desacoplada ($\beta \approx 0$). As cavidades 6 e 7 se desacoplaram da sonda, quando esta se afastou aproximadamente $1,0\text{ mm}$ do interior da cavidade. Para a cavidade 5, um acoplamento mínimo ($\beta \approx 0,29$) ainda pôde ser observado com a sonda afastada 10 mm da tampa (aproximadamente $6,5\text{ mm}$ da cavidade). A Tabela 5.3 mostra a relação entre o diâmetro do orifício de algumas cavidades e a posição da sonda (a partir da tampa da cavidade), onde ainda foi possível observar um acoplamento mínimo. Essa tabela mostra claramente que quanto maior é o diâmetro do orifício, maior é a distância na qual a sonda torna-se desacoplada.

A Fig. 5.49 mostra o comportamento do fator- Q carregado (Q_C) da cavidade de nióbio em $4,2\text{ K}$, a medida que a sonda era retirada da cavidade. Enquanto a sonda era afastada da cavidade, Q_C aumentava até um valor máximo. Para as cavidades 1 e 6, os valores atingiram $1,7 \times 10^4$ e $3,0 \times 10^4$, respectivamente. Os valores para o fator- Q não-carregado (Q_0) podem ser medidos quando as cavidades se desacoplam da sonda ($\beta \approx 0$). Para as cavidades 1 e 6, foram obtidos $Q_0 \approx 2,0 \times 10^4$ e $Q_0 \approx 4,0 \times 10^4$. Para alguns acoplamentos críticos ($\beta = 1$), os valores de Q_C foram muito baixos da ordem de 10^2 .

Conforme Tabela 5.3, os ensaios com as cavidades 1 e 3 foram realizados com a câmara experimental aberta, permitindo a entrada de LHe no interior da cavidade. Em relação às experiências realizadas com a câmara experimental

fechada (com a cavidade em vácuo), não houve uma melhoria perceptível do Q elétrico. Na Fig. 5.49, pode ser observado que a cavidade 1 obteve um Q elétrico compatível com a cavidade 8, a qual possuía as mesmas dimensões características para o orifício de acoplamento. O fator- Q carregado atingiu um valor de aproximadamente $1,8 \times 10^4$ para ambas as cavidades. Na Fig. 5.48, pode ser notado uma ligeira diferença, de aproximadamente 1 mm , na distância na qual a sonda tornou-se praticamente desacoplada. Mas essa diferença é pouco significativa e pode, também, ter sido provocada por outros fatores, pois as cavidades não eram exatamente as mesmas.

Tabela 5.3 - Parâmetros característicos do acoplamento entre a sonda e as cavidades klystron investigadas. Denotamos por DFURO o diâmetro do orifício (furo) de acoplamento e PSONDA a posição da sonda a partir da tampa da cavidade.

Cavidade	DFURO (mm)	PSONDA (mm)	β
6	1,5	3,9	0,02
7	2,5	4,1	0,13
1	3,0	8,0	0,04
5	3,5	10,0	0,29

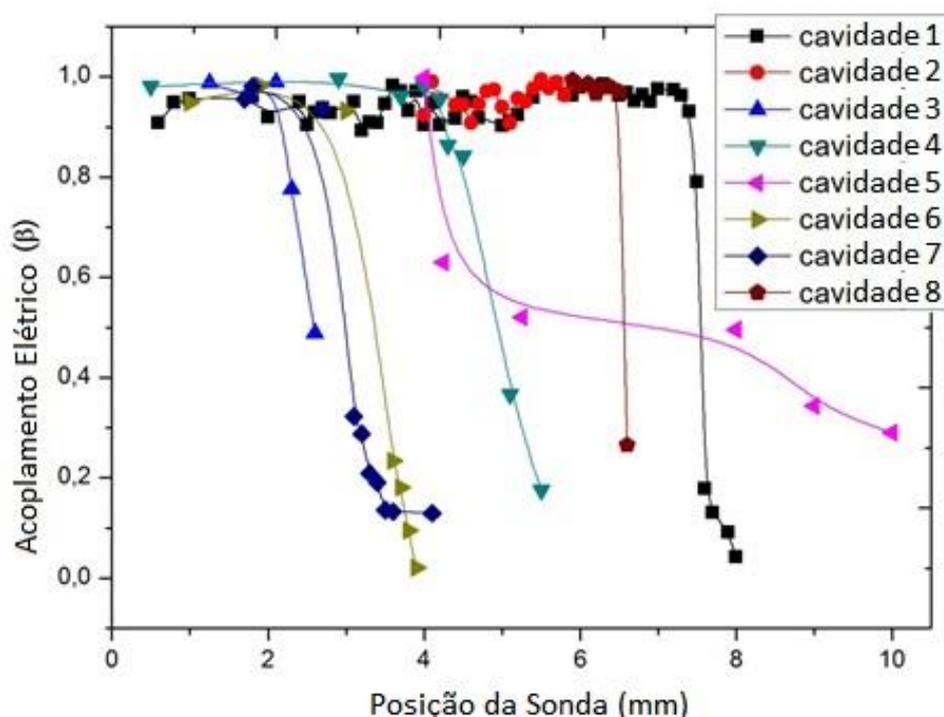


Figura 5.48 - Acoplamento eletromagnético (em $4,2 \text{ K}$) em função da posição da sonda para diversas cavidades.

Os ensaios com as cavidades 1, 2 e 8 foram realizados com o *dewar* submetido ao bombeamento de GHe para baixar a temperatura para $< 4,2 \text{ K}$. A

Fig. 5.48 mostra, para as cavidades 7 e 8, a diferença entre as distâncias da sonda onde ocorreu o acoplamento mínimo. Porém, essa diferença de $\sim 3,0\text{ mm}$ para o acoplamento mínimo deve-se principalmente à diferença entre os diâmetros dos orifícios de acoplamento, que eram de $2,5\text{ mm}$ e $3,0\text{ mm}$ para as cavidades 7 e 8, respectivamente. Como já foi mencionado, quanto maior é o diâmetro do orifício, maior é a distância na qual a sonda torna-se desacoplada. A comparação entre as cavidades 7 e 8, na Fig. 5.49, mostra que não houve melhorias perceptíveis no fator- Q devido à baixa pressão resultante do bombeamento. Então, tornou-se claro que outros fatores restringiam o aumento do Q elétrico enquanto a temperatura do banho era diminuída.

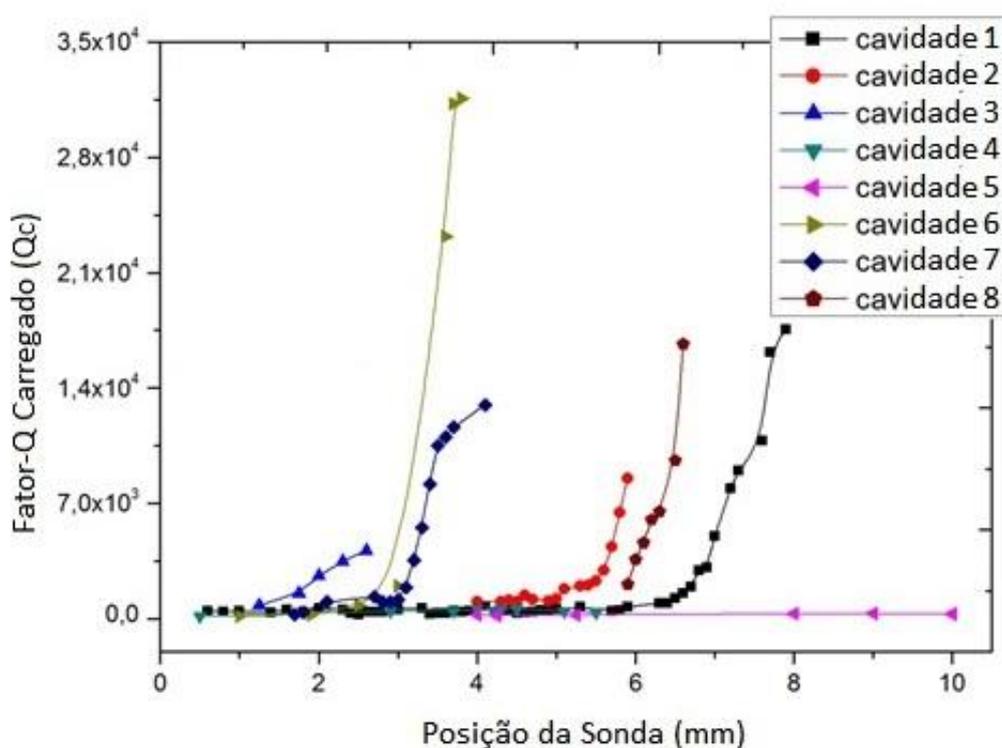


Figura 5.49 - Fator- Q elétrico carregado (em $4,2\text{ K}$) em função da posição da sonda para diversas cavidades.

Na cavidade 5, foi feita uma anodização de 45 V . Essa voltagem deve produzir um filme de Nb_2O_5 com $\sim 90\text{ nm}$ de espessura, uma vez que a taxa de crescimento do filme é, em média, de 2 nm/V . Como pode ser observado na Fig. 5.49, o fator- Q carregado se manteve baixo durante todo o percurso da sonda. O valor máximo chegou a atingir somente $Q_C \approx 330$. O diâmetro do orifício era de $3,5\text{ mm}$ para essa cavidade. Na Fig. 5.48, pode ser observado que o acoplamento mínimo ocorreu com a sonda 10 mm distante do ponto de

referência (tampa da cavidade). Este resultado de acoplamento mínimo está de acordo com os outros resultados com diâmetros menores, reforçando o fato que, *quanto maior é o diâmetro do furo, maior é a distância na qual a sonda torna-se desacoplada*.

Uma comparação entre os resultados de Q elétrico carregado, obtidos por simulação e por medidas experimentais, pode ser feito a partir das figuras 5.33 e 5.49. Embora o Q elétrico de projeto obteve um valor máximo da ordem de $\sim 10^5$, os valores obtidos experimentalmente não ultrapassaram $\sim 40\,000$, que representa apenas 15% do valor projetado. As razões permanecem desconhecidas, uma vez que o material utilizado era de alta pureza (nióbio RRR300) e o tratamento de superfície utilizado nas cavidades foi aquele tradicionalmente empregado. Contudo, pode ser observado que a maioria das curvas experimentais representadas na Fig. 5.49 apresentam uma “tendência” similar às curvas simuladas, mostradas na Fig. 5.33. Este comportamento evidencia claramente que o modo envolvido no problema deve ser muito semelhante àquele mostrado nas simulações, representado pela Fig. 5.31. Quanto maior o diâmetro do orifício, maior é a exposição externa do campo eletromagnético do modo klystron da cavidade. Isto significa que amplitudes de campo mais significativas aparecem em regiões mais afastadas na região externa da cavidade. A sonda ainda consegue medi-los a uma distância cada vez maior de acordo com o diâmetro do orifício da cavidade. Desta forma, os dados experimentais comprovaram o fenômeno físico.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES: DISCUSSÕES E DESENVOLVIMENTO FUTUROS

6 CONCLUSÕES: DISCUSSÕES E DESENVOLVIMENTOS FUTUROS

6.1 DISCUSSÕES

A detecção de ondas gravitacionais é um dos esforços experimentais mais desafiadores na física atual. Uma observação de sucesso não somente representará um grande triunfo em física experimental, mas também fornecerá um novo instrumento de observação para obter uma melhor e mais profunda compreensão sobre suas fontes bem como um único teste das várias teorias relativísticas da gravitação propostas. Entre as técnicas de detecção, as duas mais bem desenvolvidas são a interferométrica e de massa-ressonante. A técnica de interferometria é mais recente e pretende medir a curvatura do espaço-tempo diretamente, enquanto a técnica de massa-ressonante se baseia na absorção de energia da onda gravitacional.

