



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/03.26.20.44-TDI

**CONSTRUÇÃO DE UMA NOVA GERAÇÃO DE
TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS PARA O
DETECTOR DE ONDAS GRAVITACIONAIS MARIO
SCHENBERG**

Natália do Carmo Carvalho

Dissertação de Mestrado do Curso
de Pós-Graduação em Astrofísica,
orientada pelo Dr. Odylio Denys de
Aguiar, aprovada em 19 de abril de
2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BJT72E>>

INPE
São José dos Campos
2012

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):

Presidente:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Membros:

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Vivéca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/03.26.20.44-TDI

**CONSTRUÇÃO DE UMA NOVA GERAÇÃO DE
TRANSDUTORES PARAMÉTRICOS PARA O
DETECTOR DE ONDAS GRAVITACIONAIS MARIO
SCHENBERG**

Natália do Carmo Carvalho

Dissertação de Mestrado do Curso
de Pós-Graduação em Astrofísica,
orientada pelo Dr. Odylio Denys de
Aguilar, aprovada em 19 de abril de
2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BJT72E>>

INPE
São José dos Campos
2012

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

C253c Carvalho, Natália do Carmo.
Construção de uma nova geração de transdutores paramétricos para o detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg / Natália do Carmo Carvalho. – São José dos Campos : INPE, 2012.
xxiv + 109 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2012/03.26.20.44-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2012.

Orientador : Dr. Odylio Denys de Aguiar.

1. Ondas gravitacionais. 2. Detectores. 3. transdutores.
I.Título.

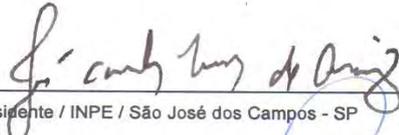
CDU 530.12

Copyright © 2012 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2012 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de Mestre em
Astrofísica

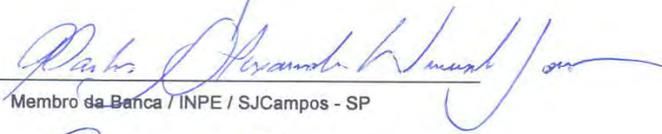
Dr. José Carlos Neves de Araújo


Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Odylio Denys de Aguiar


Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Carlos Alexandre Wuensche de Souza


Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Nei Fernandes de Oliveira Júnior


Convidado(a) / USP / São Paulo - SP

Este trabalho foi aprovado por:

maioria simples

unanimidade

Aluno (a): Natália do Carmo Carvalho

São José dos Campos, 19 de abril de 2012

“É preciso força pra sonhar e perceber que a estrada vai além do que se vê”.

Marcelo Camelo

*Ao Professor Dr. Odylio Denys de Aguiar que generosamente dividiu comigo
uma pequena parte de seu enorme conhecimento.*

AGRADECIMENTOS

Ao INPE pela oportunidade de estudo, em especial à Divisão de Astrofísica: professores, alunos e funcionários.

Ao grupo Gráviton pelo apoio e suporte. Em particular aos colegas Enrique Klai de França, Leandro de Paula e Carolina Thomaz.

Ao Sr. Francisco Augusto Sousa Ferreira que gentilmente esteve à disposição para ajudar nos ensaios com produtos químicos.

À Miriam Nishimori que nos recebeu no Setor de Circuito Impresso e à Roberta Alcaide que esteve pacientemente nos acompanhando no Laquatec.

Ao professor João Paulo Barros Machado que me apresentou o perfilômetro óptico do LAS, ao Luiz Antonio Reitano da DAS pela ajuda com os desenhos técnicos e à oficina mecânica do INPE que trabalhou na usinagem de diversas peças para o projeto.

Aos colaboradores de outras instituições: Jaime Frejlich do Laboratório de Óptica do Instituto de Física Gleb Wataghin (UNICAMP), Ângelo Gobbi do Laboratório de Microfabricação (LNLS) e ao Ronaldo Cozza da Escola Politécnica da USP.

Finalmente devo agradecer ao apoio financeiro da CAPES e da FAPESP que viabilizaram meus estudos e o desenvolvimento deste projeto.

RESUMO

A radiação gravitacional apresenta-se como uma promissora ferramenta na investigação do cosmos. Seu fraco acoplamento com a matéria não só significa uma barreira a ser ultrapassada pelos experimentalistas, mas sugere que essas ondas gravitacionais possam carregar informações das mais remotas regiões do universo. Sobretudo, acredita-se que sua detecção possa ratificar finalmente a teoria da gravitação de Einstein. O detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg é uma antena esférica constituída por uma liga de cobre e alumínio com 1150 kg e 65 cm de diâmetro. Seu princípio de operação é caracterizado por um sistema de três osciladores acoplados, onde dispositivos denominados transdutores são responsáveis por converter a energia mecânica absorvida pela esfera em sinais eletrônicos. Espera-se que, quando resfriado a uma temperatura igual ou inferior a 100 mK, o detector atinja uma sensibilidade de aproximadamente $10^{-22} \text{ Hz}^{-1/2}$ em uma banda passante de 100 Hz centrada em 3,2 kHz. Nesse trabalho é proposta uma série de melhorias no sistema de transdução, onde o objetivo é a supressão das perdas eletromecânicas que comprometam a sensibilidade do detector. Para tanto, um novo modelo de transdutor paramétrico foi desenvolvido. A necessidade de substituir o antigo foi constatada após testes de vibração que evidenciaram falhas no *design*. Estudaram-se também métodos de tratamento de superfícies para que as cavidades ressonantes, responsáveis pela modulação do sinal, adquirissem um alto fator de qualidade elétrico. Por fim, dedicou-se uma parte do trabalho ao aperfeiçoamento do terceiro componente do sistema de transdução: membranas delgadas responsáveis por auxiliar na modulação e amplificação do sinal.

CONSTRUCTION OF A NEW GENERATION OF PARAMETRIC TRANSDUCERS FOR THE MARIO SCHENBERG GRAVITATIONAL WAVE DETECTOR

ABSTRACT

Gravitational radiation presents itself as a promising tool for the exploration of the cosmos, its weak coupling with matter not only means a barrier to be overcome by the experimentalists, but it suggests that gravitational waves can carry information from the most remote regions of the universe. Above all, it is believed that its detection can finally confirm the gravitation theory of Einstein. The Mario Schenberg gravitational wave detector is a spherical antenna built from a copper-aluminum alloy with a mass of 1150 kg and a 65 cm diameter. Its principle of operation is characterized by the coupling of three mechanical oscillators, in which devices named transducers are responsible for converting mechanical energy absorbed by the sphere into electronic signals. One expects that when cooled down to a temperature equal or below 100 mK the detector reaches a sensitivity of approximately 10^{-22} Hz^{-1/2} in a frequency band of 100 Hz centered at 3.2 kHz. In this work it is proposed a series of improvements in the transducer system with the aim of electromagnetic losses suppression, which could compromise the detector sensitivity. In order to do that a new parametric transducer design was developed. The necessity for replacement of the old design was realized after vibration tests, which made evident design flaws. Methods of surface treatment were also studied with the objective of high electrical Q improvement of the resonant cavities responsible for the signal modulation. Finally, part of the work was dedicated to the improvement of the third component for the transducer system: the thin membranes responsible for the modulation and amplification of the signal.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
Figura 2.1 - Representação do efeito das polarizações “+” e “x” sobre quatro partículas.	11
Figura 3.1 - As cinco classes de detectores associados às faixas de frequência e amplitude onde atuam. “ELF” – Extremely Low Frequency (frequência extremamente baixa); “VLF” – Very low frequency (frequência muito baixa); “LF” – Low frequency (baixa frequência); “HF” - High frequency (alta frequência).	20
Figura 3.2 - Representação do Detector de Ondas Gravitacionais Mario Schenberg.	35
Figura 3.3 - Transdutor antigo e tampa de alumina.	36
Figura 4.1 - Amplitude versus a frequência de vibração para diferentes fatores de qualidade mecânicos.	42
Figura 4.2 - Potência média em função da frequência do oscilador para diferentes fatores de qualidade mecânicos.	43
Figura 4.3 - Curva de ressonância em termos da potência máxima.	44
Figura 4.4 - Massa cilíndrica de aço inoxidável utilizada para testes de vibração.	47
Figura 4.5 - Transdutor de nióbio com molas laterais.	48
Figura 4.6 - Transdutores encaixados a seco.	49
Figura 4.7 - Transdutores encaixados com auxílio de óleo.	50
Figura 4.8 - Desenho do protótipo da nova geração de transdutores.	52
Figura 4.9 - Molas do novo transdutor.	53
Figura 4.10 - Representação da oscilação longitudinal do transdutor.	54
Figura 4.11 - Transdutor em processo de usinagem.	55
Figura 5.1 - Perfilômetro óptico Wyko, Modelo NT 1100 da Veeco.	61
Figura 5.2 - Anodização de pastilhas de nióbio com eletrodos de aço inoxidável.	65
Figura 5.3 - Nióbio anodizado: diferentes voltagens aplicadas e as respectivas cores obtidas.	66
Figura 5.4 - Anodização de pastilhas de nióbio com contra eletrodo de titânio platinado.	66
Figura 5.5 - Duas pastilhas de nióbio. A amostra da esquerda foi anodizada a 45 V.	68
Figura 5.6 - Polimento eletroquímico.	70
Figura 5.7 - Duas pastilhas de nióbio. A amostra da esquerda sofreu polimento.	72
Figura 5.8 - Medidas da rugosidade média da superfície das amostras antes e depois do polimento eletroquímico.	72
Figura 5.9 - Diferença em micrometros da rugosidade média antes e depois do polimento eletroquímico.	73

Figura 5.10 - Perfil de uma região aleatória da amostra 2 antes do polimento eletroquímico.	74
Figura 5.11 - Perfil de uma região aleatória da amostra 2 após o polimento eletroquímico.	75
Figura 5.12 - (a) Micro retífica pneumática; (b) Pontas de feltro; (c) Pasta de diamante de várias granulações.	76
Figura 5.13 - Medidas da rugosidade média da superfície das amostras antes e depois do polimento com pasta de diamante.	78
Figura 5.14 - Diferença em micrometros da rugosidade média antes e depois do polimento com a pasta de diamante.	78
Figura 5.15 - Perfil de uma região aleatória da amostra 1 antes do polimento com pasta de diamante.	79
Figura 5.16 - Perfil de uma região aleatória da amostra 1 depois do polimento com pasta de diamante.	80
Figura 6.1 - Reator “Atlas Potassium”.	86
Figura 6.2 - Suporte para suspensão das amostras durante a corrosão.	87
Figura 6.3 - Reator na etapa pré-corrosão.	88
Figura 6.4 - Lâmina de silício corroída quimicamente.	89
Figura 6.5 - Preparação da solução de ácido fluorídrico para remoção do óxido nativo.	90
Figura 6.6 - Corrosão química da amostra de silício.	90
Figura 6.7 - Peças de metal onde foram coladas as membranas de nióbio. (a) Faces onde foram coladas as membranas. (b) Faces com a abertura onde as membranas ficaram livres para oscilar.	93
Figura 6.8 - Frequência de oscilação das membranas de silício.	94
Figura 6.9 - Ajuste linear à frequência de oscilação das membranas de silício.	95
Figura 6.10 - Ajuste linear à frequência de oscilação das membranas de silício. Os pontos correspondentes aos diâmetros de 12 mm e 11 mm das peças fixas foram desprezados.	95
Figura 6.11 - Novo suporte para suspensão das membranas durante o processo de corrosão.	96
Figura A.1 - Representação tridimensional do corpo do transdutor.	107
Figura A.2 - Visão lateral do corpo do transdutor.	107
Figura A.3 - Outras dimensões do transdutor em uma visão lateral.	108
Figura A.4 - Seções transversais do transdutor na região das molas.	108
Figura A.5 - Seção transversal do transdutor na região da cavidade de microondas.	109

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
Tabela 3.1 - Amplitudes e frequências características dos diferentes detectores.	20
Tabela 3.2 - Detectores interferométricos.	31
Tabela 3.3 - Detectores ressonantes.	32
Tabela 4.1 - Usinagem e frequência respectiva em cada etapa do processo de fabricação do transdutor.....	56
Tabela 4.2 - Resultado do teste de frequência de oscilação do modo longitudinal do transdutor.	57
Tabela 5.1 - Anodização de amostras de nióbio com eletrodos submetidos a diferenças de potencial de 30, 45 e 60 V.	67
Tabela 5.2 - Parâmetros do polimento eletroquímico de nove amostras de nióbio.....	71
Tabela 5.3 - Parâmetros do polimento com pasta de diamante de três amostras de nióbio.....	77
Tabela 6.1 - Etapas de preparação da solução de hidróxido de potássio.	86
Tabela 6.2 - Etapas da corrosão química.....	89
Tabela 6.3 - Frequência de ressonância para membranas de silício livres para oscilar em aberturas de diferentes diâmetros.	94
Tabela 6.4 - Coeficientes angulares e lineares das linhas de tendência ajustadas às medidas da frequência de oscilação das membranas de silício.	95

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

FAPESP	Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo.
LMXBs	Estrelas binárias de baixa massa emissoras de raios x.
SQUID	Dispositivo interferométrico supercondutor quântico.
CMB	Radiação cósmica de fundo.
PPTA	Parques de Arranjos <i>Pulsar Timing</i>
EPTA	Arranjo <i>Pulsar Timing</i> Europeu
NASA	Administração Nacional da Aeronáutica e do Espaço
ESA	Agência Especial Europeia.
LESBT/IFUSP	Laboratório de Física do Estado Sólido e Baixas Temperaturas do Instituto de Física da Universidade de São Paulo.
LIT	Laboratório de Integração e testes.
INPE	Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
Laquatec	Laboratório de Pesquisa Ambiental em Aerossóis, Soluções Aquosas e Tecnologias.
LAS	Laboratório Associado de Sensores e Materiais.
MEV	Microscópio Eletrônico de Varredura.
LNLS	Laboratório Nacional de Luz Síncrotron.

LISTA DE SÍMBOLOS

c	Velocidade da luz no vácuo.
G	Constante gravitacional.
Q_{mec}	Fator de qualidade mecânico.
$Q_{\text{elétrico}}$	Fator de qualidade elétrico.
ω_0	Frequência de ressonância.
k	Constante de Boltzmann
κ	Constante de rigidez das molas.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 ONDAS GRAVITACIONAIS	7
2.1.1. Equações de campo linearizadas	7
2.1. Polarização de ondas gravitacionais planas	9
2.2. Radiação quadrupolar	11
2.3. Fontes de ondas gravitacionais	14
2.3.1. Sistemas binários	15
2.3.2. Supernovas	16
3 DETECTORES	19
3.1. Interferômetros	21
3.1.1. Principais fontes de ruídos	23
3.2. Massa ressonante	24
3.2.1. Transdutores	26
3.2.2. Principais fontes de ruídos	28
3.2.3. Esferas ressonantes	30
3.3. Detectores de ondas gravitacionais no mundo	30
3.4. O Detector Mario Schenberg	33
4 TESTES E SIMULAÇÕES MECÂNICAS	39
4.1. Oscilações	39
4.2. Elasticidade	39
4.3. A massa das molas	40
4.4. Oscilação forçada com amortecimento	41
4.5. Osciladores acoplados	44
4.6. Testes Mecânicos	45
4.6.1. Testes do transdutor antigo	47
4.6.2. Desenvolvimento de uma nova geração de transdutores	51
4.6.3. Testes da nova geração de transdutores	56
5 TRATAMENTO DA SUPERFÍCIE DA CAVIDADE RESSONANTE	59
5.1. Anodização	62
5.1.1. Eletrocromismo em Nb ₂ O ₅	63
5.1.2. Procedimento experimental	64

5.1.3	Resultados e discussões	67
5.2.	Polimento Eletroquímico	68
5.2.1.	Procedimento Experimental.....	69
5.2.2.	Resultados e Discussão	72
5.3.	Polimento com Pasta de Diamante	75
5.3.1.	Procedimento Experimental.....	76
5.3.2.	Resultados e Discussão	77
6	MEMBRANAS	81
6.1.	Corrosão Anisotrópica	82
6.1.1.	Lei de Arrhenius	83
6.2.	Preparação e ajuste da solução de KOH.....	84
6.3.	Equipamento experimental	86
6.4.	Corrosão.....	87
6.5.	Resultados e discussões	90
7	CONSIDERAÇÕES FINAIS	97
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	101
	APÊNDICE A – NOVO MODELO DE TRANSDUTOR	107

1 INTRODUÇÃO

Desde o início do século vinte, quando a teoria relativística da gravitação foi proposta por Einstein, é suposta a existência de ondas gravitacionais (CATTANI, 2010b). Hoje inúmeras teorias alternativas corroboram com tal previsão. O investimento em tecnologia para detecção de ondas gravitacionais justifica-se pela riqueza de informações a respeito de diversos tipos de fontes astrofísicas que poderão ser extraídas dessa forma de radiação. A radiação eletromagnética, embora muito mais acessível sob o ponto de vista tecnológico, deixa lacunas que podem ser preenchidas com um maior entendimento da astrofísica de ondas gravitacionais.

Ainda que as ondas gravitacionais não tenham sido de fato detectadas, existem evidências que sustentam seu prenúncio (SCHUTZ, 2010). De acordo com Kokkotas (2008) e Weisberg (2005), observações do pulsar binário PSR1913+16, estudado por Hulse e Taylor na década de setenta, indicam que o sistema vem perdendo energia por emissão de ondas gravitacionais e por consequência reduzindo seu período orbital. O acordo com a previsão teórica sugere que sistemas binários com duplos pulsares sejam interessantes fontes a serem estudadas, já que a dinâmica de sua coalescência possui uma modelagem consistente com a relatividade geral.

Sistemas binários de estrelas de nêutrons não são as únicas fontes promissoras de ondas gravitacionais. Outros objetos astrofísicos também se enquadram nessa categoria, dentre eles binárias com buracos negros ou anãs brancas, estrelas de nêutrons em rotação com alguma assimetria ou mesmo colapsos gravitacionais (BLAIR, 1991). Não obstante, além das fontes discretas, é esperada a obtenção de sinais de origem estocástica como resultado da superposição de sistemas discretos ou de processos primordiais, estes por sua vez poderiam elucidar importantes fenômenos físicos, em especial o Big Bang (SATHYAPRAKASH, 2009).

Na década de sessenta, Joseph Weber, experimentalista e teórico em relatividade geral, desenvolveu o primeiro detector de massa ressonante: uma

barra de alumínio de aproximadamente 1200 kg suspensa e isolada em vácuo, cuja sensibilidade estava em torno de $10^{-13} \text{ Hz}^{-1/2}$ (SCHUTZ, 2010) (detectores atuais chegam a ter sensibilidades próximas a $10^{-22} \text{ Hz}^{-1/2}$). Sabia-se que uma onda gravitacional incidente induziria uma tensão na direção da alongação da barra, a energia mecânica armazenada no oscilador poderia então ser convertida em sinais elétricos. Esse sistema tornava o trabalho realizado pela onda gravitacional sobre a antena uma quantidade mensurável (BLAIR, 1991). Embora tenha anunciado a detecção de eventos coincidentes em duas barras, os resultados obtidos por Weber não puderam ser reproduzidos por outros experimentalistas, o que ao invés de desacreditar a existência de ondas gravitacionais, impulsionou outros grupos a desenvolverem detectores mais sensíveis (SCHUTZ, 2010).

Atualmente o cenário da detecção de ondas gravitacionais apresenta quatro segmentos distintos principais: as massas ressonantes, os interferômetros a laser, os arranjos de “*pulsar timing*” e as medidas da radiação cósmica (eletromagnética) de fundo. Interferômetros terrestres vêm operando e sendo construídos; paralelamente ambiciosos projetos de interferômetros espaciais estão sendo desenvolvidos na busca por melhores sensibilidades e maiores janelas de observação. Existem barras massivas operando em sistemas criogênicos altamente sofisticados e projetos de antenas esféricas, também operadas em temperaturas ultra-criogênicas, que oferecem não só vantagens quanto às massas cilíndricas como também serão capazes de complementar as informações extraídas dos interferômetros. Deve-se salientar que os diversos detectores espalhados pelo globo não tem como objetivo sobrepujar-se em relação aos demais e sim desenvolver um trabalho em colaboração buscando cobrir o maior espectro possível estando, portanto, hábil a observar um número cada vez maior de fontes astrofísicas.