A geração moderna de detectores de massa ressonante envolve o tipo esférico, que pode aumentar em 70 vezes a seção de choque. Atualmente, há (pelo menos) dois desses detectores em desenvolvimento. Em 2004 na Holanda, o Mini-grail foi o primeiro esférico a entrar em operação utilizando transdutores capacitivos. O detector Mario Schenberg, localizado na Universidade de São Paulo, e constituído por uma esfera de CuAl(6%), com 65 cm de diâmetro e cerca de 1150 kg, ainda não atingiu (até o momento) a sensibilidade inicialmente planejada para que se pudesse detectar, entre outros eventos, os sinais impulsivos provenientes de nossa galáxia, tais como: 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 normais quadrupolares de buracos negros de aproximadamente $3,8 M_S$ até $9 M_S$; e, coalescência de buracos negros e/ou estrelas de nêutrons de cerca de $1,9 M_S$ (ARAUJO et al., 2004; MIRANDA et al., 2004; COSTA et al., 2004).

O trabalho inédito do detector Mario Schenberg reside no sistema de transdução paramétrica, com o aperfeiçoamento contínuo de transdutores

paramétricos de alta sensibilidade. O objetivo principal desta tese foi construir um conjunto completo de transdutores paramétricos do tipo cavidade klystron fechada com alta sensibilidade para ser utilizado no detector. Para isto, diversas soluções foram testadas e avaliadas para encontrar uma versão mais estável, simples e com alto desempenho. Foram testados dois tipos de materiais para o corpo dos transdutores, nióbio RRR300 e molibdênio. Lâminas de silício e nióbio também foram avaliadas como candidatas à membranas ressonantes. Foi projetada uma cavidade de altíssima sensibilidade $800\text{MHz}/\mu\text{m}$ e fator- Q 500 000. Dois tipos distintos de acoplamento com a cavidade foram estudados: o acoplamento com antenas micro-fitas e o acoplamento remoto com sonda. O melhor desempenho se deu para o transdutor feito inteiramente de nióbio RRR300, utilizando membrana de nióbio e acoplado ao circuito externo remotamente através de uma sonda elétrica.

Estes transdutores de quinta geração evidenciam suas vantagens em relação aos modelos anteriores. As versões anteriores foram projetadas para prender-se à esfera através de um pino ou diretamente através das molas. Este mecanismo provou não possuir estabilidade em frequência e possivelmente degradar o Q mecânico da esfera. Por outro lado, o modelo de última geração deve se prender rigidamente à esfera, utilizando-se do efeito de contração térmica diferencial. Como exposto na seção 4.2, o diâmetro da base do transdutor foi projetado para ter (a temperaturas criogênicas) $\sim 29,95\text{mm}$ contra o diâmetro de $\sim 29,90\text{mm}$ do seu alojamento na esfera. Além da facilidade na usinagem deste último modelo de transdutor, as duas principais vantagens são sua estabilidade em frequência e a possibilidade de medir-se um Q mecânico satisfatório, de forma que não haja degradação no Q mecânico da esfera ($\sim 2,7 \times 10^6$ em 2K , seguindo a expressão $Q = 4,9 \times 10^6 T^{-0,86}$). Desta forma, o problema do acoplamento do transdutor com a antena esférica revelou estar satisfatoriamente solucionado, devendo ser feito por contração térmica diferencial.

As membranas de nióbio também provaram ser mais estáveis e práticas, além de poderem ser encontradas no comércio com as especificações exigidas. As membranas de silício são quebradiças, necessitam receber um filme de nióbio para apresentar o efeito de supercondutividade e as medidas de frequências

são ambíguas para este tipo de membrana. As membranas de CuAl(6%) nem mesmo puderam ser confeccionadas com as especificações requeridas, por falta de métodos adequados para a usinagem deste tipo de material.

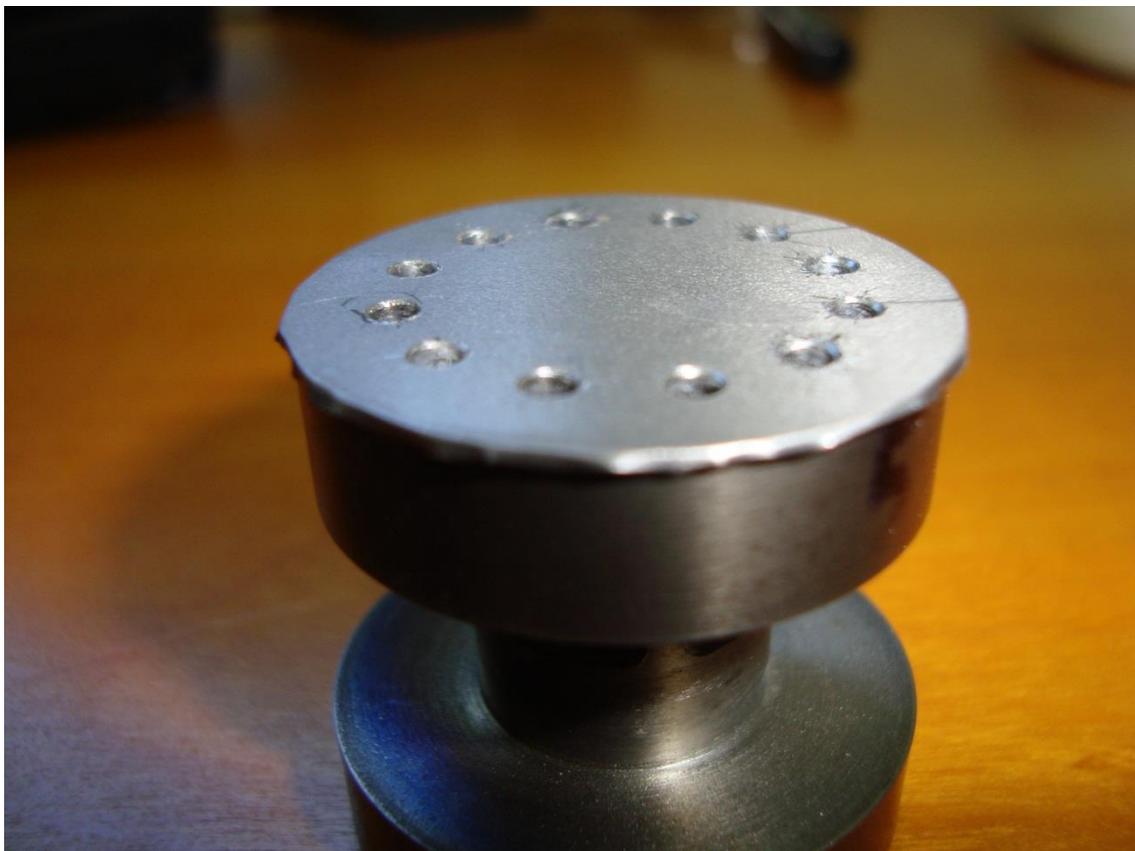


Figura 6.1 - Membrana colada com *super bonder* sobre um transdutor. Pode ser visto, também, os furos feitos na membrana, combinando com os furos do transdutor, para prender a cavidade pela inserção de parafusos M2.

A Fig. 6.1 mostra a membrana de nióbio colada sobre um transdutor modelo quinta geração. O acoplamento da membrana com o corpo do transdutor foi realizado através de cola *super bonder*. Este acoplamento se mostrou eficiente durante os testes de vibração, permitindo a estabilidade em frequência e possibilitando medidas de frequência sem ambiguidade. Espera-se, também, que este acoplamento demonstre a mesma eficiência a temperaturas criogênicas. Pois, a película de cola une partes feitas de mesmo material (nióbio) e testes preliminares indicaram que as contrações diferenciais, resultantes do resfriamento, não danificariam a colagem. Além da membrana ser colada com *super bonder*, ela é, ainda, 'sanduichada' quando o corpo da cavidade é parafusado no corpo do transdutor. Assim, a membrana é presa, também, por compressão.

O acoplamento da cavidade reentrante com o circuito externo é tradicionalmente realizado através do emprego de antenas micro-fitas. A fim de atingir o limite quântico em sensibilidade, é necessário o emprego de uma cavidade klystron de altíssima sensibilidade, ou seja, alto df/dx . Como foi observado no Capítulo 5, a realização prática do ajuste da frequência de ressonância da cavidade com a frequência das antenas pode ser inviabilizada devido a alta sensibilidade da cavidade, a qual dificulta o ajuste das frequências de ressonância. Além disso, grande parte do sinal de entrada ($\sim 50\%$) não é aproveitado pela cavidade, mas é desviado diretamente ao componente receptor da antena. Isso levantou dúvidas e complicações quanto ao bom desempenho desse sistema de acoplamento com antenas micro-fitas. O novo projeto de acoplamento eliminou a necessidade do uso das antenas, mostrando que é possível o acoplamento do cabo coaxial com a cavidade, realizado a uma distância segura do transdutor a fim de evitar a transmissão de ruído sísmico. A Fig. 6.2 mostra a cavidade sobre o transdutor e os orifícios de acoplamento.

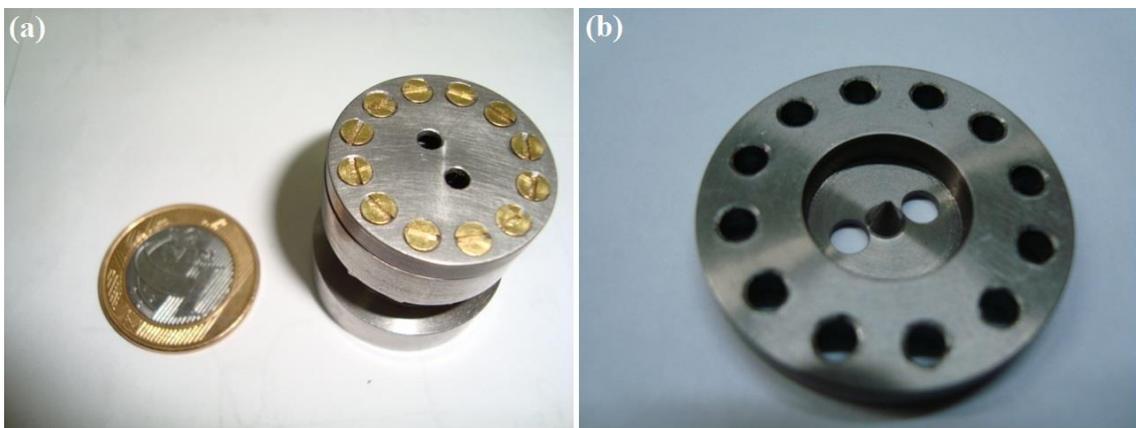


Figura 6.2 - a) Corpo da cavidade reentrante com furo de acoplamento de 3 mm , montado, através de parafusos de latão, sobre o corpo de um transdutor modelo quinta geração. b) Vista interna da cavidade usinada num disco de nióbio RRR300.