Esferas ressonantes prometem agregar diversas vantagens à busca por sinais de ondas gravitacionais. Sustentada por uma teoria mais robusta e capaz de captar informações mais completas sobre os sinais detectados, essas oferecem uma interessante contribuição ao cenário atual. Isotrópica, pode

detectar ondas gravitacionais vindas de qualquer direção sem privilegiar nenhuma, e com vários sensores, estará preparada para inferir direção, fase e polarização da onda incidente.

Desde o ano 2000, o Brasil tem se empenhado no desenvolvimento de um detector de massa ressonante. Trata-se de uma antena esférica de 1150 kg composta de uma liga de cobre e alumínio (94%/ 6%) com 65 cm de diâmetro. O detector realizou sua primeira corrida em setembro de 2006 e o resultado da análise desses dados forneceu um panorama a respeito do seu funcionamento. Este, desde então, vêm sendo aperfeiçoado no intuito de atingir uma sensibilidade de $10^{-22} \text{ Hz}^{-1/2}$. O detector brasileiro Mario Schenberg está localizado na Universidade de São Paulo, no campus da cidade de São Paulo, e seu projeto vem sendo sustentado com recursos da FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo).

O detector brasileiro funciona segundo um sistema de três osciladores acoplados, projetados para que, quando resfriados, ressoem com a mesma frequência. A incidência do sinal gravitacional sobre o sólido deverá excitar uma mudança na sua amplitude de vibração que irá diferir das vibrações térmicas. Uma vez que o sistema de detecção seja arquitetado com uma frequência de ressonância centrada em uma faixa, que também encerre a frequência do sinal, esta poderá ser amplificada e medida pelo sistema de aquisição. A amplificação e a conversão da energia mecânica de vibração em sinais eletrônicos serão realizadas por transdutores paramétricos que transferirão o movimento vibratório para uma membrana delgada; esta atuará como terceiro corpo do sistema e, com uma massa muito inferior à da esfera, oscilará com uma amplitude mensurável, podendo modular o sinal eletrônico injetado na cavidade *klystron* que integra o sistema de transdução.

Essa dissertação discorrerá sobre a implementação de técnicas para o melhoramento do sistema de transdução. O capítulo 2 exhibe uma breve revisão da teoria das ondas gravitacionais, falando sobre as equações de campo, polarização das ondas e citando algumas características das fontes emissoras. Na sequência, o capítulo 3 apresenta uma visão geral dos detectores de ondas

gravitacionais espalhados pelo globo, com uma sucinta descrição de suas características e vantagens. No capítulo 4, inicia-se a apresentação dos estudos realizados, será discutido o aperfeiçoamento do *design* do transdutor, visando a manutenção de altos fatores de qualidade mecânicos através da escolha do material e da geometria. O modelo de transdutor que precedeu esse estudo era fabricado de nióbio e possuía seis molas laterais responsáveis pela fixação da peça à esfera e por permitir a oscilação do corpo do transdutor. Foram elaborados testes capazes de avaliar a estabilidade desse modelo em relação à sua frequência de ressonância e concluiu-se que tanto a geometria quanto o material escolhido desfavoreciam a constância da frequência do primeiro modo de vibração. Observou-se que transdutores construídos com as mesmas dimensões adquiriram espectros de vibração distintos porque eram extremamente sensíveis ao manuseio e, portanto altamente danificáveis. Um novo modelo então foi cogitado, com somente uma mola na direção longitudinal e desvinculada à fixação. Novas peças foram construídas, testadas e avaliadas, apresentando um desempenho superior ao do primeiro grupo. Melhorias nesse novo modelo abriram precedente para a construção de uma nova geração de transdutores.

O capítulo 5 foi dedicado ao acabamento das cavidades ressonantes dos transdutores, buscando, através de técnicas de tratamento de superfície, alcançar um alto fator de qualidade elétrico. Dois problemas foram abordados, a rugosidade da superfície do metal usinado e a oxidação da cavidade. Ambos contribuem negativamente com o desempenho dos transdutores, uma vez que devem comprometer a condutividade em seu interior.

Embora se tenha considerado a mudança de material do corpo do transdutor, o nióbio não pode ser desprezado por completo, já que sua supercondutividade abaixo de 9 K é uma característica desejável, pois favorece a obtenção de bons fatores de qualidade elétricos. Optou-se, portanto em depositar um filme de nióbio de alta pureza nas paredes da cavidade de micro-ondas. Entretanto, é sabido que a oxidação natural do metal pode criar ilhas de óxido de nióbio em sua superfície, prejudicando um bom fluxo da corrente elétrica. Estudou-se

então uma técnica de anodização, que consiste em criar um filme de óxido mais espesso e uniforme que o natural e que se sobreponha ao óxido nativo, impedindo-o de continuar danificando a superfície. Esse novo filme de óxido pode ser crescido por eletrólise em meio ácido ou básico, e não deve atrapalhar a passagem da corrente.

A rugosidade da superfície foi combatida de duas maneiras diferentes: com ataque eletroquímico e com abrasivo. Um comparativo entre os métodos demonstrou o segundo mais eficaz e de mais fácil execução. Assim como o óxido nativo, saliências na superfície da cavidade são obstáculos à passagem da corrente supercondutora e, portanto é importante que no mínimo as marcas de usinagem sejam eliminadas.

Membranas serão coladas ao corpo do transdutor para selar a cavidade ressonante, de modo que sua oscilação module um sinal eletrônico injetado, são as características deste sinal modulado que evidenciarão a incidência da radiação gravitacional no detector. Essas membranas devem ser extremamente finas para que possuam uma frequência de ressonância casada com os outros dois osciladores do sistema. O capítulo 6 aborda essa questão, um procedimento de corrosão química foi experimentado para obter membranas de silício de alguns micrometros de espessura; membranas de nióbio um pouco mais espessas também foram estudadas.

O sétimo, e último capítulo, faz um relato sobre as conclusões obtidas através das atividades desenvolvidas, alguns comentários sobre o que deve ser aperfeiçoado oferecem uma perspectiva de continuidade do estudo.

2 ONDAS GRAVITACIONAIS

2.1. Equações de campo linearizadas

Ondas gravitacionais propagam-se sob a forma de uma deformação no tecido do espaço-tempo, Einstein previu a existência de tais ondas baseando-se na linearização das equações de campo (D'INVERNO, 1992). As equações de campo de Einstein são dadas por (BLAIR, 1991):

$$T_{ab} = \frac{c^4}{8G} G_{ab}, \quad (2.1)$$

onde G é a constante gravitacional e c a velocidade da luz. G_{ab} é denominado tensor de Einstein e T_{ab} é o tensor momento-energia. Os índices $\{a = 0, b = 1, c = 2, d = 3\}$ seguem a notação de Einstein. A constante de acoplamento $c^4/8G$ possui uma magnitude da ordem de aproximadamente 10^{43} N, assumindo o espaço-tempo um meio elástico e fazendo uso de uma analogia entre a Equação 2.1 e a Lei de Hooke, a constante gravitacional poderia ser associada a uma constante de mola, e embora isto seja inconsistente segundo uma análise dimensional, uma importante característica das ondas gravitacionais pode ser obtida desta analogia: uma constante de mola, cujas proporções atinjam magnitudes tão elevadas, deve corresponder a um sistema extremamente rígido, onde conseqüentemente uma perturbação altamente energética resultaria na propagação de ondas com amplitudes muito modestas (BLAIR, 1991).

O tensor de Einstein é definido segundo a Equação:

$$G_{ab} = R_{ab} - \frac{1}{2}g_{ab}R, \quad (2.2)$$

onde R_{ab} é o tensor de Ricci e R o escalar de Ricci. Podemos representá-los a partir do tensor de curvatura ou tensor de Riemann R^a_{bcd} :

$$R^a_{bcd} = \partial_c \Gamma^a_{bd} - \partial_d \Gamma^a_{bc} + \Gamma^e_{bd} \Gamma^a_{ec} - \Gamma^e_{bc} \Gamma^a_{ed}. \quad (2.3)$$

Γ^a_{bc} é conhecido como símbolo de Christoffel ou conexão métrica:

$$\Gamma^a_{bd} = \frac{1}{2} g^{ad} (\partial_b g_{dc} + \partial_c g_{bd} - \partial_d g_{bc}) . \quad (2.4)$$

g_{ab} é denominado tensor métrico para um inespecífico sistema de coordenadas. Então podemos definir R_{ab} e R como (D'INVERNO, 1992):

$$R_{ab} = R^c_{acb} \text{ e } R = g^{ab} R_{ab} . \quad (2.5)$$

As equações de campo de Einstein não são lineares, para linearizá-las devemos supor que os campos gravitacionais sejam fracos e, portanto admitam o princípio da superposição (CATTANI, 2009). Nesse caso, consideraremos um espaço-tempo aproximadamente plano, onde poderemos fazer uso de uma métrica plana de assinatura -2, ou seja, trabalharemos em um espaço-tempo de Minkowski com coordenadas dadas por $x^a = (x^0, x^1, x^2, x^3) = (t, x, y, z)$.

Seja o tensor métrico dado por:

$$g_{ab} = \eta_{ab} + h_{ab}, \quad h_{ab} \ll 1, \quad (2.6)$$

desde que h_{ab} seja uma pequena perturbação na métrica de Minkowski, que é dada por $\eta_{ab} = \text{diagonal}(1, -1, -1, -1)$, teremos uma métrica quase plana (WECHT, 2002).

A linearização da Equação 2.1 é feita linearizando-se as Equações 2.4 e 2.5, e para isso devemos utilizar a Equação 2.6 e eliminar termos que não sejam lineares em h_{ab} (WECHT, 2002). Dessa forma, obtém-se:

$$\partial_a \partial^a \bar{h}_{cd} + \eta_{cd} \partial_a \partial_b \bar{h}^{ab} - \partial_c \partial_a \bar{h}_d^a - \partial_d \partial_a \bar{h}_c^a = \frac{16\pi G}{c^4} T_{cd} . \quad (2.7)$$

Temos que $\bar{h}_{cd} = h_{cd} - \left(\frac{1}{2}\right) h_{cd}$, $\bar{h} = -h$ onde h é o traço de h_{cd} : $h = h_a^a$. Podemos restringir a escolha de um específico sistema de coordenadas utilizando o gauge de Lorentz $\partial_a \bar{h}^{cd} = 0$ (WECHT, 2002):

$$\square \bar{h}_{cd} = - \frac{16 G}{c^4} T_{cd}, \quad (2.8)$$

onde $\square = \partial_a \partial^a = \frac{-1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla^2$ é o operador d'Alembertiano (CATTANI, 2009).

2.1.1. Polarização de ondas gravitacionais planas

Se considerarmos que o campo gravitacional esteja se propagando no vácuo, o tensor momento-energia será nulo, assim:

$$\square \bar{h}_{cd} = 0, \quad (2.9)$$

cuja solução é:

$$\bar{h}_{cd} = A_{cd} e^{ik_a x^a}. \quad (2.10)$$

Para uma fonte distante teremos uma onda plana. Escolhendo z como direção de propagação, o vetor de onda k_a terá componentes $k_0 = \omega$, $k_1 = k_2 = 0$ e $k_3 = k_z$ (CATTANI, 2009). Se h_{cd} obedecer às condições do gauge TT, ele terá traço nulo e somente componentes transversais à direção de propagação. Assim, as amplitudes A_{cd} formarão um tensor simétrico que terá somente quatro componentes independentes:

$$A_{cd} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_{11} & A_{12} & 0 \\ 0 & A_{21} & A_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

A perturbação poderá então ser representada por:

$$h_{cd} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_{xx} & h_{xy} & 0 \\ 0 & h_{yx} & h_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Na matriz representada pela Equação 2.12 o traço é nulo, logo $h_{xx} = -h_{yy}$ e h_{xy} deverá ser igual à h_{yx} por questão de simetria. Finalmente, temos que (BLAIR, 1991):

$$h_{cd} = \begin{pmatrix} h_+ & h_x \\ h_x & -h_+ \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

A notação “+” e “x” refere-se aos dois modos de polarização das ondas gravitacionais.

A Equação 2.13 pode ser apresentada da seguinte forma:

$$h_{cd} = h_+ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + h_x \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

então, da Equação 2.10:

$$h_+ = \text{Re}\{A_+ e^{i(Kz - \omega t + \phi_+)}\} e \quad (2.15 \text{ (a)})$$

$$h_x = \text{Re}\{A_x e^{i(Kz - \omega t + \phi_x)}\}, \quad (2.15 \text{ (b)})$$

sendo que A_+ e A_x são as amplitudes de cada modo de polarização das ondas gravitacionais. A Equação 2.14 nos leva a concluir que os dois modos são linearmente independentes. Casos particulares onde $A_+ = 0$ ou $A_x = 0$ correspondem a dois estados de polarização linear (DEMIANSKI, 1985).

O princípio da equivalência nos diz que localmente é possível eliminar a ação do campo gravitacional. Para medi-lo devemos levar em consideração mais de uma partícula, dessa forma pode-se notar a passagem de uma onda gravitacional através das forças de maré sobre os corpos que interagiram com ela (SATHYAPRAKASH, 2009).

Seguindo este raciocínio, considere um anel circular de partículas sobre a influência de uma onda gravitacional. Este estará sujeito a dois tipos de deformação, que estão relacionadas à polarização da onda incidente. Na polarização “+”, durante o primeiro meio ciclo, o anel irá se contrair na direção do eixo y e se expandirá na direção do eixo x, no meio ciclo seguinte o anel se expandirá na direção do eixo y e se contrairá na direção do eixo x. Na polarização “x” o anel se contrairá na direção da reta $x = y$ e se expandirá na direção $x = -y$ no primeiro meio ciclo, o inverso acontecerá no segundo meio ciclo. Sendo assim, pode-se notar um comportamento diferente daquele visto em ondas eletromagnéticas, onde a polarização varia segundo uma rotação de 90° e não 45° como no caso das ondas gravitacionais (BLAIR, 1991).

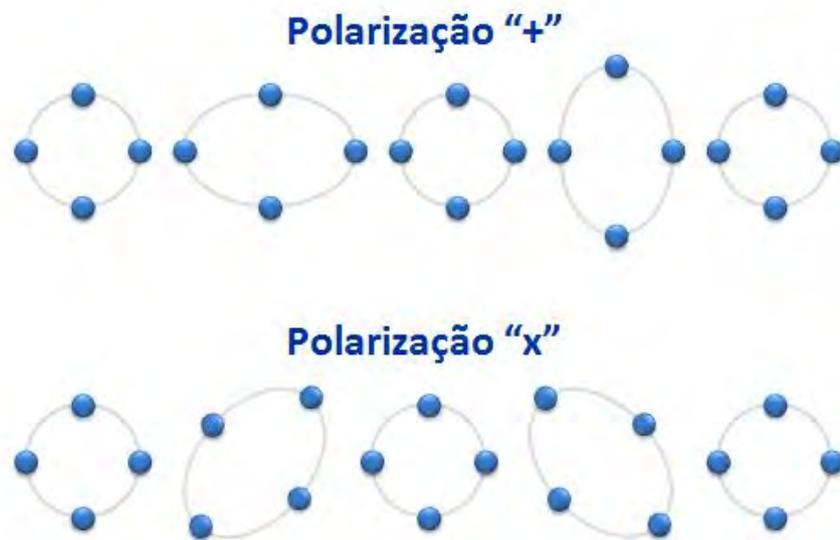


Figura 2.1 - Representação do efeito das polarizações “+” e “x” sobre quatro partículas.

Alguma onda plana sujeita a relação $\psi' = e^{ih\theta}\psi$ é dita com helicidade h . Pode-se mostrar que uma onda gravitacional plana possui helicidade ± 2 . Nesse sentido, a natureza quadrupolar da onda gravitacional nos diz que ela deve ser quantizada por uma partícula de spin dois. Essa conclusão vem do fato de o spin ser a razão entre 360° e o período que a onda leva para retornar ao seu estado original. Ondas eletromagnéticas percorrem 360° entre dois pontos de mesma amplitude, ao passo que ondas gravitacionais possuem um ângulo de retorno de 180° . Portanto, a radiação eletromagnética é quantizada por uma partícula de spin um e a radiação gravitacional é relacionada a uma partícula de spin dois, o gráviton. (WEINBERG, 1972; HAWKING, 1987).

2.2. Radiação quadrupolar

O momento de quadrupolo é o primeiro termo da expansão multipolar do campo de radiação e é considerado o termo dominante (CATTANI, 2010; TURNER, 1995). Por essa razão colapsos estelares simetricamente esféricos não emitem ondas gravitacionais (BLAIR, 1991).

Para derivar a forma quadrupolar das ondas gravitacionais devemos utilizar uma função de Green no tempo retardado $t - (r/c)$ para resolver a Equação 2.8 e, assumindo que estejamos a uma distância muito maior que as dimensões características da fonte podemos obter a seguinte solução (DEMIANSKI, 1985):

$$h_{cd}(t) = \frac{4}{rc^4} \int T_{cd} \left(t - \frac{v}{c} \right) d^3x. \quad (2.16)$$

Para resolver esta integral devemos ter $\partial^d T_{cd} = 0$ e a partir desta condição as componentes do tensor momento-energia devem se relacionar da seguinte maneira (DEMIANSKI, 1985):

$$\partial_0 T_{00} - \partial_a T_{0a} = 0 \text{ e} \quad (2.17 \text{ (a)})$$

$$\partial_0 T_{a0} - \partial_b T_{ab} = 0. \quad (2.17 \text{ (b)})$$

Multiplicando a Equação 2.17 (a) por $x^b x^a$, a Equação 2.17 (b) por x^c e integrando no volume em todo espaço:

$$\int T_{ab} d^3x = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \int T_{00} x^a x^b d^3x, \quad (2.18)$$

se $T_{00} = \rho c^2$, onde ρ é a densidade de massa de repouso:

$$\int T_{ab} d^3x = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int \rho(r', t) x'^a x'^b d^3x. \quad (2.19)$$

Usando o tensor de momento quadrupolar Q_{ab} :

$$Q_{ab} = \int \rho (3x^a x^b - \delta_{ab} r^2) d^3x. \quad (2.20)$$

A uma grande distância da fonte emissora, em uma pequena região da zona de radiação, pode-se introduzir localmente um sistema de coordenadas através do qual a Equação 2.16, em primeira aproximação, descreva uma onda plana. Logo, se o gauge escolhido faz de h_{cd} transverso e sem traço, as únicas componentes diferentes de zero serão (DEMIANSKI, 1985; CATTANI, 2009):

$$h_{12} = \frac{-2G}{3c^2 r} \ddot{Q}_{12}, \quad (2.21 \text{ (a)})$$

$$h_{11} - h_{22} = \frac{-2G}{3c^2 r} (\ddot{Q}_{11} - \ddot{Q}_{22}) \text{ e} \quad (2.21 \text{ (b)})$$

$$h_{11} + h_{22} = 0 . \quad (2.21 \text{ (c)})$$

No limite de campos fracos e assumindo-se que T_{ab} seja uma grandeza localmente conservada, ou seja, $\partial^d T_{cd} = 0$, o tensor momento-energia associado às ondas gravitacionais poderá ser dado por (DEMIANSKI, 1985):

$$T_{cd} = \frac{c^4}{32\pi G} (\partial_c h_{ab} \partial_d h^{ab}). \quad (2.22)$$

Para uma onda plana se propagando na direção do eixo z a Equação 2.22 assume a forma (CATTANI, 2009):

$$T_{03} = \frac{c^3}{32\pi G} (\partial_z h_{11} \partial_t h_{11} + \partial_z h_{22} \partial_t h_{22} + \partial_z h_{12} \partial_t h_{12}). \quad (2.23)$$

Dado que as amplitudes h_{ab} são funções somente de $t - (z/c)$ e $h_{11} = -h_{22}$, pode-se obter o fluxo na direção do eixo z (CATTANI, 2009):

$$F_z = c T_{03} = \frac{c^3}{32\pi G} (\dot{h}_{ab} \dot{h}_{ab}). \quad (2.24)$$

Tomando-se a média temporal da Equação 2.24, o valor do fluxo médio de energia, ao longo da direção z para uma onda gravitacional de frequência ω , estará relacionado com as amplitudes das duas diferentes polarizações da seguinte maneira:

$$\langle F_z \rangle = \frac{c^3}{32\pi G} \langle h_+^2 + h_x^2 \rangle. \quad (2.25)$$

A partir do fluxo calculado e das Equações 2.21, a energia emitida por intervalo de tempo, isto é, a luminosidade gravitacional que chega sobre uma superfície esférica que se encontra a uma distância r da fonte pode ser determinada por (CATANNI, 2009):

$$L_{OG} = r^2 \int \langle F \rangle d\Omega, \quad (2.26)$$

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

Finalmente, a luminosidade isotrópica da fonte será:

$$L_{OG} = \frac{G}{45c^5} \dot{Q}_{ab}^{\cdot\cdot\cdot 2} . \quad (2.27)$$

Pode-se também calcular a amplitude da onda gravitacional, que será proporcional a segunda derivada temporal do momento de quadrupolo da fonte:

$$h_{ab} = \frac{2G}{c^4 r} \ddot{Q}_{ab} . \quad (2.28)$$

2.3. Fontes de ondas gravitacionais

Sinais de ondas gravitacionais podem ser classificados de acordo com suas características observacionais. Assim, distinguem-se pela natureza das ondas gravitacionais quatro diferentes tipos de sinais (KOKKOTAS, 2008):

Chirps: Originados em sistemas binários, onde os corpos espiralam em direção um ao outro e perdem energia por emissão de radiação gravitacional. O sinal é aproximadamente senoidal e à medida que os corpos se aproximam a amplitude e a frequência orbital aumentam (KOKKOTAS, 2008). No final do processo de coalescência o sinal emitido é de alta frequência, geralmente entre 10 Hz e 10^3 Hz (CAMP, 2004).

Bursts: Emitem pulsos de onda, ou seja, englobam eventos em que a emissão de ondas gravitacionais ocorre em um curto espaço de tempo. Um exemplo são as explosões de supernovas (CATTANI, 2010). Em geral, são responsáveis pela emissão de radiação gravitacional numa faixa de 10^1 a 10^4 Hz (CAMP, 2004).

Periódicos: São sinais onde a frequência quase não varia no período de observação. Binárias galácticas e buracos negros são emissores de sinais na faixa de 10^{-4} até 1 Hz; estrelas de nêutrons de alta rotação possuem sinais em alta frequência (CAMP, 2004).

Estocásticos: Consistem em um sinal gerado por uma quantidade tão grande de fontes, que as mesmas tornam-se indistinguíveis. Espera-se que um fundo

estocástico de radiação gravitacional tenha sido gerado pelo Big Bang (KOKKOTAS, 2008). Esse tipo de sinal abrange uma extensa faixa de frequência, que deve atingir inclusive frequências abaixo de 10^{-7} Hz (CAMP, 2004).

Alguns objetos astrofísicos são fortes candidatos a fontes de radiação gravitacional, alguns inclusive são sustentados por fortes evidências observacionais. Entre eles podemos citar: os sistemas binários e as supernovas.

2.3.1. Sistemas binários

São os objetos cuja dinâmica de emissão é mais bem compreendida. Binárias coalescentes de estrelas de nêutrons ou buracos negros são poderosas emissoras de radiação gravitacional e emitem um sinal tipo *chirp* (KOKKOTAS, 2008). Em contrapartida, binárias de anãs brancas emitem um sinal periódico em mais baixa frequência e são mais abundantes que as anteriores (SATHYAPRAKASH, 2009).

Uma interessante classe de objetos são as LMXBs (*Low Mass X-Ray Binaries*), sistemas binários onde uma estrela compacta captura matéria da sua companheira menos massiva. O material que sofreu acreção é responsável por adicionar massa e momento angular à estrela, que deverá induzir assimetrias que provocarão a emissão de ondas gravitacionais e consequente diminuição da rotação (KOKKOTAS, 2008; SATHYAPRAKASH, 2009).

Um importante sistema binário é o pulsar 1913+16, cuja variação do período orbital é coerente com a emissão gravitacional prevista pela relatividade geral. Esse sistema destaca-se por permitir a determinação da massa das estrelas, da distância entre elas, da inclinação e da excentricidade da órbita, o que torna possível o cálculo teórico da redução do período orbital, que concorda com o que é registrado nas observações com um desvio em torno de 2% (WEISBERG, 2005; SCHUTZ, 2000). Esse sistema revela uma considerável

comprovação da teoria da gravitação e é, portanto, uma confirmação indireta da existência de ondas gravitacionais (BLAIR, 1991).

Considerando um sistema binário de duas estrelas de mesma massa girando em uma órbita circular com uma velocidade angular orbital ω , o movimento assimétrico de suas massas causará a emissão de ondas gravitacionais de amplitude:

$$h \sim \frac{2}{r} M^{5/3} \omega^{2/3}, \quad (2.29)$$

onde M é a massa da binária e r a sua distância da Terra (SATHYAPRAKASH, 2009).

2.3.2. Supernovas

Eventos catastróficos emitem um sinal do tipo *burst*. Um largo espectro de radiação gravitacional é atribuído a estes tipos de eventos, já que as diversas fases do colapso determinam a emissão de ondas em frequências distintas (KOKKOTAS, 2008).

A formação de estrelas de nêutrons e buracos negros são resultados de eventos conhecidos como supernovas, estas são classificadas como supernovas do Tipo I e supernovas do Tipo II. O primeiro caso inclui estrelas cujo núcleo colapsou devido à acreção de material de uma anã branca companheira. A segunda classe é originada de um colapso gravitacional de uma estrela que já atingiu estágios avançados da sequência de fusão, isto é, desenvolveu um núcleo de ferro que não pôde mais ser sustentado pela pressão de degenerescência dos elétrons e colapsou devido a sua própria atração gravitacional. Em ambos os casos, se o colapso é não esférico, talvez induzido por uma forte rotação, ondas gravitacionais poderiam ser irradiadas carregando consigo parte da energia de ligação e do momento angular da supernova (SATHYAPRAKASH, 2009).

Estrelas de nêutrons formadas na explosão de supernovas podem adquirir grande rotação e pulsar. Em uma estrela com rápida rotação a distribuição de

matéria pode assumir alguma assimetria devido ao achatamento rotacional que terá como consequência a excitação dos modos normais de oscilação e, portanto a emissão de ondas gravitacionais (DEMIANSKI, 1985). Outras fontes de sinal gravitacional são a emissão anisotrópica de neutrinos, que provocará um ressalto no núcleo (KOKKOTAS, 2008), ou ainda pulsações não radiais que poderiam criar alguma deformação (CATTANI, 2010).

Todos os processos não estacionários em buracos negros deveriam vir acompanhados pela emissão de ondas gravitacionais (DEMIANSKI, 1985). Em particular, a formação de buracos negros é responsável por dois tipos de sinais: o colapso e o *ringing* (KOKKOTAS, 2008). O primeiro é produzido via excitação dos modos quadrupolares em razão das distorções assimétricas e o segundo devido a instabilidades que podem ser produzidas em processos de acreção ou fusão de outros objetos.

A explosão de uma supernova do tipo II deverá emitir radiação gravitacional com uma amplitude de:

$$h \approx 10^{-18} \frac{1 \text{ kHz}}{f} \frac{10 \text{ kpc}}{r} \frac{M}{10^{-3} M_{\text{sol}}} \left(\frac{1 \text{ ms}}{t} \right)^{1/2}, \quad (2.30)$$

supondo que a supernova esteja a uma distância r da Terra e que as ondas gravitacionais emitidas no colapso carreguem uma energia M , em uma frequência f , num pulso de duração t (CATTANI, 2010).

No próximo capítulo será abordada a questão da detecção. As duas principais metodologias utilizadas na atualidade serão apresentadas com seus respectivos princípios de funcionamento. Uma seção será dedicada ao *status* dos detectores de ondas gravitacionais no mundo e outra à descrição das características do detector brasileiro.

3 DETECTORES

Ondas gravitacionais começaram a ser investigadas experimentalmente por Joseph Weber na década de 1960. Ele não só desenvolveu o primeiro detector de massa ressonante como também foi um dos idealizadores dos detectores que utilizam interferômetros a laser. (BLAIR, 1991; AGUIAR 2011).

Desde então grupos de cientistas espalhados por todo o mundo vem trabalhando no desenvolvimento de alta tecnologia em vários segmentos da física, em especial sistemas criogênicos e de isolamento vibracional, com o intuito de construir os mais sensíveis e precisos detectores. Esse esforço é devido ao fraco acoplamento que as ondas gravitacionais têm com a matéria, o que exige que os detectores tenham além de uma grande seção de choque uma sofisticada estratégia de redução de ruídos que permita a identificação de ondas gravitacionais com amplitudes muito baixas.

Em contrapartida, a fraca interação da radiação gravitacional com a matéria favorece sua propagação no espaço interestelar, sem a deterioração de suas principais propriedades ou mesmo perda de energia através de processos de espalhamento ou absorção. Logo, torna-se razoável que se obtenha informações de objetos extremamente longínquos, tal como de épocas remotas da formação do universo.

Atualmente, cinco classes de detectores principais estão em funcionamento: os interferométricos terrestres e espaciais, os sólidos ressonantes, os arranjos de “*pulsar timing*” e as medidas da radiação cósmica (eletromagnética) de fundo (CMB). A Tabela 3.1 relaciona cada classe à respectiva faixa de frequência e amplitude das fontes astrofísicas que observam. Em todos os casos estes detectores têm como princípio de funcionamento a influência que as forças de maré, geradas pela passagem da onda gravitacional, exercem sobre o espaço e os corpos. Alguns detectores encontram-se em funcionamento, outros começarão suas corridas nos próximos anos. Todas estas tecnologias são promissoras quanto à primeira detecção da radiação gravitacional, oferecendo cada uma delas diferentes vantagens na recepção dos sinais.

Tabela 3.1 - Amplitudes e frequências características dos diferentes detectores.

TECNOLOGIA	AMPLITUDE	FREQUÊNCIA
CMB	$10^{-5} - 10^{-10}$	$10^{-18} - 10^{-15}$ Hz
Pulsar Timing	$10^{-13} - 10^{-15}$	$10^{-9} - 10^{-7}$ Hz
Interferômetros Espaciais	$10^{-16} - 10^{-24}$	$10^{-5} - 1$ Hz
Interferômetros Terrestres	$10^{-20} - 10^{-23}$	$1 - 10^4$ Hz
Sólidos Ressonantes	$10^{-20} - 10^{-21}$	1 k Hz

Fonte: Aguiar (2012).

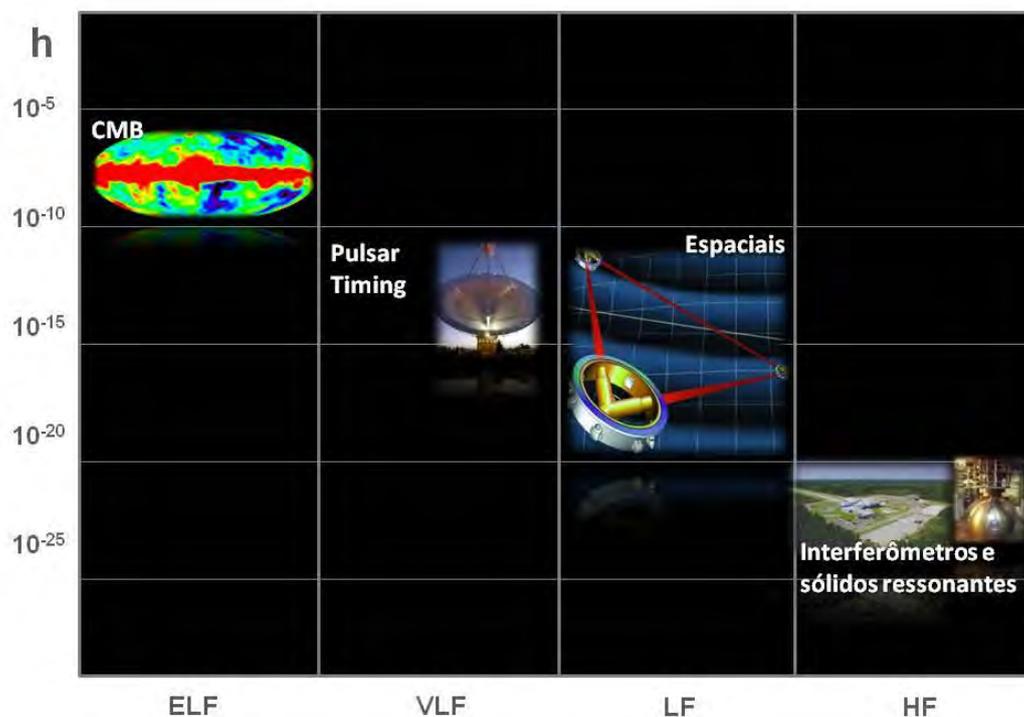


Figura 3.1 - As cinco classes de detectores associados às faixas de frequência e amplitude onde atuam. “ELF” – Extremely Low Frequency (frequência extremamente baixa); “VLF” – Very low frequency (frequência muito baixa); “LF” – Low frequency (baixa frequência); “HF” - High frequency (alta frequência).

Fonte: Adaptada de NASA (2012); LIGO (2012); Welchco (2012) e MPIFR (2012).

Paralelamente às sofisticações que os atuais tipos de detectores vêm sendo submetidos, outro patamar na busca pela detecção de ondas gravitacionais está sendo almejado com os projetos de detectores espaciais, cujos objetivos são bem mais ambiciosos. O desenvolvimento da tecnologia necessária, entretanto, levará ainda alguns anos.

A Figura 3.1 é uma representação gráfica da Tabela 3.1, ou seja, ilustra como as diferentes tecnologias de detecção se distribuem nas faixas de frequência e amplitude nas quais investigam as fontes astrofísicas emissoras de radiação gravitacional.

3.1. Interferômetros

Detectores interferométricos, embora considerados por Weber, só começaram a ser construídos nas últimas décadas devido à necessidade de tecnologia compatível. Sua estrutura basicamente consiste em um grande interferômetro de Michelson, onde um laser altamente monocromático e potente é enviado a um divisor de feixe que direciona os feixes de luz para dois braços perpendicularmente posicionados e com espelhos localizados em suas extremidades. Os espelhos são livres para movimentar-se horizontalmente em resposta à passagem de ondas gravitacionais. Sem a interação com essa radiação os braços possuem comprimentos iguais, de forma que os feixes refletidos incidam exatamente em fase em um detector estrategicamente localizado. Se, no entanto, uma onda interage com os espelhos, o comprimento dos braços é modificado e haverá uma correspondente alteração nas franjas de interferência (SCHUTZ, 2010; CATTANI, 2010b).

Consideremos uma onda gravitacional cuja direção de propagação coincida com o eixo z , de forma que os braços do interferômetro estejam ao longo das direções x e y , coincidindo com os eixos da polarização “+”. Se duas partículas estiverem separadas por uma distância l_0 simetricamente posicionadas sobre os eixos x ou y , a passagem da onda gravitacional provocará um deslocamento de amplitude $\Delta l = l - l_0$ dado por (CATTANI, 2010b):

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

onde λ é o comprimento da onda gravitacional incidente. Dessa forma, haverá um deslocamento máximo se a distância inicial l_0 for igual à $\lambda/2$.

Aplicando esse raciocínio aos detectores, assumindo que l_0 represente o comprimento de caminho óptico de cada braço do interferômetro, pode-se concluir que para uma onda com frequência de algumas dezenas de hertz, os braços deveriam ter um caminho óptico de várias centenas de quilômetros (CATTANI, 2010b; MAGGIORE, 2008). Isto esbarraria no problema prático em se construir detectores com essas dimensões. A solução encontrada foi que cada braço deveria possuir um sistema de múltiplas reflexões entre dois espelhos esféricos, de forma que esse processo aumentasse significativamente o caminho óptico. Tal arranjo ficou conhecido como “linhas de atraso”. Todavia, para obter caminhos ópticos muito extensos através de um braço com poucos quilômetros, o esquema anterior também se tornou impraticável, pois seria necessário um número muito grande de reflexões. Isso que causaria aumento no ruído térmico e esbarraria na dificuldade em se produzir espelhos muito grandes. A maioria dos interferômetros, portanto, optou por utilizar as chamadas cavidades de Fabry-Pérot, onde a luz refletida por duas cavidades ressonantes é combinada com uma interferência mínima e enviadas para o detector (BLAIR, 1991; MAGGIORE, 2008; SATHYAPRAKASH, 2009).

Outros pontos devem ser considerados para se obter o desempenho ótimo necessário para se detectar sinais da radiação gravitacional. Os espelhos devem ser altamente refletivos, os lasers potentes e os sistemas de isolamento vibracional, de raios cósmicos e campos magnéticos, minuciosos (CATTANI, 2010b). Para tanto, todos os componentes são montados como pêndulos que, estando acima da frequência de ressonância, comportam-se praticamente como massas livres e dessa forma impedem perturbações sísmicas. A trajetória do feixe é restrita a tubos cujo interior é mantido em alto vácuo, isso restringe flutuações na pressão de radiação que, como veremos adiante, é uma inconveniente fonte de ruído. Múltiplas passagens são causadoras também de

efeitos indesejáveis, como por exemplo, o aquecimento dos espelhos, o que pode influenciar nos seus respectivos índices de refração e prejudicar a precisão das medidas. A maioria dos interferômetros opera em um regime de “*dark fringe*”, ou seja, os espelhos são arranjados para que no divisor de feixes, a luz vinda dos dois braços sofra interferência completamente destrutiva. A passagem de ondas gravitacionais, entretanto, alterará o comprimento dos braços do detector, de forma que a luz sofra interferência construtiva e o laser possa atingir o fotodetector (SCHUTZ, 2010).

3.1.1. Principais fontes de ruídos

Podemos então resumir as principais fontes de ruído em interferômetros em cinco categorias:

Ruídos sísmicos: Ocorrem em razão das fontes de vibração sísmicas. Ruídos sísmicos caem acentuadamente com a frequência, dessa forma suspensões pendulares com frequências em torno de um hertz atuam como excelentes filtros mecânicos (SCHUTZ, 2010).

Ruídos térmicos: Como os interferômetros operam a temperatura ambiente, vibrações térmicas nos espelhos, mecanismos de suspensão e outros componentes podem interferir no processo de detecção. Para contornar esse problema, tanto os pêndulos como a suspensão são projetados para possuírem frequências de ressonância fora da faixa de ressonância do modo vibracional do interferômetro (SCHUTZ, 2010).

Shot Noise: Flutuações na franja de interferência podem simular sinais de ondas gravitacionais. Isso pode ser minimizado à medida que mais fótons incidem sobre os espelhos. Entretanto, deve-se tomar cuidado para que esse aumento de potência não aqueça demasiadamente os espelhos, esbarrando em outra fonte de ruído.

A obtenção de uma potência que atenda a necessidade do experimento levará a utilização de uma técnica denominada reciclagem que, a menos que haja

incidência de radiação gravitacional, reintroduz no sistema a luz refletida pelos espelhos antes que ela incida sobre o fotodetector.

Efeitos quânticos: Assim como outros tipos de detectores, interferômetros estão sujeitos a vibrações de ponto zero em seus componentes e “*back-action*”, no qual o momento transferido para o espelho pelos fótons incidentes não é absolutamente desprezível (SCHUTZ, 2010).

Ruído de gradiente gravitacional: É devido ao gradiente gravitacional newtoniano local, ou seja, o detector será levemente perturbado por fontes ambientais de forças de maré da mesma forma como o será pela incidência de ondas gravitacionais (SCHUTZ, 2010).

As duas últimas fontes de ruído, em particular, são menos preocupantes. Mas à medida que os detectores são aperfeiçoados adquirindo maiores sensibilidades, elas passam a exercer mais influência no sistema.

Interferômetros operam em uma banda larga de detecção e são também altamente sensíveis. Porém quando se pensa em detectar ondas gravitacionais, estamos interessados em obter amplitude, polarização, fase da polarização e a direção da fonte. A classe de detector em questão possui algumas limitações na caracterização desses parâmetros, eles não são capazes de inferir a polarização e a posição da fonte, a menos que se possam extrair essas informações combinando sinais entre três ou mais detectores, ou se a fonte emitir um sinal contínuo através do qual se poderá deduzi-las através do movimento do detector (movimento de rotação e translação da Terra) (SCHUTZ, 2010). Detectores interferométricos estão sujeitos ainda a pontos cegos, o que os impede de observar o céu por completo.