Os experimentos criogênicos realizados para medir o acoplamento da sonda com a cavidade mostrou fator de acoplamento $\beta \approx 1$, quando a sonda estava $\sim 4,0\text{ mm}$ distante do interior da cavidade 1 (ou $8,0\text{ mm}$ a partir da tampa de referência, como mostra a Tabela 5.3). Houve também acoplamento com a sonda afastada $1,0\text{ mm}$ e $7,0\text{ mm}$ do interior da cavidade quando os orifícios tinham os diâmetros de $1,5\text{ mm}$ e $3,5\text{ mm}$, respectivamente. Os resultados revelaram a influência do diâmetro do orifício com a distância máxima onde

ainda ocorria o acoplamento crítico. Os parâmetros do orifício mais seguros, para ser testado na antena esférica, mostraram ser $DFURO = 3,0\text{ mm}$ (diâmetro do orifício) e $DIST = 3,0\text{ mm}$ (distância do orifício ao centro da cavidade), ou seja, o orifício com diâmetro de $3,0\text{ mm}$ tangente ao poste cônico. Para estas dimensões, a sonda tornou-se desacoplada quando estava $8,0\text{ mm}$ distante da tampa (ou membrana) da cavidade. Os estudos desse acoplamento mostraram que a sonda pode ser posicionada a $3,0\text{ mm}$ do transdutor. Esta é uma distância segura para evitar a transferência de ruído sísmico que poderia degradar o fator- Q mecânico da antena. Nessa posição, espera-se, também, que ocorra o acoplamento crítico ($\beta = 1$) para obter o máximo aproveitamento do sinal da portadora.



Figura 6.3 - Transdutores de nióbio com suas respectivas cavidades reentrantes. Da esquerda para a direita, os dois primeiros deverão monitorar os modos monopolares e os outros seis deverão monitorar os modos quadrupolares da antena esférica.

O resultado final foi a construção de um conjunto completo de transdutores paramétricos, desenvolvidos para o detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg, como mostra a Fig. 6.3. Foi possível o desenvolvimento de uma versão consistente a partir das falhas dos modelos anteriores. Estes novos

transdutores se baseiam na simplicidade de construção e se acoplam à esfera ressonante e ao circuito externo através do princípio de contração térmica diferencial e do acoplamento eletromagnético remoto, respectivamente. Tais transdutores podem ser finalmente testados na antena esférica a fim de analisar a operação e o desempenho geral da antena.

6.1.1 PREVISÕES DE SENSIBILIDADE

Algumas cavidades testadas atingiram Q elétrico de $\sim 4 \times 10^4$ e um oscilador com ruído de fase de $-130 \text{ dBc/Hz} @ 3,2 \text{ kHz}$ já foi construído (FURTADO, 2009; ANDRADE, 2009). O sistema de refrigeração do detector já pode operar à temperatura termodinâmica de 1K . O ajuste do gap de $3 \mu\text{m}$ da cavidade klystron também já foi realizado, possibilitando um $df/dx \sim 8 \times 10^{14}$. A Tabela 6.1 mostra alguns destes parâmetros de entrada utilizados para simulações de desempenho do detector Mario Schenberg. A Fig. 6.4 mostra os gráficos para os ruídos utilizando estes parâmetros. O ruído eletrônico é compatível com o ruído térmico, permitindo uma sensibilidade de $\tilde{h} \sim 10^{-21} \text{ Hz}^{-1/2}$.

Tabela 6.1 - Parâmetros de entrada utilizados na simulação do desempenho do detector Mario Schenberg.

Temperatura Termodinâmica	1 K
Frequência do oscilador	10 GHz
Lamp	0,5
Deslocamento de frequência df/dx	$8 \times 10^{14} \text{ Hz/m}$
Fator de qualidade elétrico	4×10^4
Potência incidente	10^{-10} Watts
Temperatura de ruído do amplificador	10 K
Ruído de fase	$-130 \text{ dBc/Hz} @ 3,2 \text{ kHz}$
Ruído de amplitude	$-140 \text{ dBc/Hz} @ 3,2 \text{ kHz}$

Nos experimentos criogênicos que realizamos com as cavidades supercondutoras, o maior valor de Q elétrico obtido foi da ordem de 4×10^4 . O resultado ficou uma ordem de grandeza abaixo do valor de projeto que era da ordem de $0,5 \times 10^6$. Se esta ordem de grandeza for atingida quando os transdutores estiverem instalados na antena esférica, então o ruído eletrônico pode ser inferior ao ruído browniano. A Fig. 6.5 ilustra este caso, onde um Q elétrico de $1,0 \times 10^6$ foi introduzido.

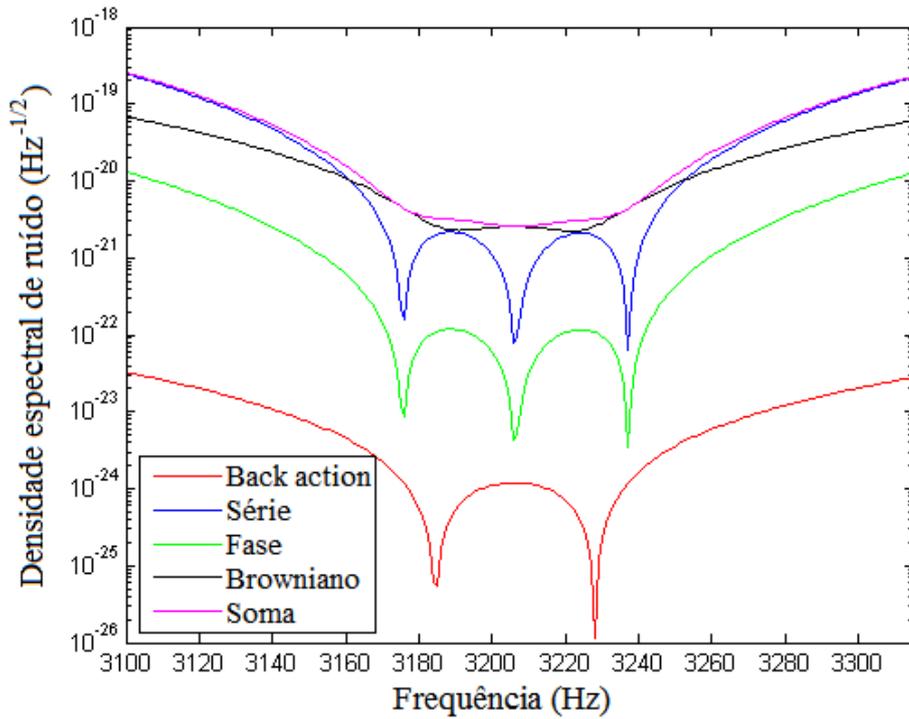


Figura 6.4 - Previsão mínima para a densidade espectral de ruído eletrônico da próxima corrida de testes do detector Schenberg. Neste caso, o ruído browniano e o ruído eletrônico (ruído de série, mais especificamente) são compatíveis atingindo uma densidade de ruído total de $\sim 10^{-21} \text{ Hz}^{-1/2}$.

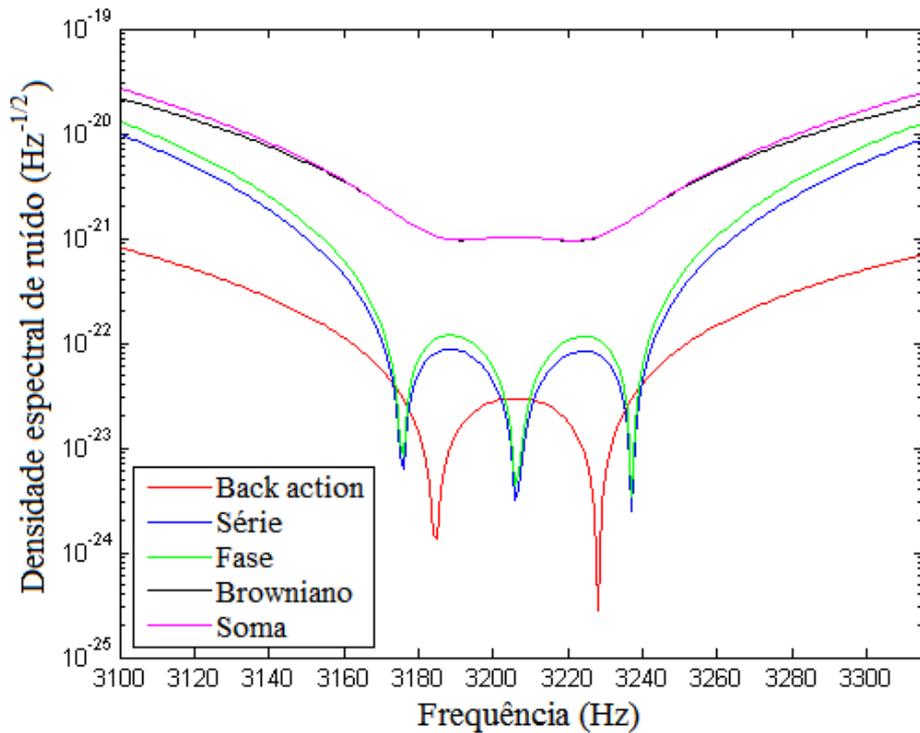


Figura 6.5 - Previsão máxima para a densidade espectral de ruído eletrônico da próxima corrida de testes do detector Schenberg. Neste caso, o ruído eletrônico é inferior ao ruído browniano atingindo uma densidade de ruído total de $\sim 10^{-22} \text{ Hz}^{-1/2}$. Para este caso, os mesmos valores da tabela 6.1 foram usados com exceção do fator-Q, que é agora de $1,0 \times 10^6$.

A Fig. 6.6 mostra uma previsão para a densidade espectral de ruído, quando o detector estiver operando à temperaturas ultra-baixas. Para este caso, os mesmos valores da tabela 6.1 foram usados com exceção do fator-Q e da temperatura termodinâmica, que são agora de $1,0 \times 10^6$ e 15 mK . O ruído browniano e eletrônico são também compatíveis permitindo uma sensibilidade de $1,256 \times 10^{-22} \text{ Hz}^{-1/2}$.

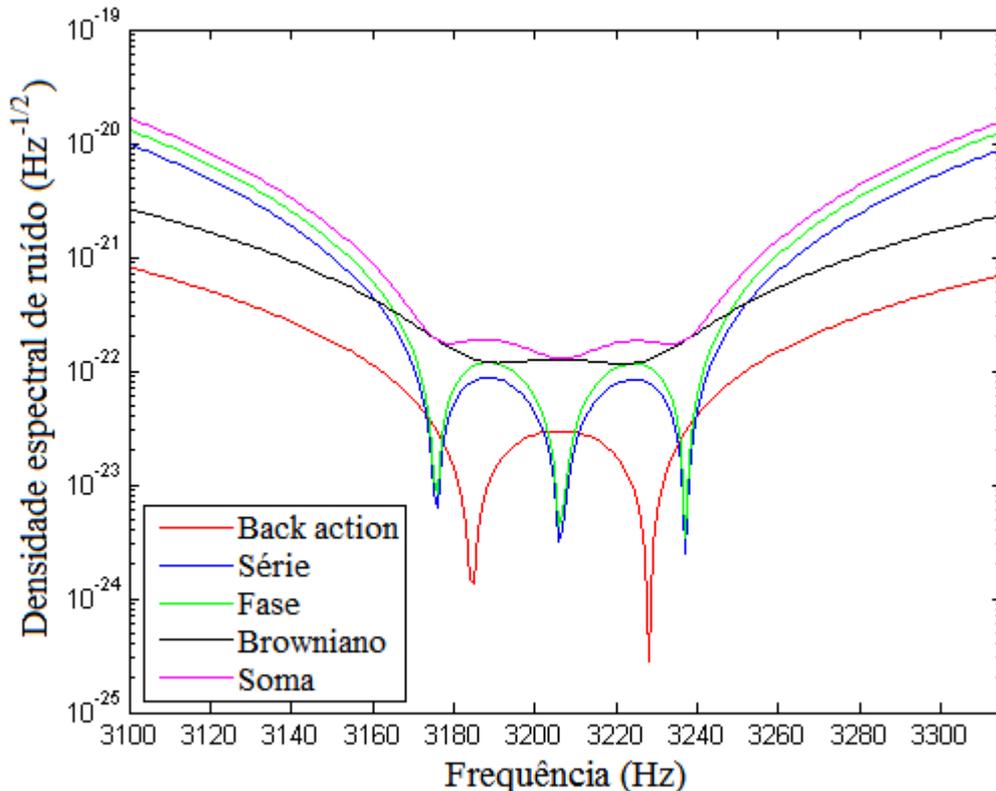


Figura 6.6 - Previsão para a densidade espectral de ruído quando o detector Schenberg estiver operando a temperaturas ultra-baixas. Para este caso, os mesmos valores da tabela 6.1 foram usados com exceção do fator-Q e da temperatura termodinâmica, que são agora de $1,0 \times 10^6$ e 15 mK . O ruído browniano e eletrônico são também compatíveis permitindo uma sensibilidade de $1,256 \times 10^{-22} \text{ Hz}^{-1/2}$.