3.2. Massa ressonante

Os primeiros detectores construídos eram barras cilíndricas, sobre as quais a onda gravitacional incidente realizaria trabalho, que por sua vez seria medido transformando-se a excitação mecânica do sólido em um sinal elétrico. Hoje os

detectores de massa ressonante em funcionamento ainda preservam essa geometria, contudo, esferas ressonantes estão sendo desenvolvidas, e seu formato acrescentará diversas vantagens em relação às barras.

Como já foi dito, a primeira dificuldade em se detectar ondas gravitacionais se deve a pequena fração de energia que se pode obter da sua interação com o detector, para contornar esse problema algumas propriedades devem ser observadas na escolha do material que comporá a antena. Segundo Maggiore (2008), a seção de choque para absorção da radiação gravitacional por uma antena (de formato cilíndrico) dependerá da massa do sólido e da velocidade do som no material:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \sigma_{\text{abs}}(\omega) \propto \frac{8}{\pi} \frac{GM}{c} \left(\frac{v_s}{c}\right)^2, \quad (3.2)$$

onde ω é a frequência de oscilação, $\sigma_{\text{abs}}(\omega)$ a seção de choque de absorção, G a constante gravitacional, M a massa da barra, c a velocidade da luz e v_s a velocidade do som no material.

Os detectores ressonantes foram desenvolvidos, em princípio, para detectar *bursts* cuja frequência se encaixava na sua janela de detecção. O que torna possível a detecção deste tipo de sinal é que *bursts* excitam o sólido somente por um curto intervalo de tempo τ_b , da ordem de poucos milissegundos, que é muito menor que o período de relaxação τ_0 (~ 600 s) para a excitação de um dos modos fundamentais (MAGGIORE, 2008). Dessa forma, um pulso de onda gravitacional que passar sobre o sólido excitará uma mudança na sua amplitude de vibração que poderá ser distinguida das vibrações térmicas na mesma medida que a razão τ_b/τ_0 decresce (BLAIR, 1991).

Nesse sentido, um importante parâmetro é o fator de qualidade mecânico da antena, definido por:

$$Q_{\text{mec}} = \omega_0 \tau_0, \quad (3.3)$$

onde ω_0 é a frequência de ressonância do material. O Q_{mec} diz quão bem o sólido se aproxima de um oscilador harmônico ideal, ou seja, quanto maior ele for, menores serão as perdas acústicas do material e maior será seu período de relaxação (BLAIR, 1991). Tem-se obtido, em barras criogênicas, fatores de qualidade mecânicos da ordem de aproximadamente 10^6 .

No caso de sinais periódicos, estes possuem uma frequência em torno da frequência de ressonância da antena e um período de duração muito maior que τ_0 . A incidência de um sinal deste tipo sobre a antena fará com que sua amplitude de oscilação cresça por um tempo τ_0 , até que as perdas acústicas sejam iguais à razão com que a onda gravitacional deposita energia sobre o sólido e assim um regime estacionário é estabelecido (MAGGIORE, 2008).

3.2.1. Transdutores

Outra questão relevante em massas ressonantes é como transformar uma quantidade ínfima de energia em valores mensuráveis. A ideia principal é que a energia de vibração da antena seja convertida em sinais elétricos, este procedimento, entretanto, exige a consideração de um segundo dispositivo: o transdutor.

A antena e o transdutor atuarão como um sistema de osciladores acoplados: o primeiro constituído por uma grande massa oscilará com uma pequena amplitude; o segundo, com uma pequena massa, oscilará com uma amplitude maior, ou seja, o dispositivo deve ser capaz de amplificar mecanicamente o movimento da antena.

Para transformar a energia mecânica em energia elétrica, o deslocamento do transdutor deve modular algum campo eletromagnético armazenado entre o transdutor e a antena. Existem basicamente dois sistemas utilizados para realizar esta tarefa, que definem dois tipos de transdutores: os transdutores passivos; e os transdutores paramétricos (ou ativos). Transdutores passivos modulam um campo d.c. sem uma fonte de potência externa e possuem absoluta distinção entre processos de transdução e amplificação do sinal.

Transdutores paramétricos modulam um campo a.c. gerado por uma fonte de potência externa e usam o processo de transdução combinado com o processo de amplificação (BLAIR, 1991; MAGGIORE, 2008).

Os transdutores passivos utilizam um capacitor ou um indutor modulado pelo movimento da antena. O sinal elétrico resultante é muito pequeno e é então amplificado por um dispositivo eletrônico, geralmente o SQUID (*Superconducting Quantum Interference Device*), que tem melhor desempenho em temperaturas criogênicas (BLAIR, 1991; MAGGIORE, 2008).

No processo de transdução paramétrica, um sinal de frequência ω_b (onde $\omega_b > \omega_0$) é injetado pela fonte externa de potência e, também modulado pelo movimento da antena, produz bandas laterais com frequências $\omega_b \pm \omega_0$ (MAGGIORE, 2008). O sinal retorna então passando por um processo de amplificação e demodulação, no qual o sinal original é utilizado como referência.

Transdutores paramétricos oferecem algumas vantagens em relação aos passivos. Transdutores passivos não possuem uma amplificação inerente ao processo de transdução, ou seja, o quantum elétrico possuirá a mesma frequência que aquele produzido mecanicamente pelo movimento do sólido. Transdutores paramétricos, em contrapartida, possuem um ganho em amplitude intrínseco, pois o quantum elétrico possuirá a mesma frequência que o sinal da portadora injetada na cavidade que, propositadamente, terá frequência superior a do quantum mecânico recebido. Como consequência, o quantum será mais energético, facilitando a construção de pré-amplificadores menos ruidosos que os SQUIDs, que são utilizados em baixas frequências. Os transdutores paramétricos ainda possibilitam a utilização de uma técnica conhecida como *squeezing*, capaz de diminuir a incerteza e o ruído em uma das componentes da amplitude complexa do oscilador mecânico.

Existe um parâmetro que mede o quão bom é o acoplamento entre o transdutor e a antena. Dessa forma, o parâmetro β é proporcional à energia mecânica do detector que pode ser transduzida em energia elétrica em um ciclo. Se

admitirmos que possa haver um fluxo de energia no sentido contrário, ou seja, do transdutor para o sólido, esse parâmetro pode ser entendido como a razão entre a impedância de entrada dividida pela impedância de saída da barra ou da esfera. Baixos valores de β implicarão, portanto, em um acoplamento fraco entre o sólido e o transdutor, e assim um tempo maior será necessário para que o sinal captado pela antena seja medido (BLAIR, 1991).

3.2.2. Principais fontes de ruídos

Três fontes de ruído merecem atenção especial em detectores de massa ressonante, são eles:

Ruído térmico: Este tipo de ruído é devido ao movimento browniano da antena e corresponde à região de baixas frequências do espectro de corpo negro correspondente a sua temperatura. Intuitivamente a energia mínima para detecção de ondas gravitacionais deveria ser kT (onde k é a constante de Boltzmann), entretanto o ruído efetivo não é a exata energia cinética de vibração dos átomos, mas sim as flutuações nessa energia, visto que o que se mede é a mudança de amplitude de oscilação da antena. Sendo assim, um sólido cujo tempo de relaxação seja τ_0 , excitado por um período τ_b , possuirá um ruído térmico proporcional à τ_b/τ_0 . (BLAIR, 1991).

Ruído de leitura: Esse ruído e o ruído térmico são as maiores fontes de ruído dos detectores ressonantes. Se o ruído térmico fosse a única fonte de ruído, esses detectores poderiam operar em bandas mais largas, pois o ruído de leitura aumenta com a largura da banda de detecção. Isso acontece porque o ruído de leitura é inerente ao processo de medida, em particular devido aos transdutores e amplificadores, estes dispositivos introduzem uma energia de ruído kT_a por unidade de largura de banda, onde T_a é a temperatura de ruído do amplificador ou do transdutor. Como a vibração na barra alcança maiores amplitudes na região de ressonância, a faixa de operação se localizará em bandas estreitas em torno da frequência de ressonância (BLAIR, 1991).

Temos ainda que o ruído de leitura é reduzido com o tempo de integração da medida, visto que pequenos períodos de integração aumentam a largura da banda. Isto, contudo, é um problema quando abordamos o ruído térmico, visto que esse aumenta com o tempo de integração. Chegamos a um conflito que nos leva a concluir que deverá haver uma largura de banda ótima que minimize ambas as fontes de ruído (MAGGIORE, 2008).

Back-action e limite quântico: Nos atuais detectores esses problemas não representam uma grande preocupação, mas à medida que os aparatos se tornam mais sensíveis, a mecânica quântica passa a impor algumas limitações.

Os ruídos nos instrumentos eletrônicos, em especial nos amplificadores, poderão induzir uma transdução reversa entre a antena e o transdutor causando flutuações na antena. Efeitos como estes, denominados *back-action*, são indesejáveis, pois podem simular a incidência de sinais reais (MAGGIORE, 2008).

Existe também uma limitação quanto à energia gravitacional mínima que pode ser absorvida pela antena. O limite quântico padrão diz que a energia absorvida E_g pela antena deve ser suficiente para a criação de um ou mais fônons, ou seja, $E_g \geq \hbar\omega_0$, onde $\hbar\omega_0$ representa a energia de transição entre dois níveis quânticos (CATTANI, 2010b).

O limite quântico, entretanto, não prejudica necessariamente a da medida de energia. Sabe-se do princípio da incerteza de Heisenberg que momento e energia não podem ser medidos simultaneamente. Se abrirmos mão, entretanto, de um observável em prol do outro, podemos obter uma medida precisa. Isso se aplica a amplitude e a fase de um sinal de radiação gravitacional (MAGGIORE, 2008). O *squeezing* utiliza esse princípio para contornar o limite quântico (SATHYAPRAKASH, 2009).

3.2.3. Esferas ressonantes

Atualmente, alguns grupos vêm trabalhando no desenvolvimento de esferas ressonantes e espera-se que elas passem a compor a rede de detectores terrestres nos próximos anos.

Esferas levam significantes vantagens em relação às barras ressonantes ou até mesmo em relação a interferômetros, embora talvez não alcancem as mesmas sensibilidades que os últimos. Portadoras de maior massa efetiva, se comparada às barras, também possuem uma seção de choque de absorção mais elevada. Têm sensibilidade isotrópica e, em razão da sua característica omnidirecional, são isentas de pontos cegos, tornando-se hábeis a monitorar todo o céu com um único detector. Além disso, os diferentes modos quadrupolares da esfera permitem que esta por si só seja capaz de determinar direção, polarização e fase das ondas gravitacionais sem ambiguidades.

3.3. Detectores de ondas gravitacionais no mundo

Nas últimas décadas diversos projetos de detectores se espalharam pelo mundo. Alguns estão em plena operação, muitos já foram desativados e outros prometem iniciar os seus trabalhos nos próximos anos. Diferentes tecnologias foram e estão sendo empregadas, e o que se espera é que interferômetros, barras, esferas, radiotelescópios, observações da CMB (*Cosmic microwave background*) e detectores espaciais juntos possam cobrir uma ampla faixa do espectro gravitacional correspondente a frequências de 10^{-18} a 10^4 Hz (AGUIAR, 2011).

Na categoria de interferômetros existem atualmente três deles operando (GEO600, TAMA300 e CLIO), dois deles estão desligados para implementação de novas tecnologias (LIGO e VIRGO) e dois estão em construção (AIGO E LCGT, agora renomeado KAGRA). Há ainda um grande projeto em desenvolvimento, o EINSTEIN Telescope (ET) (AGUIAR, 2011; ROWAN, 2007). Na Tabela 3.2 são apresentadas algumas das características destes experimentos.

Tabela 3.2 - Detectores interferométricos.

DETECTOR	BRAÇOS	LOCALIZAÇÃO	STATUS
AIGO	-	Austrália	Em construção
CLIO	100 m	Kamioka mine (Japão)	?
EINSTEIN	-	-	Projeto
GEO600	600 m	Hannover (Alemanha)	Operacional
KAGRA	3 km	Kamioka mine (Japão)	Em construção
LIGO	4 km /4 km/ 2 km	Livingston/ Hanford/ Hanford (EUA)	Desligado (retorno previsto para 2014)
TAMA300	300 m	Tóquio (Japão)	?
VIRGO	3 km	Cascina (Itália)	Desligado (retorno previsto para 2014)

Fonte: Baseada em Aguiar (2011).

O LIGO é composto por três interferômetros, dois deles em Hanford e o terceiro em Livingston. Virgo é uma colaboração entre a França, Holanda, Itália e Polônia, e este mesmo grupo está trabalhando no desenvolvimento do detector europeu EINSTEIN, que quando em operação, deverá ser mais sensível que todos os outros detectores terrestres. O CLIO é apenas um protótipo para KAGRA e vem testando a tecnologia de espelhos refrigerados (CLIO, 2012).

Algumas barras encontram-se em funcionamento, bem como duas esferas estão em construção e deverão, em breve, aumentar o grupo de detectores ressonantes. Na tabela 3.3 estão listadas algumas informações.

Tabela 3.3 - Detectores ressonantes.

DETECTOR	LOCALIZAÇÃO	STATUS ATUAL
ALLEGRO (barra)	Baton Rouge (EUA)	Desligado
AURIGA (barra)	Legnaro (Itália)	Operacional
EXPLORER (barra)	Genebra (Suíça)	Desligado
MINIGRAIL (esfera)	Leiden (Holanda)	Em desenvolvimento
NAUTILUS (barra)	Frascati (Itália)	Operacional
NIOBE (barra)	Perth (Austrália)	Desligado
Schenberg (esfera)	São Paulo (Brasil)	Em desenvolvimento

Fonte: Baseada em Aguiar (2011).

As barras NAUTILUS e AURIGA operam com temperaturas próximas a 100 mK. NIOBE, ALLEGRO e EXPLORER trabalhavam em torno de 4 K. As esferas deverão operar em temperaturas inferiores a 100 mK em uma faixa de observação em torno de 3 kHz, o que deve variar, entretanto, com o diâmetro da esfera. (AGUIAR, 2011).

Uma alternativa no estudo experimental da radiação gravitacional encontra-se nos radiotelescópios através de uma técnica conhecida como *Pulsar Timing Arrays*, capaz de determinar diretamente a existência de ondas gravitacionais. A ideia consiste em observar pulsos regulares emitidos por uma estrela de nêutrons e compará-los com um modelo teórico, a discrepância entre a teoria e a observação apontará indícios da passagem de ondas gravitacionais entre o pulsar e o detector. São os principais grupos atuantes nessa linha de pesquisa: o *North American Nanohertz Observatory of Gravitational Waves* (NANOGrav), o *Parkes Pulsar Timing Array* (PPTA) e o *European Pulsar Timing Array* (EPTA). Esta categoria observa em um intervalo de frequência que vai de 10^{-9} a 10^{-8} Hz (AGUIAR, 2011).

É esperado, sobretudo, que um grande avanço seja alcançado com o advento dos interferômetros espaciais, que poderão cobrir uma faixa de frequência

inferior àquela alcançada por interferômetros terrestres, já que no espaço, estes detectores estarão isentos da influência de ruídos sísmicos e do gradiente gravitacional terrestre.

Uma colaboração entre a *European Space Agency* (ESA) e a *National Aeronautics and Space Administration* (NASA) iniciou o desenvolvimento do *Laser Interferometer Space Antenna* (LISA). Entretanto, a NASA foi forçada a largar a colaboração por falta de recursos. O projeto foi então assumido apenas pela ESA, que o rebatizou de eLISA. O eLISA será composto por três espaçonaves em uma órbita a 1 UA de distância do sol e será sensível em frequências entre 1 mHz e 1 Hz (MAGGIORE, 2008). Apesar de ter mantido apenas dois braços, ainda será capaz de determinar a polarização da onda gravitacional (SATHYAPRAKASH, 2010; AGUIAR, 2012b).

Outras propostas também têm o objetivo de desenvolver detectores de ondas gravitacionais no espaço. O *Deci-Hertz Interferometer Gravitational Wave Observatory* (DECIGO) é um ambicioso projeto japonês que pretende monitorar o céu em frequências entre 0,1 e 10 Hz. O *Big Bang Observer* (BBO) é uma proposta dos EUA que pretende assim como o DECIGO preencher a lacuna de observação que será deixada pelo eLISA e os detectores terrestres (KAWAMURA, 2008; YAGI, 2011).

3.4. O Detector Mario Schenberg

Localizado na cidade de São Paulo, no Laboratório de Física do Estado Sólido e Baixas Temperaturas do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (LESBT/IFUSP), o Mario Schenberg é um detector de massa ressonante esférico que deverá alcançar uma sensibilidade de pelo menos $h \sim 10^{-22} / \text{Hz}^{-1/2}$ em uma banda passante de 100 Hz centrada em 3,2 kHz quando resfriado a temperaturas de alguns milikelvins. A esfera, com aproximadamente 1150 kg, é composta de uma liga de Cu-Al(6%) e possui um diâmetro de 65 cm (ver Figura 3.2). Um detector similar foi construído na Holanda: o MINIGRAIL. O projeto holandês é conceitualmente igual à esfera brasileira e está em um estágio um pouco mais avançado de seu desenvolvimento, já tendo alcançado

temperaturas inferiores a 0,1 K e sensibilidades de $10^{-20} / \text{Hz}^{-1/2}$ (AGUIAR, 2011b).

O ruído térmico é um grande limitante da sensibilidade do detector que, portanto, está diretamente associada ao desempenho do processo de refrigeração da esfera e dos componentes do isolamento vibracional. Somente um sistema resfriado a temperaturas inferiores a 1 K poderá desenvolver a *performance* esperada para a detecção de ondas gravitacionais. A questão, sobretudo, não é somente alcançar a temperatura mínima esperada, como também mantê-la, para isso o detector utilizará um refrigerador por diluição, único equipamento capaz de manter temperaturas tão baixas em regime contínuo. Este utiliza uma mistura homogênea de ^4He com ^3He , que abaixo de 0,6 K divide-se em duas fases, a superior rica em ^3He e a inferior rica em ^4He . O resfriamento da mistura ocorre quando se induz a passagem do ^3He pela interface entre as duas fases (AGUIAR, 2011c).

Filtros mecânicos são empregados para atenuar os ruídos sísmicos, estes são elaborados para atuarem como filtros passa baixa. Sendo assim, a suspensão da esfera passa por um sistema de várias massas associadas em série que refletem grande parte das vibrações incidentes, podendo alcançar um nível de atenuação de 300 dB na região do espectro onde se pretende medir as excitações dos modos quadrupolares da esfera (MELO, 2002; MELO, 2004).

Para que as vibrações na antena sejam convertidas em sinais eletrônicos serão utilizados transdutores paramétricos que, encaixados na superfície da antena, irão operar como um sistema de osciladores acoplados de três massas: a esfera, com massa efetiva de 287 kg em cada modo, o transdutor com aproximadamente 30 g e uma pequena membrana com massa em torno de 3 mg, esta última auxiliará na modulação do sinal injetado pelas bombas externas. Este arranjo proporcionará um ganho de quase 10.000 em amplitude de oscilação.

Ao todo podem ser acoplados à esfera nove transdutores, entretanto somente seis deles serão necessários para monitorar os cinco modos normais

quadrupolares de excitação da esfera, os outros três servirão para averiguar se existe alguma excitação do modo monopolar, proposto por teorias concorrentes à relatividade geral de Einstein. Segundo Merkwitz e Johnson (1993, citado por Frajuca et al, 2002) a distribuição dos transdutores sobre a superfície da esfera respeita a geometria de um icosaedro truncado, onde seis transdutores serão colocados no centro de seis pentágonos localizados sobre o hemisfério superior da esfera.