6.2 SUGESTÕES PARA DESENVOLVIMENTOS FUTUROS

Embora este modelo de transdutor esteja apto para ser testado na antena esférica, muitos melhoramentos ainda podem ser feitos. Ao redigir esta tese, tentamos deixar claro a necessidade para três modificações principais, as quais foram desenvolvidas neste trabalho:

- A substituição do corpo dos transdutores de quarta pelos de quinta geração, fazendo uso do princípio de contração térmica diferencial;
- A substituição das membranas de silício pelas membranas de nióbio puro;
- A substituição do acoplamento com antenas micro-fitas pelo acoplamento remoto com sonda.

As alternativas encontradas para solucionar os problemas das versões anteriores de transdutor permitiram o desenvolvimento de um transdutor com simplicidade de construção, com estabilidade em frequências e com possibilidade de permitir que a antena esférica atinja alta sensibilidade. Entretanto, para conseguir o máximo aproveitamento com este modelo durante as operações criogênicas na antena esférica, é necessário realizar pelo menos três ajustes precisos:

1. *Ajuste fino das frequências de ressonância:* Os testes de frequência foram realizadas em uma massa teste de 100 kg, que simulava o uso da antena esférica. Mas para prender o transdutor nessa massa teste, foi necessário a utilização de uma flange intermediária. Esta flange não será, obviamente, utilizada na antena esférica quando os transdutores forem presos por contração térmica. Portanto, apesar da estabilidade em frequência ter sido comprovada para esse novo modelo, não foi possível determinar a influência da flange nos resultados de frequência. Faz-se necessário, então, averiguar esta influência (se houver e for significativa) para sintonizar a frequência dos transdutores com as frequências monopulares da antena esférica de $3,2 \pm 0,05 \text{ kHz}$. O ajuste fino das frequências dos transdutores pode ser realizado com o método desenvolvido, que é prender o transdutor no torno mecânico e realizar o desbaste das molas, medindo as frequências sucessivamente, até atingir a frequência desejada. Um ajuste ainda mais fino pode ser feito por lixamento, que retira muito menos material que a pinça de corte do torno.

As frequências das membranas de nióbio puderam ser identificadas sem ambiguidades, através do método desenvolvido. Com essas

membranas, a facilidade de manuseio e obtenção de resultados ficaram evidentes, em detrimento das membranas de sílicio. Contudo, não foi possível identificar a influência a baixas temperaturas (se houver e for significativa) nas frequências devido à colagem da membrana de nióbio ao corpo de nióbio do transdutor. Não identificamos, também, a alteração na frequência de ressonância da membrana, quando o corpo de nióbio da cavidade é aparafusado sobre as bordas da membrana. Todos estes detalhes podem ser analisados com cuidado a fim de obter a melhor performance desse modelo de transdutor.

As simulações mostraram que para a cavidade reentrante possuir um df/dx de aproximadamente $800\text{MHz}/\mu\text{m}$, a dimensão do *gap spacing* deveria ser de $3\mu\text{m}$. As experiências criogênicas que realizamos, utilizou um modelo de cavidade cuja dimensão do *gap* era de aproximadamente $30\mu\text{m}$, apresentando df/dx uma ordem de magnitude menor. Essa dimensão de *gap* pode ser conseguida ainda pelo torno mecânico, seguida de um lixamento de fácil execução. Porém, a confecção de um *gap* de $3\mu\text{m}$ exige outras técnicas mais elaboradas a fim de obter experimentalmente uma cavidade com altíssimo df/dx ($\sim 1\text{GHz}/\mu\text{m}$).

2. *Ajuste do Q elétrico experimental ao Q elétrico de projeto:* o maior valor de Q elétrico foi de aproximadamente 40 000 e ocorreu para a cavidade 6. Este valor representa uma ordem de grandeza menor que o valor obtido nas simulações, que foi de 5×10^5 . Dessa forma, torna-se necessário investigar a causa dessa incongruência, pois Q 's da ordem de 3×10^5 e 6×10^5 já foram medidos para modelos similares de cavidade (FURTADO, 2009; LINTHORNE, 1991).

Os transdutores poderiam operar na antena esférica após um tratamento de superfície adequado, com somente polimento e limpeza química (sem anodização). Após este tratamento, os transdutores devem ser armazenados imediatamente num dessecador a vácuo para evitar a

formação de óxido natural sobre a superfície, e retirados apenas no momento da instalação no ambiente a vácuo da antena esférica. Este cuidado seria dispensado se a anodização fosse incluída no tratamento da superfície. Mas, um estudo detalhado precisaria ser feito a fim de decidir qual a menor camada anódica que mantém o Q elétrico alto e ainda protege a superfície da oxidação natural.

3. *Ajuste fino da posição da sonda:* a cavidade 1 obteve a maior distância para a qual o acoplamento ainda se manteve crítico ($\beta = 1$), com a sonda aproximadamente 3 mm distante do transdutor ($\sim 4\text{ mm}$ fora da cavidade). Os dados foram coletados aproximadamente a cada $0,1\text{ mm}$ de deslocamento da sonda, a medida que ela era retirada da cavidade. Nestes intervalos de $0,1\text{ mm}$, haviam posições da sonda onde o acoplamento se tornava mínimo (com $\beta < 1$), mas raramente se tornava nulo. A razão para esse comportamento não foi identificada, mas esse acoplamento não-monotônico ocorreu dentro e fora da cavidade, quando as medidas eram feitas por reflexão. Embora alguns testes realizados à temperatura ambiente, por transmissão, tenham mostrado resultados monotônicos para o acoplamento. Dessa forma, se houver a necessidade de sintonizar a sonda na posição de acoplamento crítico, torna-se necessário o emprego de um dispositivo de ajuste fino de posição como, por exemplo, um cristal piezoelétrico.

O trabalho de pesquisa em cada componente do sistema de transdução é um processo de desenvolvimento contínuo. O conjunto completo de oito transdutores, desenvolvidos neste trabalho, serão utilizados na próxima corrida do detector Mario Schenberg para avaliar, na prática, os resultados de desempenho. A partir dos resultados, será possível projetar atualizações das necessidades do detector. Assim, o detector poderá entrar em modo científico em breve. Será possível contribuir com a astronomia de onda gravitacional realizando corridas de coincidência com outros detectores em busca de sinais de ondas gravitacionais. Será possível, também, obter informação sobre a direção e polarização da onda de alguma das fontes astrofísicas nas faixas de

frequência dos modos monopulares e quadrupolares da antena esférica (AGUIAR *et al.*, 2012).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABBOTT, B. P.; *et al.* LIGO: The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory. **Rept. Prog. Phys.**, v. 72, p. 076901, 2009. Disponível em: arXiv:gr-qc/0711.3041v2. Acesso em: 20 Mai. 2013.

ACERNESE, F.; ALSHOURBAGY, M.; AMICO, P., *et al.* First joint gravitational wave search by the AURIGA–EXPLORER–NAUTILUS–Virgo Collaboration. **Classical and Quantum Gravity**, v. 25, p. 205007, 2008.

AGUIAR, O. D. **Parametric motion transducer for gravitational wave detectors**. 1990. 98f. Tese (Doutorado em Física) - The Louisiana State University and Agricultural Mechanical Col., Louisiana State, 1990.

AGUIAR, O. D.; ARAUJO, J. C. N.; MIRANDA, O. D.; VELLOSO Jr., W. F. Prováveis fontes candidatas à observação pelo detector de ondas gravitacionais MARIO SCHENBERG. In: XXV Reunião Anual da SAB, 29, 1999, Caxambú. **Anais...** São Paulo: Sociedade Astronômica Brasileira, v. 19, n.1, p. 35, 1999.

AGUIAR, O. D.; ANDRADE, L.A; CAMARGO FILHO, *et al.* The status of brazilian spherical detector Mario Schenberg. **Classical and Quantum Gravity**, v. 19, p. 1949-1953, 2002.

AGUIAR, O. D.; ANDRADE, L.A; BARROSO, J.J., *et al.* The brazilian spherical detector: progress and plans. **Classical and Quantum Gravity**, v. 21, p. 457-463, 2004.

AGUIAR, O. D.; ANDRADE, L. A.; BARROSO, J. J.; *et al.* The Brazilian gravitational wave detector Mario Schenberg: progress and plans. **Classical and Quantum Gravity**, v. 22, p. S209–S214, 2005.

AGUIAR, O. D.; ANDRADE L. A.; BARROSO, J. J.; *et al.* J. The Schenberg spherical gravitational wave detector: the first commissioning runs. **Classical and Quantum Gravity**, v. 25, p. 114042-114051, 2008.

AGUIAR, O. D.; BARROSO, J. J.; CARVALHO, N. C.; CASTRO, P. J.; CEDEÑO, M. C. E.; COSTA, C. F.; DA SILVA ARAUJO, J. C. N.; DE EVANGELISTA, E. F. D.; FURTADO, S. R.; MIRANDA, O. D.; MORAES, P. H. R. S.; PEREIRA, E. S.; SILVEIRA, P. R.; STELLATI, C.; OLIVEIRA JR., N. F.; GRATENS, X.; DE PAULA, L. A. N.; *et al.* Status Report of the Schenberg Gravitational Wave Antenna. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 363, 2012.

AGUIAR, O. D. Past, present and future of resonant-mass gravitational wave detectors. **Research in Astron. Astrophys.**, v. 11, n. 1, p. 1-42, 2011. Disponível em: arXiv:1009.1138v1. Acesso em: 21 Mai. 2013.

AKUTSU et al. Search for a stochastic background of 100 MHz gravitational waves with laser interferometers. **Phys. Rev. Lett.**, v. 101, p. 101101, 2008. Disponível em: arXiv:gr-qc/0803.4094v2. Acesso em: 21 Mai. 2013.

ANDRADE, L. A. **Desenvolvimento de osciladores em 10 GHz de ultrabaixo ruído de fase e análise de seus desempenhos nos transdutores do detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg**. 2004. 205 p. (INPE-14088-TDI/1071). Tese (Doutorado em Astrofísica) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, Brasil, 2004.