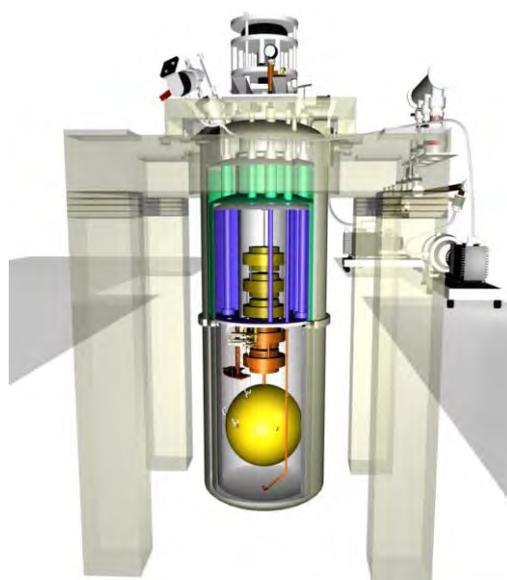


Figura 3.2 - Representação do Detector de Ondas Gravitacionais Mario Schenberg.

Fonte: AGUIAR (2011d).

Os transdutores da geração anterior foram fabricados a partir de um metal de alto $Q_{\text{elétrico}}$ (fator de qualidade elétrico), o nióbio. Eles possuem uma cavidade ressonante de formato cilíndrico fechada por uma tampa com um poste cônico central conforme a Figura 3.3. Esta é conhecida como cavidade do tipo klystron ou reentrante, em razão da sua geometria particular. Na extremidade oposta há uma membrana de silício e o gap (\sim dois microns) entre o topo do poste e a membrana é determinístico quanto à ressonância da cavidade, que deve ser

excitada na mesma frequência que a esfera. Para que a energia vibracional seja transformada com eficiência em energia elétrica, os transdutores devem possuir o mais alto $Q_{\text{elétrico}}$ possível, para isso estuda-se depositar sobre a superfície da cavidade e da membrana um filme de nióbio super puro, que possui a propriedade de se tornar supercondutor abaixo de 9 K (FURTADO, 2009).

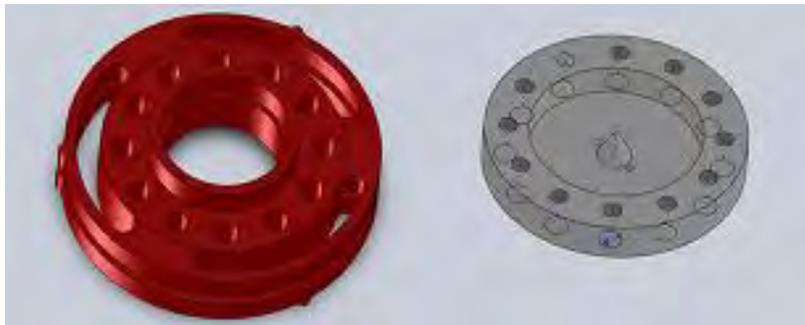


Figura 3.3 - Transdutor antigo e tampa de alumina.

Fonte: Adaptada de AGUIAR (2011d).

Para minimizar o ruído eletrônico optou-se por utilizar um par de antenas de micro fita que serviriam para injetar o sinal eletromagnético na cavidade e captá-lo, depois de modulado pela oscilação da antena. Este sinal deve possuir uma frequência em torno de 10 GHz e será gerado por dois osciladores: o primeiro, de ultrabaixo ruído de fase, é composto por um cristal de safira resfriado a 77 K, o segundo, responsável pelo ajuste fino, será um sintetizador de baixo ruído de fase (fabricado pela ANRITSU) (FURTADO, 2009).

O sinal bombeado na cavidade ressonante é modulado pela oscilação da membrana, excitada pelo movimento do transdutor. Esse processo deve criar bandas laterais que acompanharão o sinal do oscilador. O sinal deverá seguir para um pré-amplificador criogênico, mas antes disso a portadora deverá ser suprimida até uma intensidade inferior a -80 dBm, já que o pré-amplificador possui um baixo ruído de fase somente para sinais de baixa potência (IVANOV

et al, 2000). O sinal será então demodulado utilizando o sinal original do oscilador como referência. Deste procedimento, somente o sinal do ressonador mecânico permanecerá e dele serão extraídas as informações pertinentes que deverão ser analisadas posteriormente (FURTADO, 2009).

A partir de agora o texto será dedicado à descrição das atividades propostas para melhoria do sistema de transdução. O próximo capítulo será voltado aos ensaios realizados com o transdutor antigo, que motivaram a mudança na sua geometria e material. Um novo modelo foi proposto e também foi submetido a alguns testes que avaliaram sua *performance*.

4 TESTES E SIMULAÇÕES MECÂNICAS

Para compreender o funcionamento dos detectores ressonantes, mais especificamente os parâmetros que pretendemos aperfeiçoar, é fundamental que se tenha o mínimo de entendimento da física do movimento oscilatório.

4.1. Oscilações

Se considerarmos uma oscilação unidimensional, um corpo deslocado de sua posição de equilíbrio estará sujeito a uma força restauradora 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 pela Equação 4.1:

$$F(x) = - \kappa x, \quad (4.1)$$

onde κ é uma constante, denominada constante da mola para um sistema massa-mola.

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

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = 0, \quad (4.2 (a))$$

$$\omega_0 = \sqrt{\kappa/m}. \quad (4.2 (b))$$

E pela conservação da energia mecânica (E):

$$\frac{1}{2} m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2} \kappa x^2 = E = \frac{1}{2} \kappa A^2 \quad (4.3)$$

para uma onda senoidal se propagando com amplitude A.

4.2. Elasticidade

A lei de Hooke se aplica a diversos processos físicos, em especial a deformações elásticas. 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 F/A dada por (FRENCH, 1966):

$$\frac{\Delta F/A}{\Delta L/L_0} = -Y, \quad (4.4)$$

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

A linearidade entre a tensão F/A e a deformação $\Delta L/L_0$ é de extrema relevância no estudo das propriedades dos materiais, a curva tensão versus deformação pode ser obtida nos chamados ensaios de tração, onde se avalia o comportamento de um determinado material submetido a um aumento de tensão gradativo. A região linear se estende até certo limite denominado limite de proporcionalidade, seguida por uma região elástica não linear. Alcançado o limite de escoamento, o material se encontrará em um regime de deformação plástica e atingindo a deformação máxima, a curva terminará com a ruptura do material (TIMOSHENKO, 1985)

4.3. A massa das molas

Na maioria das vezes consideramos um sistema massa-mola onde a mola não possui nenhuma massa. Contudo, na realidade a massa da mola contribui para o movimento oscilatório reduzindo a sua frequência. Se tivermos uma massa m presa em uma mola de massa M fixa na extremidade oposta, a frequência de oscilação do sistema dependerá de m , κ e M .

Seja L_0 o comprimento relaxado da mola e s a medida da extremidade fixa até um determinado ponto da mola, um elemento de massa da mola entre s e $s+ds$ será dado por (TIMOSHENKO, 1985):

$$dM = \frac{M}{L_0} ds. \quad (4.5)$$

Podemos calcular a energia cinética E_c produzida por um deslocamento x da mola relaxada:

$$dE_c = \frac{1}{2} \left(\frac{M}{L_0} ds \right) \left(\frac{s}{L_0} \frac{dx}{dt} \right)^2. \quad (4.6)$$

Integrando sobre todo o comprimento L_0 da mola:

$$E_{c,mola} = \frac{1}{6} M \left(\frac{dx}{dt} \right)^2. \quad (4.7)$$

Logo, pelo princípio da conservação de energia, a energia mecânica do sistema será:

$$\frac{1}{6} M \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2} m \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \frac{1}{2} \kappa x^2 = E. \quad (4.8)$$

Da Equação 4.3 e sabendo-se que:

$$A^2 = x^2 + \left(\frac{v}{\omega} \right)^2, \quad (4.9)$$

encontramos que a frequência será:

$$\omega^2 = \frac{\kappa}{m + M/3}. \quad (4.10)$$

Da Equação 4.10 podemos concluir que um terço da massa da mola contribuirá para a frequência do movimento oscilatório.

4.4. Oscilação forçada com amortecimento

No caso de um movimento oscilatório forçado por um estímulo externo de natureza senoidal e sujeito a uma força resistiva proporcional a velocidade $-b \frac{dx}{dt}$, onde b é um parâmetro positivo, teremos a seguinte equação do movimento (MARION, 2004):

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \omega_0^2 x + \frac{b}{m} \frac{dx}{dt} = \frac{F_0}{m} \cos \omega t. \quad (4.11)$$

Pode-se demonstrar que a amplitude máxima é encontrada em uma frequência dada por (MARION, 2004)

$$\omega_R = \sqrt{\omega_0^2 - 2(b/2m)^2}. \quad (4.12)$$

Este fenômeno é conhecido como ressonância.

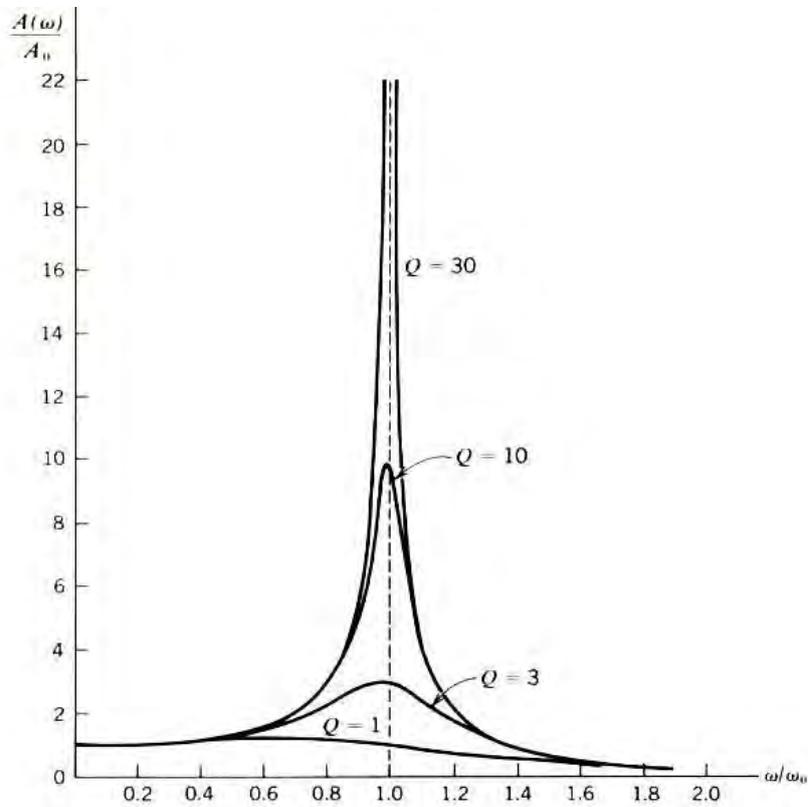


Figura 4.1 - Amplitude versus a frequência de vibração para diferentes fatores de qualidade mecânicos.

Fonte: French (1966).

Para medir o grau de amortecimento de um sistema é comum a utilização de um parâmetro denominado fator de qualidade mecânico (Q_{mec}). Quanto maior o fator de qualidade menos energia é dissipada por ciclo. Pode-se relacionar o Q_{mec} com a amplitude do movimento oscilatório segundo a Equação 4.13 (a) (FRENCH, 1966):

$$A(\omega) = \frac{F_0/m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\omega\omega_0/Q_{mec})^2}} \quad (4.13 (a))$$

$$Q_{mec} = \frac{\omega_0 m}{b} \quad (4.13 (b))$$

A Figura 4.1 mostra curvas da amplitude versus a frequência e revela a dependência que a ressonância tem em relação ao fator de qualidade mecânico.

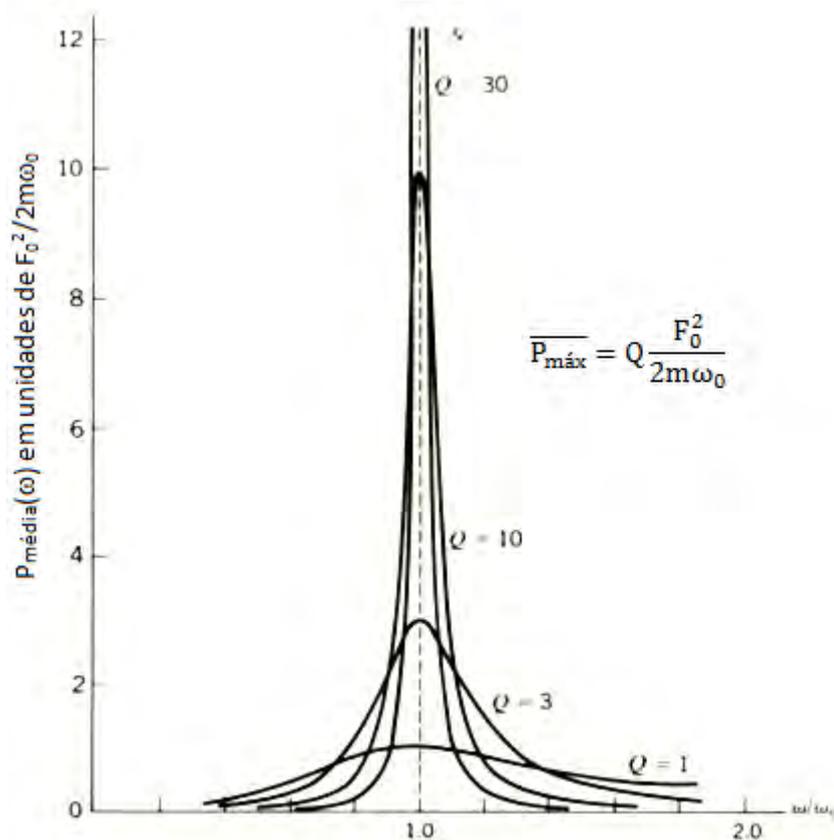


Figura 4.2 - Potência média em função da frequência do oscilador para diferentes fatores de qualidade mecânicos.

Fonte: French (1966).

É possível também relacionar a potência absorvida pelo oscilador com o fator de qualidade mecânico. A Figura 4.2 mostra a potência média absorvida por um oscilador forçado, em um número inteiro de ciclos. É imediato que a máxima potência é alcançada na frequência de ressonância e que, quanto maior for o Q_{mec} mais concentrada estará a potência absorvida em torno da ressonância (FRENCH, 1966).

Na Figura 4.3 pode-se observar ainda 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):

$$Q_{\text{mec}} \approx \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad (4.14)$$

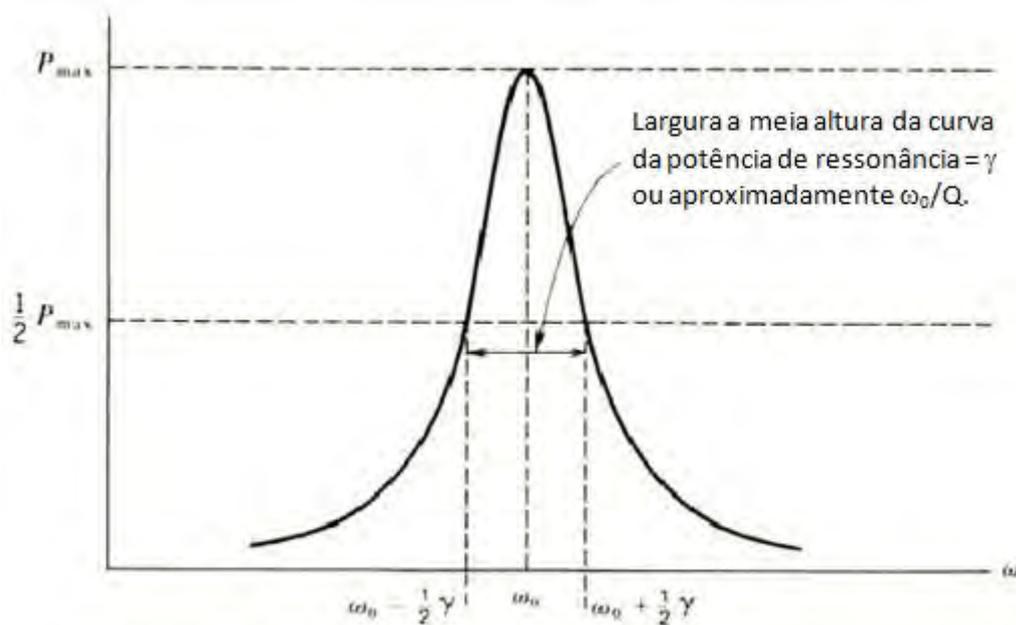


Figura 4.3 - Curva de ressonância em termos da potência máxima.

Fonte: French (1966).

4.5. Osciladores acoplados

Quando dois ou mais osciladores estão conectados de forma que energia seja transferida de um para o outro durante o movimento, temos um caso de osciladores acoplados. Embora o movimento desse tipo de oscilador seja demasiadamente complicado, é possível descrevê-lo em termos de um sistema de coordenadas alternativo: as coordenadas normais. Nessas 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, nessa situação as massas alcançam posições de deslocamento máximo e equilíbrio simultaneamente, todas elas oscilarão em fase e com a mesma frequência, em outras palavras, dizemos que um dos modos normais do sistema foi excitado (MARION, 2004; SETO, 1964).

4.6. Testes Mecânicos

Foi mencionado que é de vital importância que se obtenha um alto fator de qualidade elétrico para que o desempenho das cavidades ressonantes possibilite a extração de sinais de ondas gravitacionais. Deve-se também considerar a relevância do fator de qualidade mecânico nos transdutores, já que este representa uma medida significativa das perdas mecânicas do nosso sistema.

Sabe-se que o Q_{mec} é proporcional à razão de energia armazenada e energia dissipada por ciclo, ou seja, ao amortecimento de uma excitação mecânica. Pode-se medi-lo tomando-se a razão entre a frequência de ressonância do sistema e a largura da banda passante.

De acordo com a Equação 3.3 temos outra forma de determinar o Q_{mec} , e como o tempo de decaimento da energia corresponde à metade do tempo de decaimento da amplitude do sinal, temos:

$$Q_{mec} = \frac{\tau_A}{2} \omega \quad (4.15)$$

O tempo que o sinal leva para decair 10 dB é 15 % maior que o tempo de decaimento da amplitude τ_A , dessa forma pode-se obter que:

$$Q_{mec} \cong 2,73 \tau_{10dB} f_0 \quad (4.16)$$

Para que a transformação da energia mecânica de vibração da esfera em energia eletromagnética seja um processo eficiente, o conjunto esfera, transdutor e membrana deve possuir aproximadamente a mesma frequência de ressonância, assim grande parte da vibração da esfera será convertida em

oscilação na membrana. Todo o projeto que dimensiona os transdutores e as membranas tem como objetivo o casamento dessas frequências e a otimização do Q_{mec} , e é isso que se pretende obter com os testes mecânicos.

A frequência de ressonância da esfera quando resfriada é de cerca de 3200 Hz, deseja-se, portanto que outros dois osciladores possuam modos principais de vibração também nessa frequência. Simulações têm sido de grande utilidade para orientar a construção desses componentes, entretanto, somente procedimentos experimentais, preferencialmente em regimes de vácuo e temperaturas criogênicas, definirão uma medida realística desse parâmetro e também do Q_{mec} .

Testes em temperatura e pressões ambientes foram realizados no Laboratório de Integração e Testes (LIT) do INPE. Foram feitas varreduras numa faixa de frequência em torno de 3200 Hz excitando alguns transdutores até que se identificasse alguma ressonância. Essas medições possibilitaram que o *design* fosse melhorado. Os testes de vibração no LIT foram executados com um equipamento conhecido como *shaker*¹, as vibrações sonoras foram captadas com um microfone e os sinais analisados em um software apropriado.

Um equipamento foi desenvolvido para substituir as medidas do LIT, esse consiste em uma massa cilíndrica de aproximadamente 100 kg, com uma cavidade dimensionada para o encaixe do transdutor (Figura 4.4). A massa cilíndrica é feita de aço inoxidável e funciona como uma massa infinita possibilitando que só se meçam as vibrações dos modos normais do transdutor. A cavidade possui um diâmetro de 30 mm e, uma vez que o transdutor esteja encaixado, este pode ser excitado através de uma pequena batida, de modo que as vibrações sejam captadas com um microfone e estudadas com um analisador de espectros.

¹ Sistema vibratório utilizado para induzir oscilações em corpos mecanicamente acoplados a ele.



Figura 4.4 - Massa cilíndrica de aço inoxidável utilizada para testes de vibração.

4.6.1. Testes do transdutor antigo

A Figura 4.5 apresenta o modelo da última geração de transdutores, feitos de nióbio. Existem seis molas laterais, um trio superior, outro inferior. As molas, embora rígidas, devem ser apertadas para que o transdutor seja encaixado na cavidade, e para que não haja deformação da peça, as seis devem ser pressionadas por igual no encaixe.

Foram executados testes na massa cilíndrica para que se investigasse a frequência de ressonância de cada peça. Ao todo, 12 transdutores foram usinados e estes foram testados em duas situações: encaixe seco; e encaixe com óleo WD - 40². Optou-se pelo uso de óleo no encaixe, pois houve uma desconfiança de que os transdutores encaixados a seco não estavam perfeitamente alinhados à cavidade e, portanto suas molas estariam sujeitas a

² Lubrificante fabricado a partir de concentrados químicos diluídos em um destilado de petróleo.

diferentes forças de compressão, o que os impossibilitaria de oscilar no modo adequado.



Figura 4.5 - Transdutor de nióbio com molas laterais.

Ocorreram também alguns problemas de usinagem. Alguns transdutores não foram construídos com as dimensões adequadas, alguns possuíam diâmetro superior a 30 mm e foram corrigidos retirando-se um pouco de material com lixas de diferentes granulações, para que se evitasse a deformação das molas durante o encaixe. Outros apresentaram molas de espessuras inapropriadas segundo as simulações prévias. Cada transdutor foi encaixado seis vezes na cavidade cilíndrica e para cada encaixe foram feitas oito batidas e medidas suas respectivas ressonâncias.

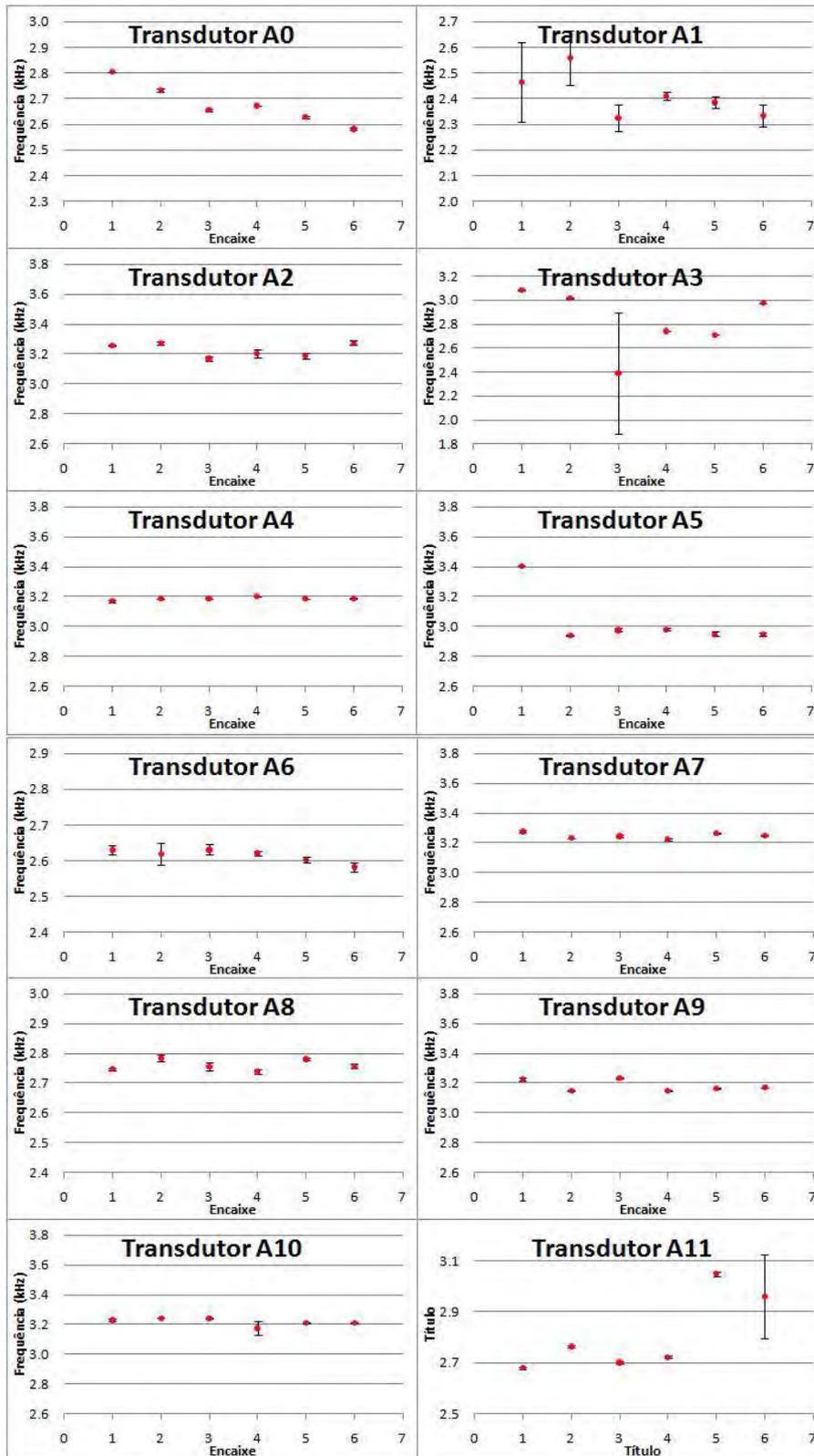


Figura 4.6 - Transdutores encaixados a seco.

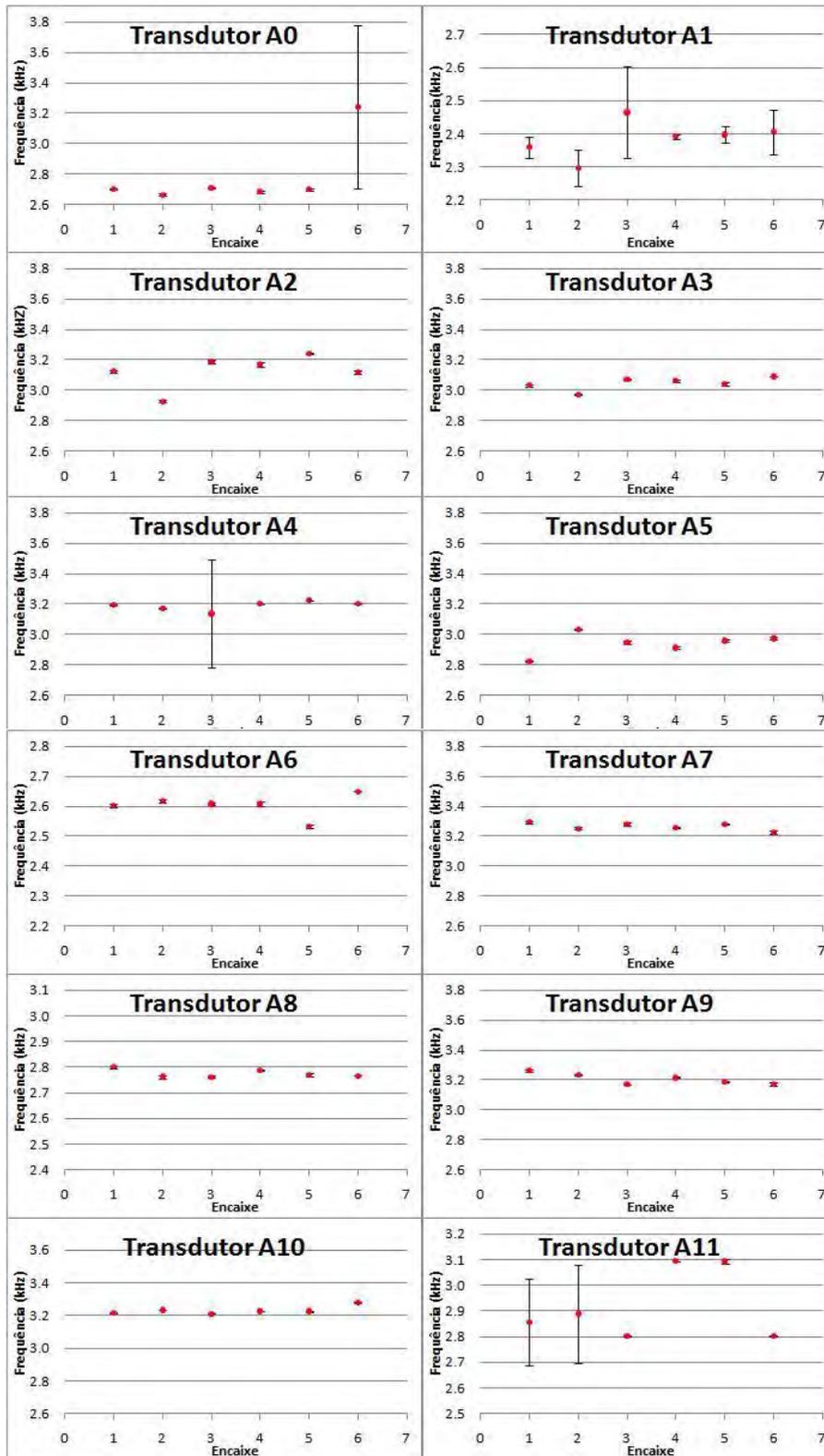


Figura 4.7 - Transdutores encaixados com auxílio de óleo.

Segundo as simulações o conjunto transdutor, membrana de silício e tampa de alumina oscilaria na direção longitudinal com aproximadamente 3,2 kHz. Segundo Solomonson (1987), que estudou o comportamento da frequência dos modos de oscilação em função da temperatura, a frequência de oscilação mecânica de peças de nióbio aumenta 3,3% quando a temperatura muda de 300 K para 4,2 K. Sendo assim, em um ambiente a 300 K o oscilador deveria ter o modo ressonante em 3,1 kHz para que quando resfriado obtivéssemos os 3,2 kHz desejados.

Levamos em consideração que somente o corpo do transdutor, sem a tampa e a membrana, deveria oscilar um pouco acima destes 3,1 kHz estimados. Entretanto, não foi o que se observou. Poucos transdutores oscilaram na frequência adequada e em vários se observou uma mudança brusca de frequência do modo quando submetidos a vários encaixes e desencaixes sucessivos. Embora acreditássemos que este comportamento pudesse ser atribuído ao desalinhamento das molas na cavidade, ao utilizarmos o óleo, que deveria amenizar este efeito, não notamos substancial melhora nos resultados.

A partir da má *performance* desses transdutores nos testes começou-se a questionar tanto o modelo como o material escolhido. Ensaios de tração revelaram que a região linear do nióbio era muito curta e que os transdutores poderiam estar sofrendo deformações plásticas, o que explicaria a variação da frequência de ressonância encaixe após encaixe. Outra questão levantada é que 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.

4.6.2. Desenvolvimento de uma nova geração de transdutores

Na busca por transdutores que apresentassem melhores desempenhos resolvemos utilizar outro tipo de material. Escolheu-se o molibdênio, já que este já foi testado para uso em transdutores e apresentou alto fator de qualidade mecânico, apesar de não tão bom quanto o do nióbio (AGUIAR, 2012b).

Optamos desta vez em utilizar as propriedades dos materiais do transdutor e da esfera para realizar o encaixe. Sabendo-se que o coeficiente de contração térmica do molibdênio é bem menor que da liga de cobre e alumínio, do qual é composta a esfera, concluímos que se construíssemos um transdutor que tivesse as mesmas dimensões dos furos da esfera, estes poderiam ser encaixados a temperatura ambiente e, quando resfriados sofreriam a pressão adequada para que o encaixe se tornasse rígido o bastante.

Supondo que o encaixe seria feito por contração térmica, não é mais necessário que as molas estivessem associadas ao encaixe, sendo assim, decidimos construí-las na direção longitudinal do transdutor, de modo que sua única função fosse transmitir a vibração da esfera para a cavidade de microondas. O novo modelo está representado na Figura 4.8. A base seria encaixada no furo da esfera e a cavidade estaria livre para se movimentar em resposta a vibração, que seria transmitida pelo movimento de contração e alongamento das molas.

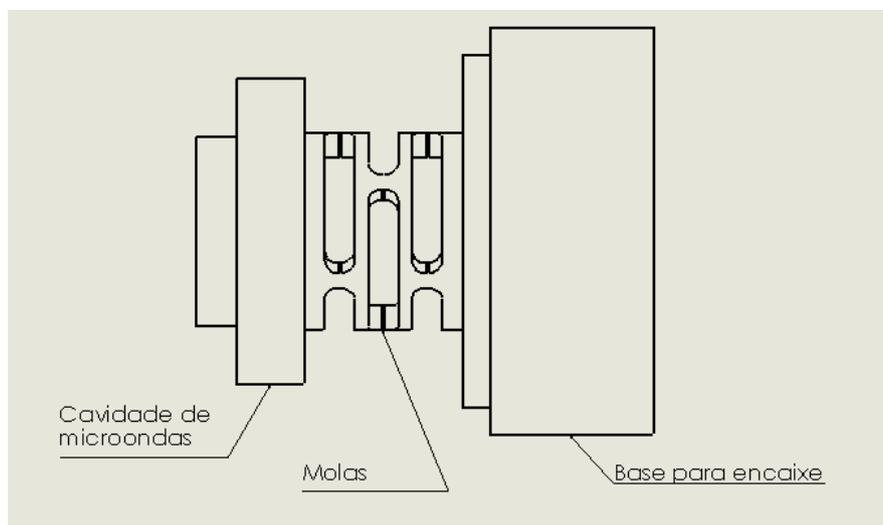


Figura 4.8 - Desenho do protótipo da nova geração de transdutores.

Toda a reestruturação do formato do transdutor teve que levar em consideração diversos fatores como a frequência de ressonância do modo longitudinal, dimensões do furo da esfera, massa e limitações das ferramentas de usinagem.

A massa relevante é a soma da massa da mola com a massa da estrutura que suporta a cavidade de micro-ondas. A base de encaixe estará presa ao furo da esfera e não fará parte do movimento oscilatório.

De acordo com a seção 4.3 a mola contribui com um terço de sua massa. Entretanto, na figura 4.9 dividimos a mola em três partes. A parte “A” contribui com toda a sua massa, pois ela se move integralmente com a estrutura da cavidade de micro-ondas, comportando-se como um corpo só. A parte “B” representa a mola propriamente dita, é a parte do sistema responsável por introduzir a força restauradora, porque sofre grande parte da deformação, sendo assim, decidimos que esta contribuirá com um terço da sua massa. A parte “C” praticamente não experimenta o movimento de oscilação, pois está rigidamente ligada à estrutura da base de encaixe, então não consideramos sua massa nos cálculos.

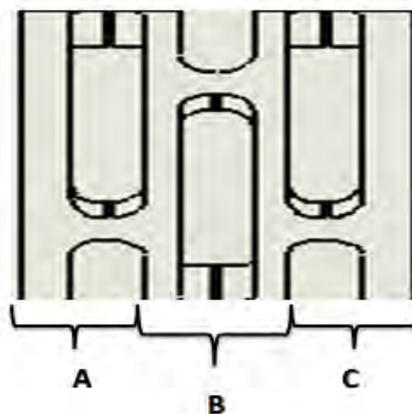


Figura 4.9 - Molas do novo transdutor.

A massa total do transdutor é determinada pela média geométrica da massa efetiva de cada modo da esfera (~288 kg) e a massa da membrana (~2,1 mg), que fornece uma massa intermediária de aproximadamente 25 g. O desenvolvimento do novo modelo manteve essa massa e, portanto a frequência de ressonância foi ajustada pela rigidez das molas, o que é coerente com a Equação 4.2 (b). As dimensões do transdutor são apresentadas no apêndice A.

Optou-se por construir os transdutores com uma frequência ligeiramente acima da frequência ótima, segundo uma margem de segurança, já que uma vez usinados com um valor de frequência inferior ao ideal, eles não poderiam ser corrigidos.

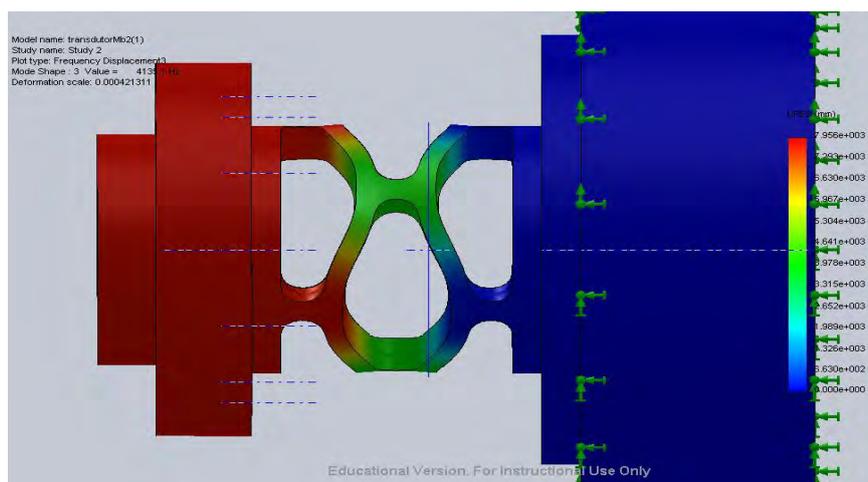


Figura 4.10 - Representação da oscilação longitudinal do transdutor.

O primeiro protótipo foi usinado com modo longitudinal de oscilação em 4516 Hz. Segundo simulações, o corpo do transdutor sem a tampa e a membrana deveria oscilar aproximadamente em 3986 Hz em temperatura ambiente. Solomonson (1987), que estudou como se comporta a razão entre a frequência de ressonância de modo $n = 2$ de um disco de molibdênio em diversas temperaturas, e a frequência em 4,2 K, concluiu que em 300 K o molibdênio

possui 98,7 % da frequência que teria em condições criogênicas (4 K). Assim, ao excitar o modo longitudinal de vibração do corpo transdutor (Figura 4.10) dever-se-ia medir uma frequência em torno de 3900 Hz em temperatura ambiente, para que em condições criogênicas o corpo oscilasse na frequência adequada.

Para obter a frequência simulada o transdutor foi submetido a uma série de ajustes. Com o protótipo preso ao torno mecânico, como mostrado na Figura 4.11, suas molas sofreram sucessivas usinagens, cada uma delas acompanhada por uma medida de frequência com o microfone e o analisador de espectros, conforme o procedimento descrito na seção 4.6.1. Como esperado, o artifício provocou a queda da frequência de oscilação e possibilitou que uma frequência de 3875 Hz fosse alcançada. A Tabela 4.1 mostra quanto o diâmetro foi reduzido em cada usinagem e a respectiva frequência após o ajuste.



Figura 4.11 - Transdutor em processo de usinagem.

Tabela 4.1 - Usinagem e frequência respectiva em cada etapa do processo de fabricação do transdutor.

	1ª Mola		2ª Mola	
	<i>Usinagem</i>	<i>Frequência</i>	<i>Usinagem</i>	<i>Frequência</i>
Ajuste 1	2/10 mm	4515 Hz		
Ajuste 2	2/10 mm	4469 Hz		
Ajuste 3	2/10 mm	4422 Hz		
Ajuste 4	2/10 mm	4325 Hz		
Ajuste 5	2/10 mm	4280 Hz		
Ajuste 6			2/10 mm	4179 Hz
Ajuste 7			2/10 mm	4125 Hz
Ajuste 8			2/10 mm	4094 Hz
Ajuste 9			2/10 mm	4031 Hz
Ajuste 10			2/10 mm	4969 Hz
Ajuste 11			1/10 mm	3938 Hz
Ajuste 12	1/10 mm	3906 Hz		
Ajuste 13	1/10 mm	3875 Hz		

Foi designada 1ª mola àquela que fica mais próxima da extremidade frontal do transdutor, conseqüentemente a 2ª mola é a que fica mais afastada. Ambas estão na região B mostrada na Figura 4.9. Outro ajuste foi feito, este para adequar as dimensões do transdutor, o ajuste consistiu em reduzir o comprimento da base de encaixe em dois milímetros, em razão do espaço limitado entre a superfície da esfera e a parede da câmara criogênica.