ANDRADE, L. A. *et al.* Development and Measurement of 10GHz Oscillators with Ultra-low Phase Noise. **Microwave and Optical Tech. Lett.**, p. 511120, 2009.

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**, n. 3, v. 330, p. 651-659, 2002.

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. Detectability of f-mode unstable neutron stars by the Schenberg spherical antenna. **Classical and Quantum Gravity**, v. 22, p. S471-S477, 2005.

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.

ASTONE, P. Resonant mass detectors: present status. **Classical and Quantum Gravity**, v. 19, p. 1227-1235, 2002.

ASTONE, P.; BAGGIO, L.; BASSAN, M.; et al. IGEC2: A 17-month search for gravitational wave bursts in 2005–2007. **Phys. Rev. D**. v. 82, p. 022003, 2010.

BLAIR, D. G.; JONES, S,K. A high-Q sapphire loaded superconducting cavity resonator. **Journal Phys. D: Appl. Phys.**, v. 20, p. 1559-1566, 1987.

BLAIR, D. G. **The detection of gravitational waves**. First edition. Cambridge: Cambridge University Press, 481p., 1991. ISBN-13: 978-0-521-35278-9 - ISBN-10: 0-521-35278-9.

BOCKO, M. F.; JOHNSON, W. W. Phase-sensitive parametric motion transducer. **Physical Review A**, v. 30, n. 4, 1984.

BONAZZOLA, S.; CHEVRETON, M., Possible Improvements of Gravitational Antennas. **Phys. Rev. D**, v. 8, p. 359, 1973.

BOOTHE, C.; BOOTHE, S. **Anodizing Titanium and Niobium: Science and Art Combined**, Exotica Jewelry, 2010.

Disponível em: <<http://youtu.be/OzShFSj3xxA>>. Acesso em: 21 Mai. 2013.

BRAGINSKY, V. B.; MANUKIN, A. B.; POPOV, E. I.; RUDENKO, V. N.; KHOREV, A. A. An upper limit on the density of gravitational radiation of extraterrestrial origin. **Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics**, v. 39, p. 387, 1974.

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, 1985.

BRANS, C.; DICKE, R. H. Mach's principle and a relativistic theory of gravitation. **Phys. Rev.** v. 124, p. 925-935, 1961.

CALLISTER Jr., W. D. **Ciência e engenharia de materiais: uma introdução**. Tradução de Sérgio Murilo Stamile Soares, 5. ed., LTC Editora, 2002.

CAMP, J. B.; CORNISH, N. J. Gravitational Wave Astronomy. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, v. 54, p 525-577, 2004.

CARVALHO, N. C. **Construção de uma nova geração de transdutores paramétricos para o detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg**. Tese (doutorado em Física) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, Brasil, 2012.

CASTRO, P. J.; BARROSO, J. J.; LEITE NETO, J.P. Medição e cálculo do fator- Q em cavidades ressonantes: discrepâncias e suas causas. In: MOMAG 2008 (130 SBMO Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica e 80 CBMag Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo), 2008, Florianópolis. **Anais...** Florianópolis: SBMag, p. 1111-1115, 2008.

CATTANI, M. **Gravitational waves I: basic emission equations**, 2010. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1001.2518>>. Acesso em: 21 Mai. 2013.

CATTANI, M. **Gravitational waves II: emitting systems**, 2010. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1003.2105>>. Acesso em: 21 Mai. 2013.

CATTANI, M. **Gravitational waves III: detecting systems**, 2010. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1004.2470>>. Acesso em: 21 Mai. 2013.

CHIAO, R. Y.; SPELIOTOPOULOS, A. D. **Towards MIGO, the Matter-wave Interferometric Gravitational-wave Observatory, and the Intersection of Quantum Mechanics with General Relativity**, 2004. Disponível em: arXiv:gr-qc/0312096. Acesso em: 21 Mai. 2013.

CHIRENTI, C.; SILVEIRA, P.R.; AGUIAR, O.D. **Non-Radial Oscillations of Neutron Stars and the Detection of Gravitational Waves**, 2012. Disponível em: aXiv:gr-qc/1205.2001v1. Acesso em: 21 Mai. 2013.

CIOVATI, G. e KNEISEL, P. Measurement of the high-field Q drop in the TM_{010} and TE_{011} modes in a niobium cavity. **Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams**, 9, 042001, 2006.

COCCIA, E.; FAFONE, V.; FROSSATI, G. On the design of ultralow temperature spherical gravitational wave detectors. In: FIRST EDOARDO AMALDI CONFERENCE, 1994, Frascati, Italy. **Proceedings...** Singapore: World Scientific, p. 463. 349, 1995.

COCCIA, E.; LOBO, J. A.; ORTEGA, J. A. Proposed gravitational wave observatory based on solid elastic spheres. **Physical Review D**, v. 52, p. 3735-3738, 1995.

COCCIA, E.; FAFONE, V.; FROSSATI, G.; TER HAAR, E.; MEISEL, M. W. Eigenfrequencies and quality factors of vibration of aluminum alloy spherical resonators. **Physics letters. A**, v. 219, p. 263-270, 1996.

COCCIA, E.; FAFONE, V. STUDY OF COALESCING BINARIES WITH SPHERICAL GRAVITATIONAL WAVE DETECTORS. In: OMNIDIRECTIONAL GRAVITATIONAL RADIATION OBSERVATORY, 1996, São José dos Campos, SP. **Proceedings...**Singapore: World Scientific, p. 113-123, 1997.

COCCIA, E.; FAFONE, V.; FROSSATI, G.; TER, E. H.; MEISEL, M. W. Experimental study of spherical resonators at very low temperatures. In: OMNIDIRECTIONAL GRAVITATIONAL RADIATION OBSERVATORY, 1996, São José dos Campos, SP. **Proceedings...**Singapore: World Scientific, p. 169-172, 1997.

COCCIA, E. et al. SFERA: Research and development for a spherical gravitational wave detector. In: SECOND EDOARDO AMALDI CONFERENCE, 1997, CERN, Switzerland. **Proceedings...**Singapore: World Scientific, v. 1, p. 551, 1998.

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.; FURTADO, S. R. The Schenberg data acquisition and analysis: results from its first commissioning run. **Classical and Quantum Gravity**, v. 25, n.18, p 184002-184011, 2008.

CRUISE A. M.; INGLEBY R. M. J. A prototype gravitational wave detector for 100MHz. **Class. Quantum. Grav.** v. 23, p. 6185, 2006.

DAMOUR, T. **An introduction to the theory of gravitational radiation.** In: Gravitation in astrophysics. 1. ed.. New York: Plenum Press, p. 3-62, 1987.

DEGARMO, E. P.; BLACK, J. T.; KOHSER, R. A. **Materials and processes in manufacturing.** 9. ed. New York: John Wiley & Sons, 2003. p. 794. ISBN: ISBN-10: 0-470-05512-X - ISBN-13: 978-0-470-05512-0.

DEMIANSKI, M. **Relativistic astrophysics.** Warszawa: Polish Scientific Publishers, 341 p., 1985.

DE WAARD, A.; GOTTARDI L. FROSSATI G. Spherical gravitational wave detectors; quality factor and cooling of small CuAl(6%) sample. In: MARCEL GROSSMANN MEETING, 9., 2000, Rome, Italy. **Proceedings...**Singapore: World Scientific, v. C, p. 1899-1901, 2002.

DE WARD, A. **MiniGrail – the first spherical gravitational wave antenna.** 2003. 202p. Tese (Doutorado em Física) - Universidade de Leiden, Holanda, 2003.

DE WAARD, A; FROSSATI, G. MiniGRAIL - **Gravitational Radiation Antenna in Leiden.** Leiden, Holanda, 2007. Disponível em: <www.minigrail.nl>. Acesso em: 21 Mai. 2013.

DHURANDHAR S. V., BLAIR D. G.; COSTA M. E. Possibility of detection gravitational waves from millisecond pulsars by resonant bar antennas. **Astronomy and Astrophysics**, v.311, p.1043-1048, 1995.

DOUGLAS, D. H.; BRAGINSKY, V. B. **Gravitational-radiation experiments.** In: Hawking, S. W.; Israel, W. General relativity: an Einstein century survey. 1.ed. Cambridge, Cap. 3, p.p. 90-137, 1979.

DREVER, R. W. P.; HOUGH, J.; BLAND, R.; LESSNOFF, G. W. Search for Short Bursts of Gravitational Radiation. **Nature**, v. 246, p. 340, 1973.

DUFFILD, J. **Low phase noise applications of the HP 8662A and HP 8663A.** Estados Unidos: Hewlett Packard. 1989. Applications Note 283-3.

EINSTEIN, A. **Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften**, Berlin, 688, 1916.

EINSTEIN, A. **Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften**, Berlin, 154, 1918.

FAFONE, V. Resonant-mass detector: status and perspectives. **Classical and Quantum Gravity**, v. 21, p. S377-S378, 2004.

FRANÇA, E. K. **Corrosão do silício (100) e de SiO₂ em KOH assistida por ultrassom e desenvolvimento do processo de oxidação para mascarar-la.**

2003. 124p. Dissertação (Mestrado em Física) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica (ITA), São José dos Campos, Brasil, 2003.

FROSSATI, G. J. Experimental techniques: methods for cooling below 300 mK **J. of Low Temp. Phys.**, v. 87, pp. 595-633, 1992.

FROSSATI, G.; COCCIA, E. Cryogenic aspects of cooling large masses to millikelvin temperatures: application to a 100 ton mK spherical gravitational wave detector. In: INTERNATIONAL CRYOGENIC ENGINEERING CONFERENCE - ICEC, n. 15, 1994, Genova, Italy. **Proceedings...**Elsevier, Oxford: ROYAUME-UNI, p. 9-16, 1995.

FROSSATI, G. A. 100 ton 10 mK spherical gravitational wave detector. In: OMNIDIRECTIONAL GRAVITATIONAL RADIATION OBSERVATORY, 1996, São José dos Campos, SP. **Proceedings...**Singapore: World Scientific, p. 163-168, 1997.

FROSSATI, G.; MAAS, D.; POSTMA, H.; DEWAARD, A.; ZENDRI, J.P. Very low measurements of quality factors of copper alloys for resonant gravitational wave antennae. In: OMNIDIRECTIONAL GRAVITATIONAL RADIATION OBSERVATORY, 1996, São José dos Campos, SP. **Proceedings...**Singapore: World Scientific, p. 179-189, 1997.

FOFFA, S.; *et. al.* **The gravitational phase shift in a matter-wave interferometer**, 2004. Disponível em: arXiv:gr-qc/0409099. Acesso em: 21 Mai 2013.

FOFFA, S.; *et. al.* Sensitivity of a small matter-wave interferometer to gravitational waves. **Phys. Rev. D**, v. 73, p. 022001, 2006. Disponível em: arXiv:gr-qc/0407039. Acesso em: 21 Mai. 2013.

FRENCH, A. P. **Vibrations and Waves**. New York: The Massachusetts Institute of Technology, 316 p., 1966.

FURTADO, S. R. **Desenvolvimento de transdutores paramétricos de alta sensibilidade para o detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg**. (Tese de Doutorado) Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais – São José dos Campos, Brasil, 2009.

GIFFARD, R.P. Ultimate sensitivity limit of a resonant gravitational wave antenna using a linear motion detector. **Physical Review D**, v. 14, p. 2478-2486, 1976.