4.6.3. Testes da nova geração de transdutores

Para averiguar a robustez desse novo modelo, ensaios de encaixe e desencaixe foram novamente executados. Simulações apontaram em quais frequências os diferentes modos de oscilação deveriam ser observados e,

como foi relatado, o modo de interesse deve oscilar em torno de 3900 Hz. A Tabela 4.2 apresenta os resultados obtidos segundo batidas frontais e laterais, enquanto o transdutor era mantido preso pelo torno mecânico. As respectivas frequências foram obtidas dos espectros gerados pelo analisador, que captava o sinal de vibração através do microfone colocado próximo ao transdutor.

Tabela 4.2 - Resultado do teste de frequência de oscilação do modo longitudinal do transdutor.

<i>Batida frontal</i>		<i>Batida lateral</i>	
Medida 1	3.891 Hz	Medida 1	1.453 Hz
Medida 2	3.891 Hz	Medida 2	1.453 Hz
Medida 3	3.891 Hz	Medida 3	1.453 Hz
Medida 4	3.875 Hz	Medida 4	1.453 Hz
Medida 5	3.891 Hz	Medida 5	1.453 Hz
Medida 6	3.891 Hz	Medida 6	1.453 Hz
Medida 7	3.891 Hz	Medida 7	1.453 Hz
Medida 8	3.891 Hz	Medida 8	1.453 Hz
Medida 9	3.891 Hz	Medida 9	1.453 Hz
Medida 10	3.891 Hz	Medida 10	1.453 Hz

Cada medida representa uma batida e a frequência equivalente corresponde ao pico mais proeminente do espectro observado. As batidas frontais excitavam o modo longitudinal e as laterais algum dos modos transversais de vibração.

É evidente que as repetidas batidas frontais excitavam o mesmo modo, diferentemente do que se observou nos teste do modelo antecessor. A estabilidade deste novo modelo foi comprovada e finalmente foi desenvolvido

um *design* que atenda a expectativa de *performance* e que esteja apto para ser encaixado na esfera e submetido ao teste final de desempenho.

Além de propriedades elásticas favoráveis e de uma geometria que beneficie o modo longitudinal de vibração, é necessário considerar as perdas elétricas que podem decorrer de um projeto ruim da cavidade ressonante, em especial das suas características superficiais. Uma superfície bem preparada permitirá que altos campos eletromagnéticos possam ser alcançados na cavidade de micro-ondas, e isso é de extrema relevância quando consideramos uma oscilação de baixíssimas amplitudes, que precisará ser convertida em sinais elétricos mensuráveis. No capítulo 5 haverá uma discussão sobre alguns métodos. Os resultados dos ensaios indicarão que alguns são mais adequados ao propósito do transdutor.

5 TRATAMENTO DA SUPERFÍCIE DA CAVIDADE RESSONANTE

Já dissemos que a cavidade ressonante dos transdutores deverá possuir um alto $Q_{\text{elétrico}}$ para que as perdas de energia sejam mínimas. Nesse sentido, optou-se por depositar um filme de nióbio altamente puro nas paredes dessa cavidade. O nióbio foi escolhido em razão de seu comportamento em temperaturas inferiores a 9,2 K, onde ele adquire a propriedade de supercondutor. Além disso, esse material se encaixa numa categoria denominada metais válvula. Estes metais tendem a formar sobre suas superfícies um filme de óxido estável e de difícil dissolução. Sabe-se ainda que o óxido de nióbio possui uma alta resistência a corrosão tanto em meio básico como em meio ácido ou neutro (SILVA, A., 2007; MUJAWAR, 2006).

A oxidação natural poderá acontecer espontaneamente através do contato do metal com o ar, esse processo, contudo, criará um filme amorfo (VASKEVICH et al, 1995). Kneisel (1980) e Grundner (1980) observaram que esse filme é composto por uma camada de Nb_2O_5 , que varia de quatro a seis nanômetros de espessura, precedida por algumas ilhas de NbO e Nb_2O , que causam uma não homogeneidade na região externa do metal. Esta estrutura causará a degradação do Q elétrico da cavidade. Todavia o crescimento controlado desse filme através de um procedimento eletroquímico, cria uma camada de Nb_2O_5 mais espessa e uniforme que o natural, esta então tem a função de estabilizar a superfície contra qualquer tipo de corrosão que comprometa seu fator de qualidade elétrico.

Irregularidades na superfície são prejudiciais à supercondutividade da cavidade ressonante. Em cavidades de nióbio o campo eletromagnético adentra cerca de 60 nanômetros na superfície do metal. Se a superfície é pouco rugosa, a resistência à propagação da corrente é pequena, ou seja, maior o livre caminho médio das cargas, tornando possível altos campos eletromagnéticos sobre a superfície supercondutora (KNEISEL, 1980).

Danos à superfície do material são comuns no processo de usinagem e, portanto um tratamento deve ser aplicado a essa superfície a fim de suavizar

pequenos vales e protuberâncias. Um polimento mecânico com o uso de lixas de diferentes granulações pode auxiliar no acabamento, mas introduz alguns efeitos indesejados como a contaminação ou deformação causada pela tensão na área polida. O polimento químico ou eletroquímico são métodos comumente utilizados para se obter superfícies lisas e brilhantes (SOLOMONSON, 1987; KNEISEL, 1980) e, embora sejam menos abrasivos também apresentam algumas desvantagens como o polimento de apenas poucos micrometros e a contaminação da superfície pelos íons do eletrólito utilizado.

Nesse capítulo descreveremos um breve estudo sobre o desempenho de diferentes técnicas para o tratamento da superfície da cavidade de micro-ondas com a finalidade de estabelecer uma combinação de processos que favoreçam o desempenho dos transdutores.

A caracterização das amostras de teste será feita através de um perfilômetro. Este instrumento é utilizado para fazer medições de rugosidade, pois é capaz de traçar o perfil da superfície em duas ou três dimensões. Existem basicamente dois tipos de perfilômetros: os mecânicos e os ópticos.

Perfilômetros mecânicos possuem uma espécie de apalpador que desliza pela superfície da amostra ajustando-se aos seus contornos, os movimentos verticais do apalpador são convertidos em sinais eletrônicos que são interpretados de forma que se obtenham as características do relevo da superfície. Esse equipamento, contudo, possui alguns comportamentos indesejáveis tais como um tempo de medição muito prolongado, deformação da superfície e erros nas medidas de rugosidade em função do tamanho do apalpador (Carpinetti et al citado por FREITAS (2006) , BRUNDLE, 1992).

Em contrapartida, os perfilômetros ópticos eliminam esses inconvenientes já que não necessitam de contato físico entre o instrumento e a superfície a ser analisada. Nesse instrumento um feixe de luz passa por um divisor de feixes e metade do feixe refletido segue para a amostra e a outra metade para uma superfície de referência que deve ser quase perfeitamente plana. A diferença de fase entre os feixes de luz são medidos através das franjas de interferência.

A topografia da superfície é então obtida depois de uma análise computacional das medidas registradas pelos fotosensores. Perfilômetros ópticos possuem também algumas desvantagens, uma delas é ineficiência em traçar o perfil de filmes parcialmente ou totalmente transparentes ao comprimento de onda empregado. Softwares apropriados têm obtido bons resultados na correção dessa e outras fontes de erro (Carpinetti et al citado por FREITAS (2006), BRUNDLE, 1992).

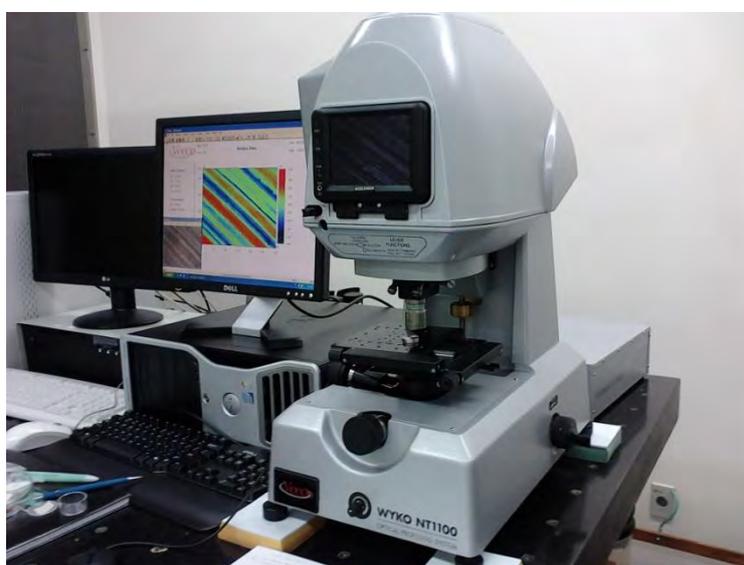


Figura 5.1 - Perfilômetro óptico Wyko, Modelo NT 1100 da Veeco.

Os processos eletroquímicos foram realizados no Laboratório de Pesquisa Ambiental em Aerossóis, Soluções Aquosas e Tecnologias (Laquatec) instalado no prédio Circuito Impresso do INPE; as medições de rugosidade foram feitas no perfilômetro óptico Wyko, Modelo NT 1100 da Veeco, localizado no Laboratório Associado de Sensores e Materiais (LAS) e mostrado na Figura 5.1.

5.1. Anodização

A anodização é um processo eletroquímico que pode ocorrer tanto espontaneamente como em células eletrolíticas. A eletrólise é essencialmente uma reação de oxido-redução onde dois eletrodos são imersos em uma substância com condutores iônicos, o eletrólito. O anodo será positivamente carregado e os ânions oxidados, o catodo será carregado negativamente e sofrerá redução.

O crescimento de uma camada de óxido sobre a superfície do anodo se dá pela migração de íons metálicos através da fina camada de óxido pré-existente, estes reagem com os íons de oxigênio na interface sólido – eletrólito (GOMES, U. 1989; ALVES, 1999). A espessura dessa camada possui uma relação linear com a voltagem aplicada, se houver a aplicação de uma tensão constante a espessura crescerá até determinado ponto e passará a atuar como uma barreira isolante, impedindo que a oxidação continue. Elevando-se a tensão aplicada, essa barreira poderá ser novamente ultrapassada pelos íons, e a espessura da camada poderá ser aumentada. Quando a voltagem é constante, a taxa de crescimento, proporcional a densidade de corrente, é muito alta no início do processo, mas torna-se muito lenta com o passar do tempo, isso compromete o controle da espessura da barreira através de uma medida de tempo (GOMES, U. 1989; ALWITT, 2002).

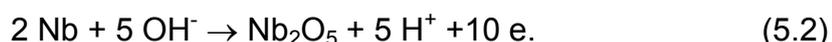
Se a anodização acontece com uma corrente constante a voltagem cresce até um determinado valor onde a corrente passa a decrescer, se a fonte for desligada nesse momento, a espessura do filme poderá ser calculada através da Equação 5.1 (GOMES, U. 1989):

$$L = \frac{J t M}{10 F \rho}, \quad (5.1)$$

onde J é a densidade de corrente, t é o intervalo de tempo onde a densidade de corrente permanece constante, M é o peso molecular do nióbio, F a constante de Faraday e ρ a densidade do óxido.

Segundo Maranhão (1998), Silva, A. (2007) e Kneisel (1980) a razão de crescimento do filme de óxido em função da voltagem aplicada é aproximadamente 2,3 nm/ V. Cavagliano et al (1997) citado por Silva, A. (2007) observou que quando o eletrólito é uma solução básica a espessura do filme é maior que em eletrólitos com ph ácido, o autor justifica que esse comportamento deve-se ao fato de que os íons OH⁻ são mais facilmente adsorvidos na interface óxido-metal que outros ânions.

O nióbio apresenta três compostos óxidos: NbO, NbO₂ e Nb₂O₅. O pentóxido de nióbio é o único óxido estável em H₂O e será o produto final do processo de anodização. De acordo com Kneisel (1980) a Equação 5.2 representa a oxidação do nióbio em meio alcalino:



5.1.1. Eletrocromismo em Nb₂O₅

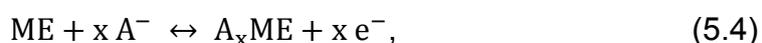
O fenômeno de eletrocromismo consiste na mudança das propriedades ópticas de um determinado material induzida pela aplicação de um campo elétrico (GRANQVIST, 2002; FONSECA, 1992). Segundo Faria (1997), o termo é atualmente utilizado para descrever uma mudança de coloração resultante de uma reação eletroquímica.

Alguns óxidos de metais de transição exibem esse comportamento e, sabe-se que a sua coloração dependerá do estado de oxidação dos seus cátions (TORRESI, 1999). Esses materiais são classificados como metais de intercalação e a mudança de coloração ocorre devido a uma reação de óxido redução. Esse processo resulta da inserção e retirada de íons e elétrons na interface eletrodo/eletrólito em resposta ao campo elétrico aplicado e, mesmo depois do campo ser desligado a coloração é preservada (FARIA, 1997; FONSECA,1992; REZENDE, 2009).

Materiais eletrocromicos devem ser bons condutores iônicos e eletrônicos, já que, uma vez que os íons provenientes do eletrólito adentrem a superfície do eletrodo, haverá trânsito de elétrons para dentro ou para fora do material. Isso

acontece para que a eletroneutralidade do meio seja preservada. Como consequência da mudança na distribuição eletrônica da rede cristalina haverá a alteração das propriedades ópticas do eletrodo (GRANQVIST, 2002; TORRESI, 1999).

A inserção de um cátion no material electrocrômico é representada pela Equação 5.3, da mesma forma a inserção de um ânion pode ser vista na Equação 5.4 :



ME é o material electrocrômico, C é o cátion, A é o ânion e e é o elétron.

Esses materiais ainda são classificados como materiais de coloração catódica ou materiais de coloração anódica, o primeiro grupo se refere aqueles que sofrem mudança de coloração quando absorvem um cátion e o segundo àqueles que adquirem coloração quando absorvem um ânion (REZENDE; 2009, FARIA, 1997; FONSECA,1992; GRANQVIST, 2002; TORRESI, 1999; SIMÊNCIO, 2009).

O pentóxido de nióbio muda de transparente para colorido devido à intercalação de íons de H^+ ou Li^+ em sua rede e, portanto se encaixa no grupo de matérias de coloração catódica (GRANQVIST, 2002; SIMÊNCIO, 2009). Gomes, M. (1988) e Gomes, U. (1989) observaram ainda que diferentes espessuras estão associadas a diferentes colorações.

5.1.2. Procedimento experimental

De acordo com Ciovati (2006), a anodização do nióbio pode ser feita utilizando-se uma solução de hidróxido de amônia (NH_4OH) 30% diluído, onde ele obteve uma taxa de crescimento de 2 nm/V.

Fabricamos eletrodos de aço inoxidável que foram ligados a uma fonte de tensão capaz de fornecer uma diferença de potencial de até 60 V. No anodo

foram acopladas pastilhas de nióbio de alguns milímetros de diâmetro que foram anodizadas à temperatura ambiente, a montagem experimental é mostrada na Figura 5.2 (a) e esquematizada na Figura 5.2 (b). Monitoramos o tempo, a voltagem e a corrente da eletrólise. Registraremos a mudança de coloração segundo a variação desses parâmetros.

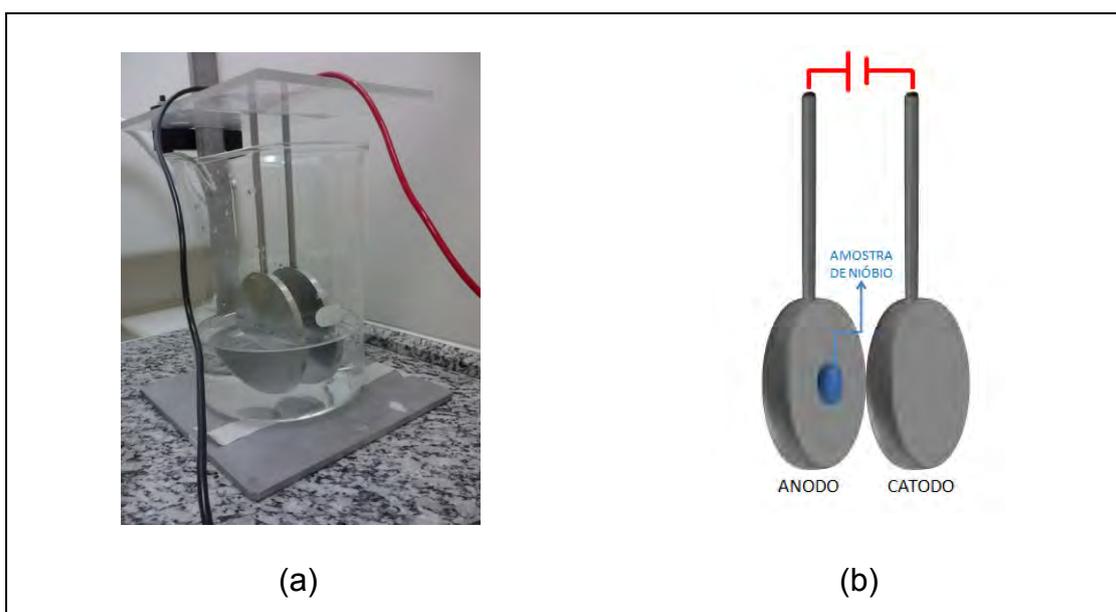


Figura 5.2 - Anodização de pastilhas de nióbio com eletrodos de aço inoxidável.

Ciovati (2006) obteve bons resultados de $Q_{\text{elétrico}}$ para cavidades de filmes de óxidos de aproximadamente 90 nanômetros de espessura, sendo assim, aplicamos uma diferença de potencial de 45 V entre os eletrodos. Três amostras foram submetidas à primeira seção de anodização. Não conseguimos, entretanto, observar uma queda substancial da corrente entre os eletrodos como era esperado, mesmo para longos intervalos de tempo.

Obtivemos a mesma coloração para as três amostras, contudo esta não era coerente com a referência (ver Figura 5.3). Concluímos então que o procedimento fora prejudicado pelas dimensões exageradas dos eletrodos que,

sobretudo não eram totalmente inertes a solução alcalina. Por esse motivo, decidiu-se substituí-los e realizar uma nova série de anodizações.



Figura 5.3 - Nióbio anodizado: diferentes voltagens aplicadas e as respectivas cores obtidas.

Fonte: Adaptada de BOOTHE (2010).

Os novos eletrodos consistiam na própria amostra suspensa por um fio de nióbio revestido por teflon e uma tela de titânio platinado suspensa por esse mesmo fio atuando como contra eletrodo. A nova montagem é mostrada na Figura 5.4.

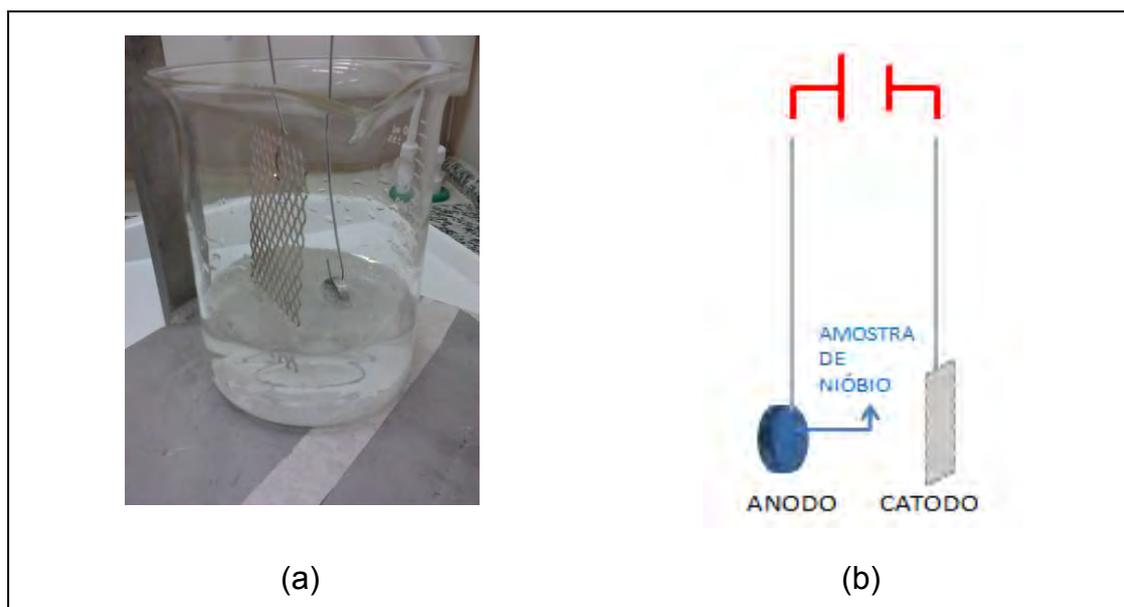


Figura 5.4 - Anodização de pastilhas de nióbio com contra eletrodo de titânio platinado.