GINZTON, E. L. **Microwave Measurements**. 1.ed. New York: McGraw-Hill Book Company Inc., p. 89 1957.

GRISHCHUK, L. P. Astrophysical sources of gravitational waves. **Soviet Physics – JETP**, v. 132, n. 40, p. 409-411 1974.

GRUNDNER, M. AND HALBRITTERA, J. On the natural Nb₂O₅ growth on Nb at room temperature. **Surface Science**, v. 136, issue 1, p. 144-154, 1984.

HAMILTON, W. O.; GENG, Z. K.; JOHNSON, W. W.; MAUCALI, E.; MERKOWITZ, S. M.; MORSE, A.; SOLOMONSON, N. Performance of the Allegro Detector – and what our experience tell us about spherical detectors. In: OMNIDIRECTIONAL GRAVITATIONAL RADIATION OBSERVATORY (1996), São José dos Campos, SP. **Proceedings...**Singapore: World Scientific, p. 19-26, 1997.

HAYS, T. **Cavity analysis by reflection**. Ithaca, NY: Cornell University, 1994. Internal Notes - SRF 940525-4 - Laboratory of Nuclear Studies, 1994.

HAWKING S.; ISRAEL, W. **Three hundred years of gravitation**. 1.ed. Cambridge: Cambridge University Press, 704 p., 1987. ISBN: 0521379768.

HEFFNER, H. The fundamental noise limit of linear amplifiers. **Proceedings of Inst. Elect. Electron. Engrs. - IEEE**, v. 50, n. 7, p. 1604-1608, 1962. ISSN: 0096-8390.

HOLSTEIN, B. R. Graviton Physics. **Am. J. Phys**, v. 74, p. 1002-1011, 2006. Disponível em: [arXiv:gr-qc/0607045](https://arxiv.org/abs/gr-qc/0607045). Acesso em: 21 Mai. 2013.

HU, E.; GUAN, T.; YU, B.; *et al.* A Recent Coincidence Experiment of Gravitational Waves with Long Baseline. **Chin. Phys. Lett.**, v. 3, p. 529, 1986.

HULSE, R. A.; TAYLOR, J. H. Discovery of a pulsar in a binary system. **The Astrophysical Journal Letter**, v.195, p. L 51-L53, 1975.

HULSE, R. A.; TAYLOR, J. H. **The Nobel Prize in Physics 1993**. Disponível em: http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1993>. Acesso em: 21 Mai. 2013.

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**, v. 46, n. 10, p. 1537-1545, 1998.

IVANOV, E. N.; HARTNETT, J. G. AND TOBAR, M. E. Cryogenic Microwave Amplifiers for Precision Measurements. **IEEE Trans Ultra. Fer. Freq. Control**, v. 47 (6), p. 1273-1274, 2000.

IVANOV, E. N.; TOBAR, M. E. Low-noise microwave resonator-oscillators: current status and future developments. **Frequency Measurement and Control, Topics in Applied Physics**, v. 79, p. 7-36, 2001.

JARDIM, W. J; **Construção e avaliação de eletrodos de Nióbio/Óxido de Nióbio para determinações potenciométricas**. Dissertação (Mestrado em

Materiais) - Escola de Engenharia de Lorena da Universidade de São Paul, Lorena, Brasil, 2008.

JOHNSON, W. W.; MERKOWITZ, S. M. Truncated icosahedral gravitational wave antenna. **Physical Review Letters**, v. 70, p. 2367, 1993.

JONES, S. K. **Frequency stabilization with sapphire loaded superconducting cavity**, 1988. Tese (Doutorado em Física)- University of Western Australia (UWA), Austrália, 1988.

JU, L.; BLAIR, D. G.; ZHAO, C. Detection of gravitational waves. **Reports on Progress in Physics**, v. 63, n. 1, p. 1317-1427, 2000.

KNOBLOCH, J. **Basic concepts of measurements made on superconducting rf cavities**. Ithaca, NY: Cornell University, 1994. Internal Notes - SRF 910927-07 - Laboratory of Nuclear Studies, 1994.

LEE, T. H.; HAJIMIRI, A. Oscillator phase noise: a tutorial. **IEEE Journal of Solid-state circuit**, v.35, n. 3, p. 326-336, 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**, v. 21, n. 2, p. 1014-1017, 1985.

LEVINE, J. L.; GARWIN, R. L. Absence of Gravity-Wave Signals in a Bar at 1695 Hz. **Phys. Rev. Lett.**, v. 31, p. 173, 1973.

LIGO (Laser Interferometer Gravitational - Wave Observatory). **Cinco classes de detectores relacionados às amplitudes e às faixas de frequência onde operam**, 2012. Disponível em: <www.ligo.caltech.edu>. Acesso em: 21 Mai. 2013.

LINTHORNE, N. P. A. **Cryogenic Resonant Bar Gravitational Radiation Antenna with a Superconducting Reentrant Cavity Parametric Transducer**, 1991, 200f. Tese (Doutorado em Física) - University of Western Australia (UWA), Austrália, 1991.

LINTHORNE N. P.; BLAIR D. G. Superconducting reentrant cavity transducer for a resonant bar gravitational radiation antenna. **Review of Scientific Instruments**, v. 63, n. 9, p. 4154-4160, 1992.

LINTHORNE, N. P.; BLAIR, D. G.; HENG, I. S.; IVANOV, E. N.; VAN KANN, F.; TOBAR, M. E.; TURNER, P. J. Low noise temperature operation of the niobium gravitational wave antenna at the University of Western Australia. In: MARCEL GROSSMANN MEETING ON RECENT DEVELOPMENTS IN THEORETICAL

AND EXPERIMENTAL GENERAL RELATIVITY, GRAVITATION, AND RELATIVISTIC FIELD THEORIES, 17., 1994, Stanford, USA. **Proceedings...**Singapore: World Scientific, p. 1446-1458, 1996.

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, 1995.

LOUNASMAA, O .V. **Experimental Principles and Methods Below 1K**. Academic Press, NY, 1974.

LYNEIS, C. M. **Experimental studies of microwave properties of 8.6 GHz superconducting niobium, niobium-tantalum, and tantalum cavities**, 1974. Tese (Doutorado em Física) - StanfordUniversity, Estados Unidos, 1974.

KENNEFICK, D. J. **Controversies in the history of the radiation reaction problem in general relativity**, 1997. Disponível em: arXiv:gr-qc/9704002v1. Acesso em: 22 Mai 2013.

KENNEFICK, D. J. **Traveling at the speed of thought: Einstein and the question for gravitational waves**. 1 ed. Princeton: Princeton University Press, 319p., 2007. ISBN-13: 978-0-691-11727-0 – ISBN-10: 0-691-11727-6.

KENYON, I. R. **General Relativity**. 1. ed. New York: Oxford University Press, 248p., 1990. ISBN13: 9780198519966 - ISBN10: 0198519966.

KIEFER, C. Quantum Gravity. 2. Ed. New York: Oxford University Press, 361p., 2007. ISBN: 9780199212521.

KOKKOTAS, K. D. Gravitational Wave Astronomy. **Reviews in Modern Astrophysics**, v. 20, p. 140, 2008. Disponível em: arXiv:0809.1602v1. Acesso em: 22 Mai. 2013.

KOVACS G. T. A, *et al.*, Bulk Micromachining of Silicon. **Proceedings of the IEEE**, 86, 8, 1536, 1998.

MACHADO, K. D. **Equações diferenciais aplicadas à física**. 2. ed. Ponta Grossa, UEPG, 600p., 2000.

MAGGIORE, M. **Gravitational Waves**. Oxford: Oxford University Press, 554 p., 2008.

MAIA, I. A. et. al., **Corrosão de Silício em Solução Aquosa de KOH**. Disponível em:<<http://www.s bq.org.br/ranteriores/23/resumos/0347/index.html>>. Acesso em: 22 Mai. 2013.

*MANLEY, J. M. & ROWE, H. E., Some general properties of nonlinear elements. 1. General energy relations. **Proc. IRE**, v. 44, p. 904, 1956.

MANN, A. G., **A noncontacting microwave reentrant cavity transducer for cryogenic gravitational radiation antenna**, 1982. Tese (doutorado em Física) - University of Western Australia (UWA), Austrália, 1982.

MANN, L. D., **Low Noise cryogenic microwave electronics in gravitational radiation detection**, 1987. Tese (doutorado em Física) - University of Western Australia (UWA), Austrália, 1987.

MARION J. B., THORNTON, S. T. **Classical Dynamics of Particles and Systems**. Belmont: Brooks/Cole—Thomson Learning, 656 p., 2004.

MARTENS, H.; DIEPERS, H.; SUN, R. K. Improvement of superconducting *Nb* cavities by anodic oxide films. **Physical Review Letters**, v. 34 A, n. 7, p 439-440, 1971.

MATTOX, D. M., **The foundations of vacuum coating theory**. Norwich, New York: William Andrew Publishing, p. 66, 2003. ISBN: 0 - 8155 - 1495 - 6.

MAXWELL, E. In: **Mendelssohn K.**, Progress in cryogenics. New York: Academic Press, v. 4, p. 124-158, 1964.

MEERS, B. J. Recycling in laser interferometric gravitational wave detectors. **Phys. Rev. D**, v. 38, p. 2317-2326, 1988.

MELO, J. L. **Sistemas de isolamento vibracional e de acoplamento antena-transdutores para o protótipo de um detector de ondas gravitacionais**, 199p., 2002. (INPE-9693-TDI/854). Tese (Doutorado em Astrofísica) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, Brasil, 2002.

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.

MERKOWITZ, S. M.; JOHNSOM, W. W. Spherical gravitational wave antenna and the truncated icosahedral arrangement. **Physical Review D**, v.51, p. 2546-2561, 1995.

MICHELSON, P. F.; *et al.* Resonant Mass Detectors of Gravitational Radiation. **Science**, v. 237, p. 150-57, 1987.

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.

MOSS, G. E.; MILLER, L. R.; FORWARD, R. L. Photon-Noise-Limited Laser Transducer for Gravitational Antenna. **Appl. Opt.**, v. 10, p. 2495, 1971.

MPIFR (Max Planck Institut). **Cinco classes de detectores relacionados às amplitudes e às faixas de frequência onde operam**, 2012. Disponível em: <www.mpifr-bonn.mpg.de > Acesso em: 22 Mai. 2013.

MUHLSCHLEGAL, B. Die thermodynamics funktionem des supraleiters. **Zeitschrift für Physik** , v. 155, p. 313-327, 1959.

NARAYAN R., PIRAN T.; SHEMI A. Neutron star and black hole binaries in the galaxy. **Astrophysical Journal, Part 2 - Letters**, v. 379, p. L17-L20, 1991.

NASA (National Aeronautics and Space Administration). **Cinco classes de detectores relacionados às amplitudes e às faixas de frequência onde operam**, 2012. Disponível em: <science.nasa.gov/missions/lisa> Acesso em: 22 Mai. 2013.

OELFKE, W. C.; HAMILTON, W. O. & DARLING, D., Operation of an Ultrasensitive Superconducting Accelerometer. **IEEE Trans. Mag. MAG-17**, n. 1, p. 853, 1981.

OELFKE, W. C.; HAMILTON, W. O. Design and Preparation of high-Q niobium reentrant cavities for physics measurements. **Review of Scientific Instruments**, v. 54, n. 4, p.410-414, 1983.

OSKAM, G. et al. Electrochemical deposition of metals onto silicon. **J. Phys. D: Appl. Phys**, v. 31, p. 1927-1949, 1998.

PAIK, H.; WAGONER, R. V. Operation of an Ultrasensitive Superconducting Accelerometer. **Phys. Rev. D**, v. 13, p. 2694, 1976.

PARKS, R. D. **Superconductivity**, vol. 1. New York: Marcel Dekker, 1969. ISBN: 9780824715205.

PFISTER, H. Superconducting cavities. **Cryogenics**, v. 16, p. 17-24, 1976.

PIZZELLA, G. Resonant detectors for the search for gravitational waves. **Classical Quantum Gravity**, v.14, p. 1481-1485, 1997.

PHINNEY, E. S. The rate of neutron star binary mergers in the universe: minimal predictions for gravity wave detectors. **Astrophysical Journal, Part 2 - Letters**, v. 380, p. L17-L21, 1991.

POBELL, F. **Matter and Methods at Low Temperatures**, Springer-Verlag, Berlin, 2007.

POTTENGER, M. *et al.* MEMS: The Maturing of a New Technology. **Solid State Technology**, p. 89, 1997.

PRESS, W. H.; THORNE, K. S. Gravitational-Wave Astronomy. **ARA&A**, v. 10, p. 335, 1972.

PRICE, R. H. General Relativity Primer. **American Journal of Physics**, 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, 1987.

RIBEIRO, K. L. **Estudo do sistema de transdução paramétrica para detectores de ondas gravitacionais**, 116p., 2003. Tese (Doutorado em Astrofísica) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, Brasil, 2003.

RICHARD, J. P. Wide-band bar detectors of gravitational radiation. **Physical Review Letters**, v. 52, n. 3, p. 165-167, 1984.

SARTORI, A. F. **Eletrodeposição de nióbio em meio de fluoretos fundidos**, 153f., 1987. Tese (Doutorado em Química) - Universidade de São Paulo (USP), São Paulo, Brasil, 1987.

SATHYAPRAKASH, B. S.; SCHUTZ, B. F. Physics, Astrophysics and Cosmology with Gravitational Waves. **Living Rev. Relativity**, v. 12, n. 2, 2009. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/0903.0338v1>>. Acesso em: 22 Mai. 2013.

SCHUTZ, B.F. Gravitational Waves on the Back of an Envelope. **Am. J. Phys.**, v. 52, p. 412–419, 1984.

SCHUTZ, B. F. Gravitational Waves: The New Astronomy. In: ROSSELAND CENTENARY SYMPOSIUM, 1994, Oslo, Norway. **Proceedings...Oslo, Norway: Institute of Theoretical Astrophysics**, p. 45, 1995.

SETO, W. W. **Mechanical Vibrations**. New York: McGraw-Hill Company, 199p. 1964.

SHAPIRO, S. L. Gravitation radiation from colliding, compact stars - hydrodynamic calculations in one dimension. **Astrophysical Journal**, v. 240, p. 246-248, 1980.

SHIBATA, M. Constraining Nuclear Equations of State Using Gravitational Waves from Hypermassive Neutron Stars. **Phys. Rev. Lett.**, v. 94, p. 20110, 2005. Disponível em: arXiv: gr-qc/0504082v1. Acesso em: 22 Mai. 2013.

SOLOMONSON, N. D. **Electropolishing Niobium**. Baton Rouge: Louisiana State University, 5 p., 1987.

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. 1, p. 174-181, 1994.

SOUZA, S. T. d. **Instalação criogênica de uma antena gravitacional de baixíssima temperatura**, 2003. Dissertação (Mestrado). Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil, 2003.

SPETZ, G. W.; MANN, A. G., HAMILTON, W. O.; OELFKE, W. C. Experimental verification of a single transducer back-action evading measurement scheme for a gravitational wave detector. **Physics Letters**, v. 104A, n. 6-7, 1984.

STEVENSON, T. R. Signal to noise analysis for a spherical gravitational wave antenna instrumented with multiple transducers. In: EDOARDO AMALDI CONFERENCE ON GRAVITATIONAL WAVE EXPERIMENTS, 1., 1994, Frascati, Italy. **Proceedings...** Singapore: World Scientific, p. 455 – 462, 1995.

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. 564-587, 1997.

TAVARES, D. B.; **Sinais de raios cósmicos em detectores de ondas gravitacionais**, 2010. Dissertação (Mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Campinas, Brasil, 2010.

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, 1976.

THORNE, K. S. **Gravitational Radiation, Three Hundred Years of Gravitation**, 330p., 1987. Edited by Hawking, S. W. and Israel, W. Cambridge: Cambridge University Press.

TIMOSHENKO, S. P. **Resistência dos Materiais. Rio de Janeiro**. Livros Técnicos e Científicos, Editora S.A., v. 1. 462 p., 1985.

TINTO, M.; DE ARAUJO, J. C. N.; AGUIAR, O. D. **Searching for gravitational waves with a geostationary interferometer**, 2012. Disponível em: arXiv:gr-qc/1112.1565v2. Acesso em: 22 Mai. 2013.

TOBAR, M. E.; LINTHORNE, N. P.; BLAIR, D. G. **Modeling of a resonant bar antenna with a parametric transducer**. University of Western Australia (UWA). Nota de Divulgação interna, 1993.

TOBAR, M. E. Electric noise measurement. In: WEBSTER, J. G. **Encyclopedia of electrical and electronic engineering**. New York: Wiley, v. 6, p. 324-336, 1999.

TOBAR, M. E. Applications of low-temperature microwave techniques to the measurement of gravity waves and quantum measurement of macroscopic system. **Physica B**, v. 280, p. 520-524, 2000.

TSUBONO, K.; HIRAMATSU, S.; HIRAKAWA H. Cavity transducer for Subatomic Mechanical Vibration. **Japanese Journal of Applied Physics**, v. 16, n. 9, p. 1641-1645, 1977.

TSUBONO, K.; OHASHI, M.; HIRAKAWA, H. Parametric transducer for gravitational radiation detector. **Japanese Journal of Applied Physics**, v. 25, n. 4, p. 622-626, 1996.

TURNEAURE, J. P.; WEISMAN, I. Microwave surface resistance of superconducting niobium. **Journal of Applied Physics**, v. 39, n. 9, p. 4417-4427, 1968.

TURNER, P. J. **Operation of the Southern Hemisphere Resonant Bar Gravitational Radiation Detector**, 292p., 1995. Tese (Doutorado em Filosofia) – University of Western Australia, Austrália, 1995.

TYSON, J. A. Null Search for Bursts of Gravitational Radiation. **Phys. Rev. Lett.**, v. 31, p. 326, 1973.

APLIN, P. S. An improved detector of gravitational radiation. **General Relativity and Gravitation**, v. 3, p. 111, 1972.

WEBER, J. Detection and generation of gravitational waves. **Physical Review**, v. 117, n.1, p. 306-313, 1960.

WEBER, J. Evidence for discovery of gravitational radiation. **Physical Review Letters**, v. 22, n. 24, p. 1320-1324, 1969.

WEINBERG, S. **Gravitation and cosmology: Principles and applications of the general theory of relativity**, 657 p., 1972. New York: John Wiley & Sons.

WHITE, G. K. The thermal and electrical conductivity of copper at low temperatures. **Australian Journal of Physics**, v. 6, p. 397, 1953.

XU, B.; HAMILTON, W. O.; JOHNSON, W. W.; SOLOMONSON, N. D.; AGUIAR, O. D. **Physical Review D**, v. 40, p. 1741, 1989.

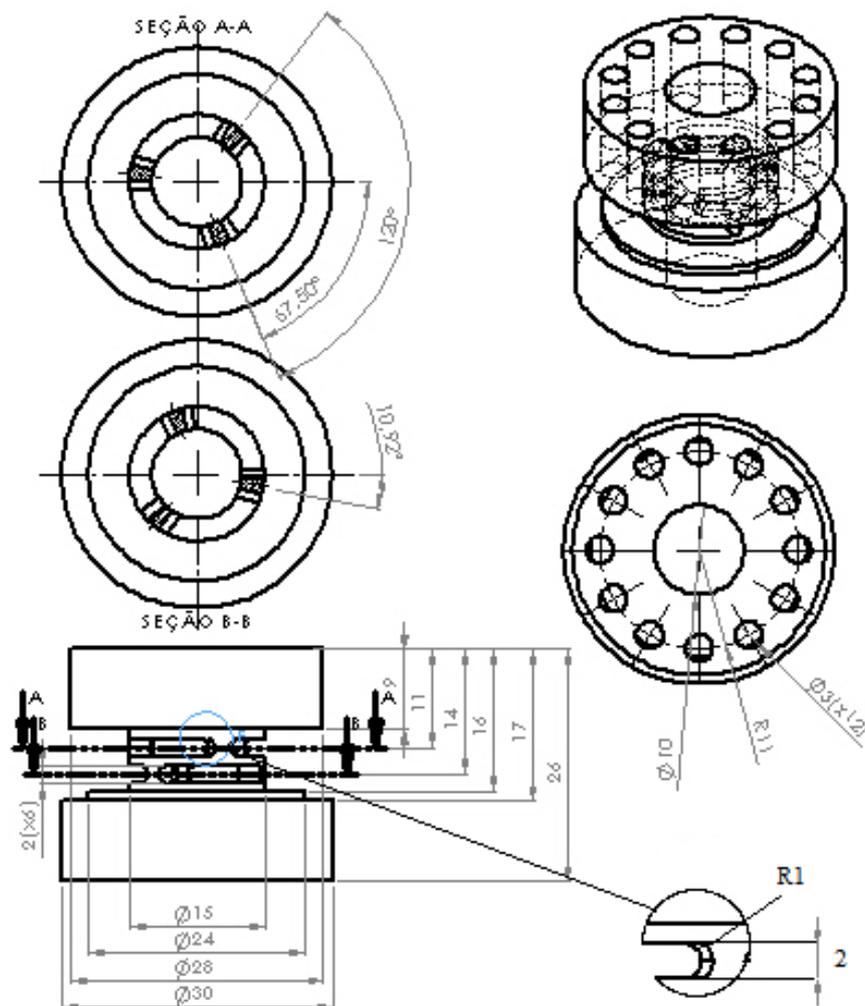
ZEL'DOVICH, YA. B; NOVIKOV, I. D. **Gravitation radiation from the initial singularity**, 1983. Relativistic Astrophysics v. 2: the structure and evolution of the universe, Chicago: University of Chicago Press.

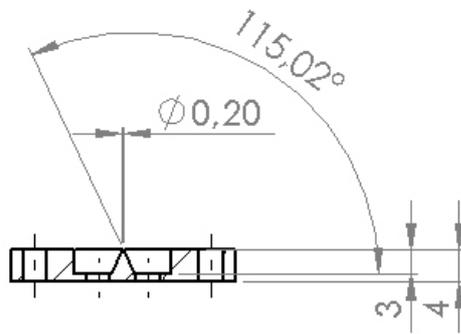
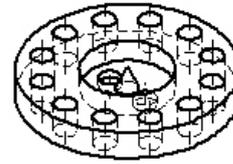
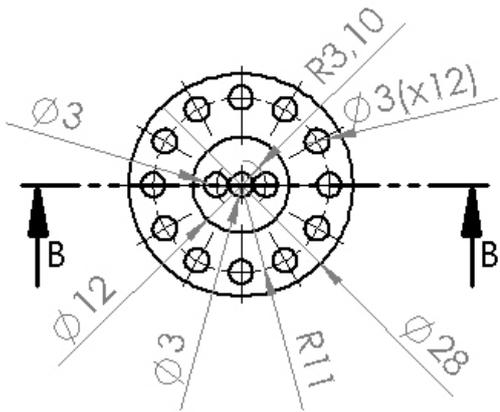
ZHOU, C. Z.; MICHELSON, P. F. Spherical resonant-mass gravitational wave detectors. **Physical Review D**, v. 51, n. 6, p. 2517-2545, 1995.

APÊNDICE A

DIMENSÕES DOS TRANSDUTORES DE QUINTA GERAÇÃO

A seguir, são apresentados os desenhos e as cotas (como ilustração) do projeto de transdutor paramétrico de quinta geração e da cavidade reentrante. As dimensões estão em milímetros.

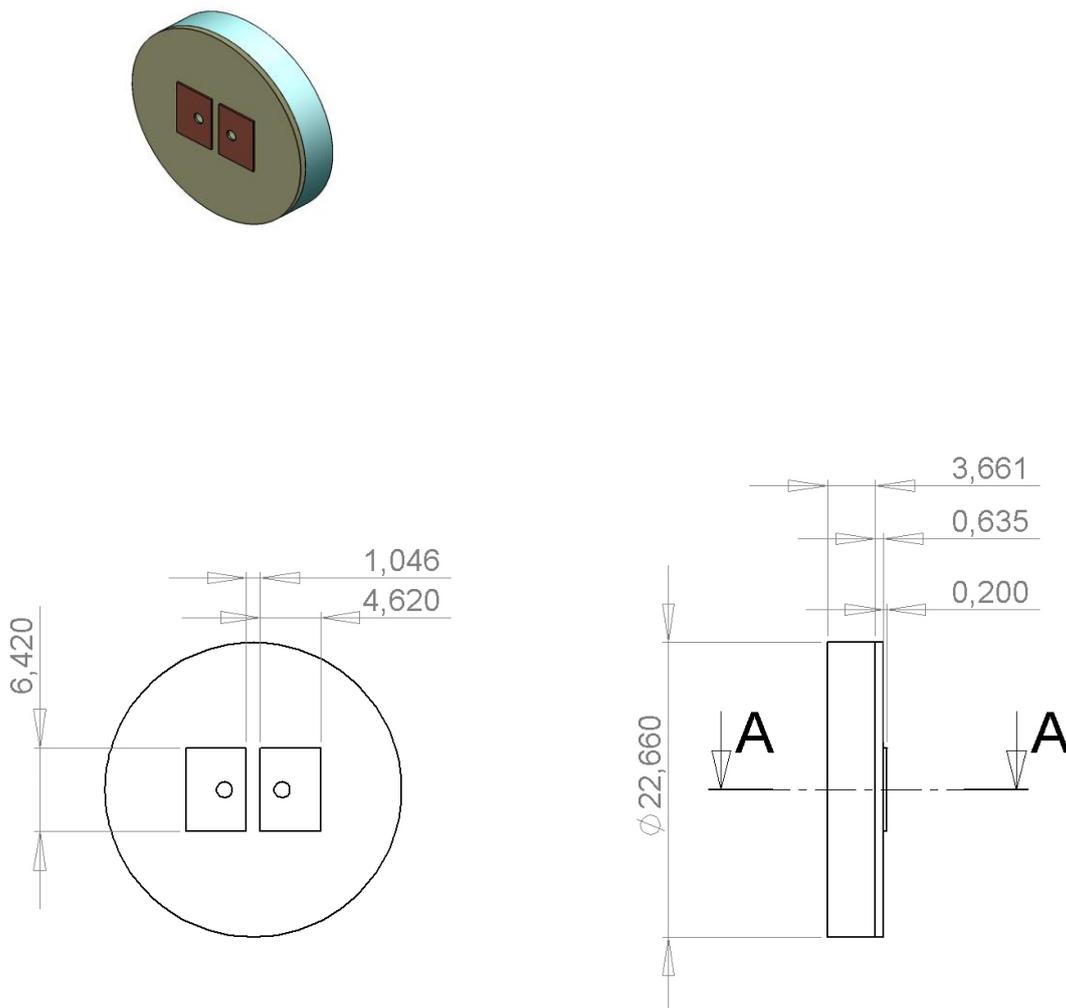


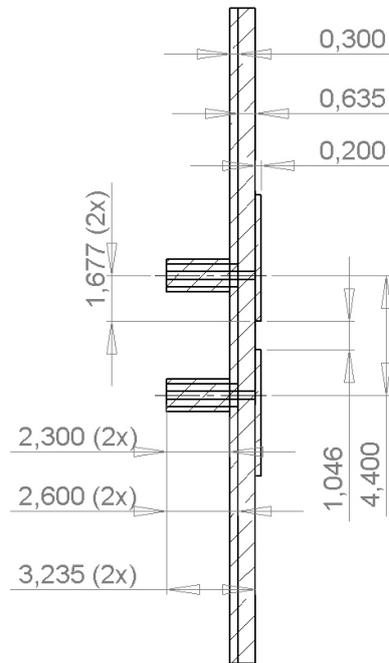
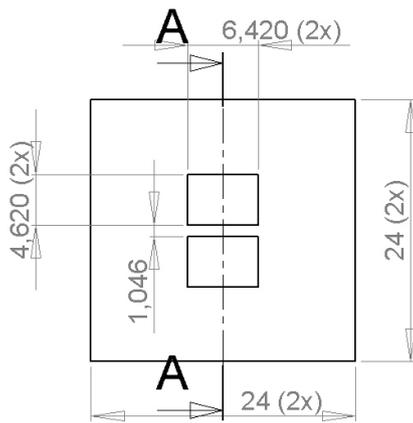
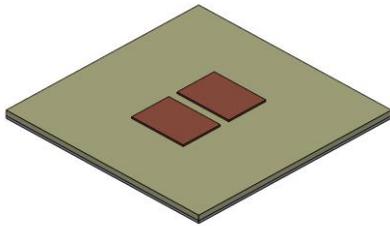
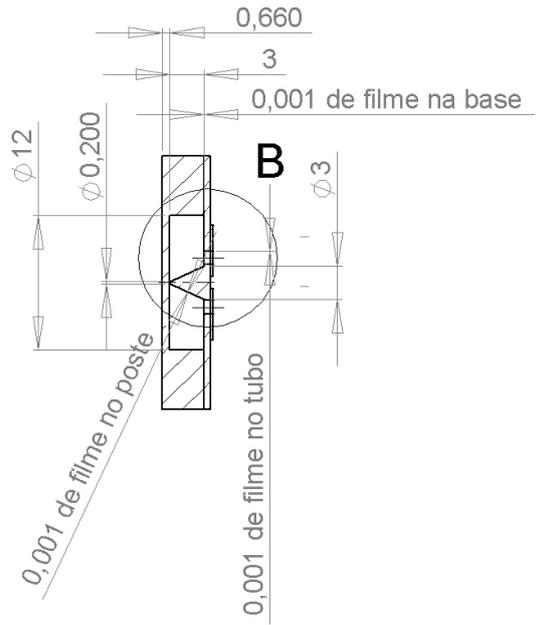
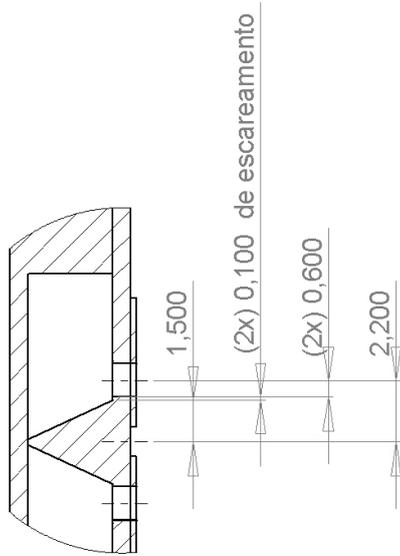


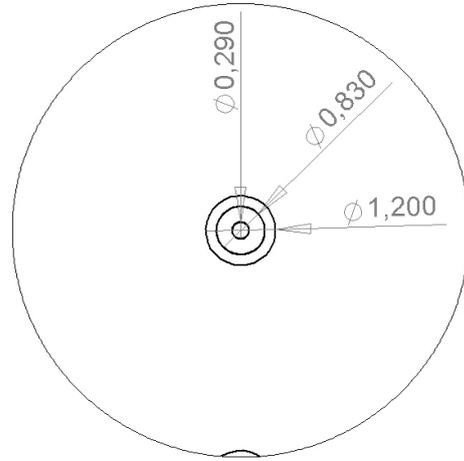
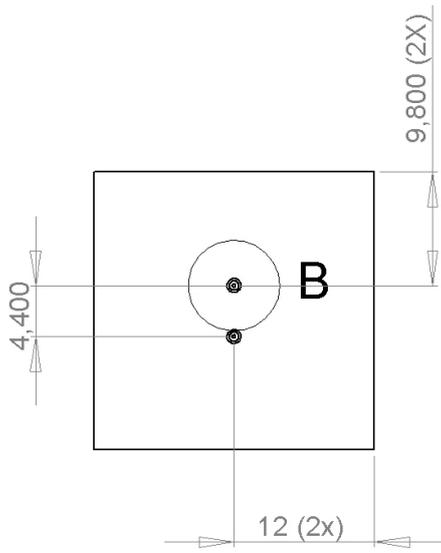
APÊNDICE B

DIMENSÕES PARA O ACOPLAMENTO COM ANTENAS MICRO-FITAS

Os desenhos e as cotas do projeto de acoplamento com antenas micro-fitas são apresentados neste apêndice. As imagens foram geradas pelo programa *SOLIDWORKS*. O valor do parâmetro *Dant*, que é a distância entre os substratos quadrado e circular, foi fixado em 5 mm. Para alterar a frequência de ressonância do sistema de *patches*, deve-se alterar as dimensões dos *patches*. Isso deve alterar também o ponto de acoplamento do coaxial com o *patch*. Algumas tentativas de colocar o sistema de *patches* para ressoar exatamente em 10 GHz, não resultaram em variações de parâmetro *S* tão relevantes como as dimensões que originaram a frequência de 9,56 GHz, as quais são apresentadas a seguir.







Artigos publicados em revistas internacionais:

1. **Título:** Status Report of the Schenberg Gravitational Wave Antenna

Autores: Aguiar, O. D.; Barroso, J. J.; Carvalho, N. C.; Castro, P. J.; Cedeño, M. C. E.; Costa, C. F.; da Silva Araujo, J. C. N.; de Evangelista, E. F. D.; Furtado, S. R.; Miranda, O. D.; Moraes, P. H. R. S.; Pereira, E. S.; Silveira, P. R.; Stellati, C.; Oliveira Jr., N. F.; Gratens, X.; **de Paula, L. A. N.**; *et al.*

Revista: Journal of Physics: Conference Series.

Volume: 363 **Ano:** 2012 **Article:** 012003

2. **Título:** Remote Coupling between a Probe and a Superconducting Klystron Cavity for Use in Gravitational Waves Detectors.

Autores: **de Paula, L. A. N.**; Aguiar, O. D.; Oliveira Jr., N. F.

Revista: Journal of Instrumentation.

Volume: 8 **Ano:** 2013 **Article:** P08009

Apresentações em reuniões internacionais:

1. **Título:** Coupling between a klystron cavity and microstrips antennas.

Autores: **de Paula, L. A. N.**; Aguiar, O. D.; Stelatti, C.

In Workshop: Multimessenger Emissions from Sources of Gravitational Waves (Poster).

Ano: 2010.