No segundo experimento anodizamos seis amostras; quatro delas foram anodizadas a 45 V e as duas outras com 60 V e 30 V. Na Tabela 5.1 estão dispostos os resultados.

Tabela 5.1 - Anodização de amostras de nióbio com eletrodos submetidos a diferenças de potencial de 30, 45 e 60 V.

	<i>Tensão</i>	<i>Corrente inicial</i>	<i>Corrente final</i>	<i>Tempo de anodização</i>	<i>Coloração</i>
Amostra 1	45 V	~ 1A	~ 0,3 A	7 min	Amarela
Amostra 2	45 V	~ 1,5 A	~ 0,4 A	5 min	Amarela
Amostra 3	45 V	~ 2,5 A	~ 0,4 A	10 min	Amarela
Amostra 4	30 V	~ 0,5 A	~ 0,4 A	5 min	Azul clara
Amostra 5	45 V	~ 0,5 A	~ 0,3 A	1,5 min	Amarela
Amostra 6	60 V	~ 0,5 A	~ 0,3 A	2,5 min	Rosa

5.1.3 Resultados e discussões

É importante levar em consideração que a anodização tende a um regime de saturação, que pode ser observado com uma queda substancial da corrente entre os eletrodos. Isso ocorre porque o filme torna-se um isolante elétrico quando atinge uma determinada espessura, essa barreira isolante só poderá ser vencida por uma diferença de potencial superior. Entretanto, mantivemos uma voltagem fixa durante a anodização e o final do procedimento era estabelecido quando a corrente parava de diminuir tornando-se quase constante.

A segunda série de anodizações foi bem sucedida e a partir de seus resultados pudemos tirar algumas conclusões: As primeiras três amostras foram oxidadas com a mesma solução e observamos que a corrente inicial tendia a ser maior à medida que a solução era contaminada. Por esse motivo, o tempo que a corrente levava para se aproximar do zero era maior e isso estendia a duração

do processo. A quarta amostra foi anodizada a 30 V, para que pudéssemos fazer uma comparação qualitativa com a literatura; observamos que esta, assim como a sexta amostra que foi anodizada a 60 V, adquiriu uma coloração coerente com o esperado. Note que na Figura 5.3 o nióbio anodizado em uma tensão próxima a 60 V deve apresentar uma coloração rosa ou lilás e em tensões de 30 V fica bem claro que a amostra deve ficar azul. Para finalizar nossa análise, anodizamos a quinta amostra com uma nova solução e confirmamos que a contaminação da solução anterior foi de fato responsável pelo maior tempo para que a anodização se completasse, uma vez que na solução pura a corrente inicial tornou a ser mais baixa.

Na figura 5.5 estão duas amostras de nióbio, uma anodizada outra não, observe que o amarelo da superfície da amostra tem a tonalidade próxima do que pode ser visto na figura 5.3 em uma faixa de tensão inferior e próxima a 50 V.

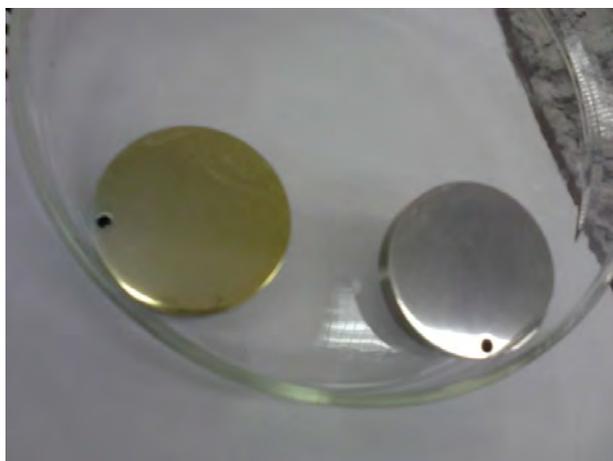


Figura 5.5 - Duas pastilhas de nióbio. A amostra da esquerda foi anodizada a 45 V.

5.2. Polimento Eletroquímico

Esse tipo de polimento consiste em criar um filme de óxido que se acomode entre as macroprojeções da superfície metálica e que, dissolvido, dá lugar a

uma superfície brilhante. Segundo Solomonson (1987), deve-se montar um catodo de alumínio e um anodo de nióbio e imergi-los em uma solução ácida, assim no anodo será criado uma camada de óxido que será mais fina nas saliências e mais espessa nas depressões. Nos ressaltos haverá uma alta densidade de corrente, responsável por uma rápida difusão de íons, favorecendo a dissolução das saliências em virtude dos grandes gradientes de corrente. As depressões, entretanto, ficam sujeitas a densidades de corrente menores e, portanto, o material dissolvido é mínimo (KNEISEL, 1980).

5.2.1. Procedimento Experimental

O procedimento realizado foi descrito por Solomonson (1987). Foram utilizadas nove amostras de nióbio em formato cilíndrico, 22 mm de diâmetro e altura de cinco milímetros. Foi necessário preparar previamente a amostra através de uma limpeza que deveria livrá-la de contaminações com gordura e resíduos. A preparação das amostras consistiu em uma limpeza num banho aquecido de tricloroetileno em ultrassom por 5 minutos, seguida por uma lavagem com água deionizada e secagem com nitrogênio; para finalizar as amostras ficaram durante 3 horas em uma estufa a uma temperatura de 100° C.

Antes de realizar a eletrólise mediu-se a rugosidade das amostras no perfilômetro óptico, para que as medidas de rugosidades antes e após o tratamento eletroquímico pudessem ser comparadas.

Outro processo de limpeza foi realizado depois que as amostras foram medidas no perfilômetro. Preparou-se uma solução de 20 ml de HCL 37% com 80 ml de água destilada. Cada amostra foi mergulhada por 3 minutos nessa solução e só depois foram polidas.



Figura 5.6 - Polimento eletroquímico.

Como eletrólito do polimento eletroquímico foi utilizada a seguinte solução:

- 510 ml H_2SO_4 95% - 97%;
- 50 ml HF 48%;
- 40 ml H_2O destilada.

Essa mistura foi colocada em um *becker* de polipropileno, mais adequado à soluções com ácido fluorídrico, uma vez que este ácido é conhecido por corroer vidrarias. Nele foram imersos os dois eletrodos: o catodo feito de alumínio e o anodo consistindo da amostra de nióbio presa em uma estrutura de alumínio. Estes foram ligados a uma fonte de tensão de acordo com a Figura 5.6.

De acordo com Solomonson (1987), as amostras deveriam ser submetidas a uma densidade de corrente de $0,1 \text{ A/cm}^2$, o que corresponde aproximadamente a 600 ml de solução para uma amostra de $3,8 \text{ cm}^2$. As amostras foram polidas uma a uma, a separação entre os eletrodos foi de 30 mm, uma diferença de potencial de dois volts foi ajustada na fonte de tensão e a corrente passou a oscilar entre 0 e 2 A. Em seu trabalho, Solomonson afirmou que para que o procedimento fosse eficiente a corrente deveria variar rapidamente com o

tempo, diminuindo razoavelmente sua oscilação em poucos minutos. Isso não foi observado nas primeiras amostras polidas, então optou-se por manter a tensão por diferentes períodos de tempos (*on time*), a fim de se observar posteriormente como isso influenciaria na superfície polida. Após o desligamento da tensão, as amostras ficaram mergulhadas na solução durante 10 minutos (*off time*) para que houvesse a dissolução do filme de óxido criado na superfície da amostra. Decorridos esses 10 minutos, as amostras foram agitadas levemente de modo a desprender o filme da sua superfície, então foram retiradas da solução e lavadas com água destilada. A Tabela 5.2 apresenta os parâmetros do processo de polimento para cada uma das nove amostras.

Embora nas primeiras amostras não tenha havido queda substancial da oscilação da corrente, nas quatro últimas amostras houve uma interrupção da corrente em poucos minutos. Isso pode ser justificado pela saturação da solução, já que se utilizou a mesma solução para as diferentes seções de polimento e, à medida que as amostras eram substituídas o líquido passava a apresentar uma aparência cada vez mais esbranquiçada.

Tabela 5.2 - Parâmetros do polimento eletroquímico de nove amostras de nióbio.

	ON time	OFF time	Tensão
Amostra 1	15 min	10 min	2 V
Amostra 2	15 min	10 min	2 V
Amostra 3	10 min	10 min	2 V
Amostra 4	5 min	10 min	2 V
Amostra 5	15 min	10 min	2 V
Amostra 6	3 min 58 seg	10 min	2 V
Amostra 7	2 min 02 seg	10 min	2 V
Amostra 8	3 min 43 seg	10 min	2 V
Amostra 9	4 min 52 seg	10 min	2 V

5.2.2. Resultados e Discussão

As amostras polidas apresentaram um aspecto mais brilhante em relação à sua aparência antes do polimento. Isso pode ser comprovado na Figura 5.7. Sobretudo, uma avaliação mais precisa do desempenho do polimento eletroquímico só pôde ser obtida através das medidas de rugosidade executadas no perfilômetro óptico.



Figura 5.7 - Duas pastilhas de nióbio. A amostra da esquerda sofreu polimento.

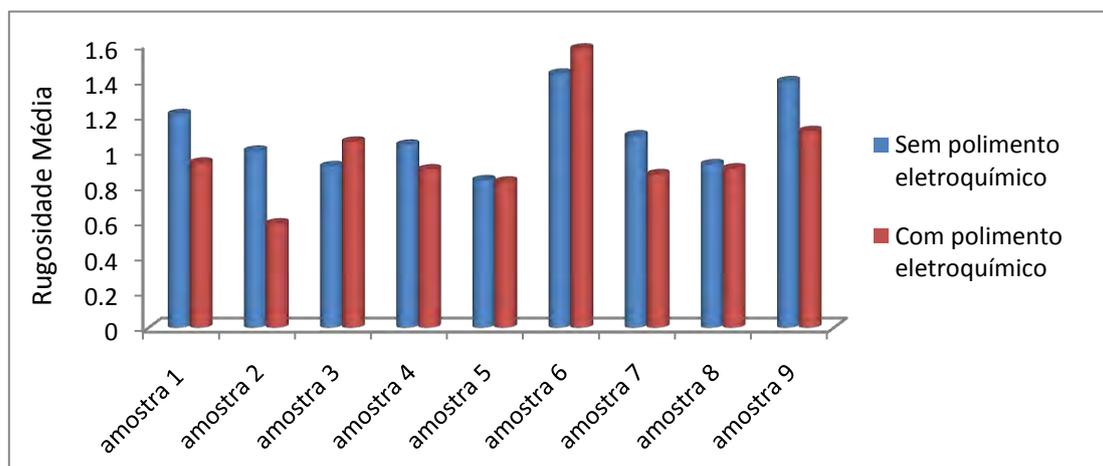


Figura 5.8 - Medidas da rugosidade média da superfície das amostras antes e depois do polimento eletroquímico.

A Figura 5.8 apresenta o gráfico das medidas da rugosidade média da superfície das amostras antes e depois do procedimento eletroquímico. A

rugosidade média é dada pela média aritmética das alturas dos vales e picos da superfície da amostra. Observa-se que o polimento não diminuiu efetivamente a rugosidade das amostras, algumas amostras inclusive, apresentaram maior rugosidade média após o polimento. Podemos explicar esse comportamento inesperado, já que a região analisada é muito pequena em relação à superfície inteira da amostra, ou seja, certamente a rugosidade não mudou drasticamente com o polimento, e devido à aleatoriedade das regiões escolhidas é estatisticamente possível que se tenham medido regiões com maiores relevos nas amostras polidas.

Na literatura podemos encontrar que o polimento eletroquímico é capaz de polir até cerca de 50 μm de material, entretanto, na Figura 5.9, que apresenta a diferença em micrometros da rugosidade média antes e depois do polimento, podemos ver que o procedimento não foi capaz de eliminar mais que 0,5 μm .

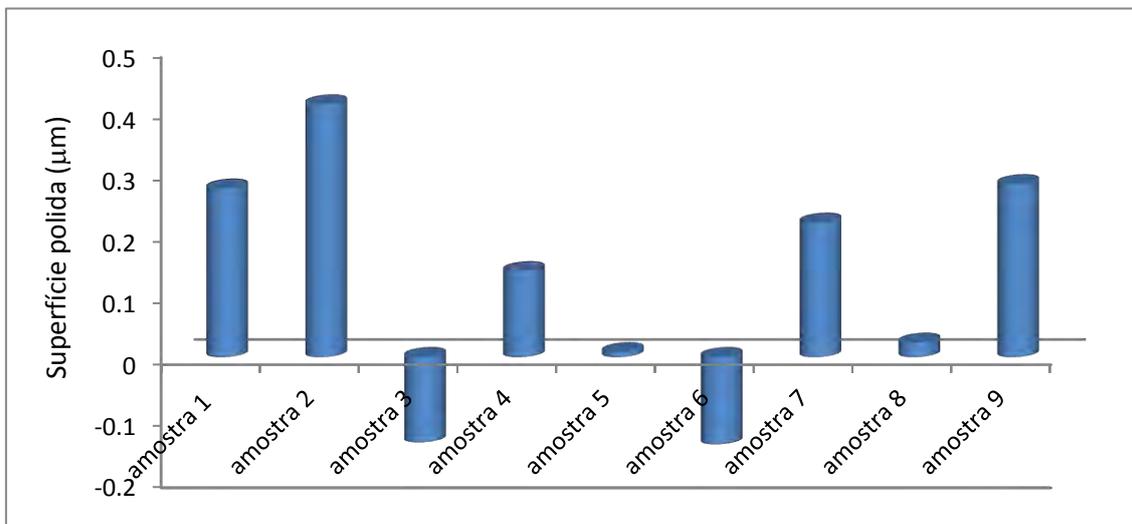


Figura 5.9 - Diferença em micrometros da rugosidade média antes e depois do polimento eletroquímico.

Também não foi possível relacionar o tempo que as mostras permaneceram imersas na solução com o desempenho do polimento, visto que as amostras que ficaram menores períodos sujeitas à tensão não revelaram uma diferença

na rugosidade média, em relação as que ficaram mais tempo, que apontasse algum tipo de padrão.

Nas Figuras 5.10 e 5.11 podemos ver o perfil em duas e três dimensões de duas diferentes regiões da amostra 2, a primeira medida antes, e a segunda medida depois do polimento. Na amostra 2 o processo apresentou o melhor desempenho então podemos ver claramente uma mudança na topologia da amostra. O processo, entretanto, não alcançou esse mesmo desempenho nas demais amostras e, ainda que alcançasse não seria o suficiente para eliminar as microrrugosidades que prejudicam o fluxo da corrente na superfície da cavidade ressonante.

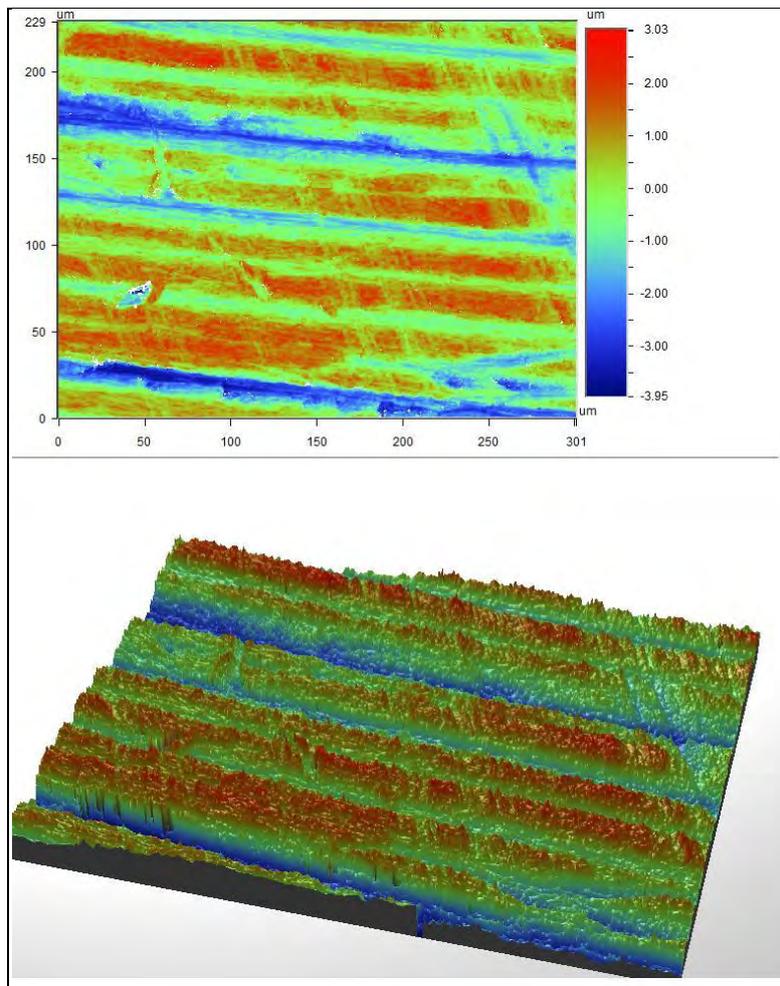


Figura 5.10 - Perfil de uma região aleatória da amostra 2 antes do polimento eletroquímico.

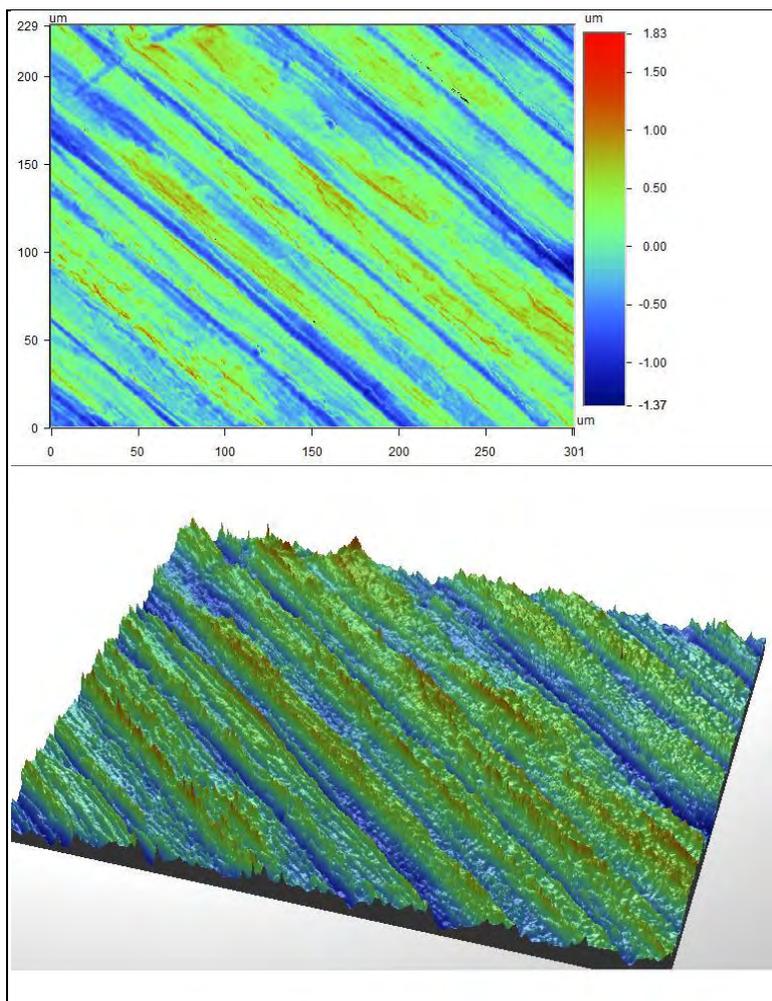


Figura 5.11 - Perfil de uma região aleatória da amostra 2 após o polimento eletroquímico.

5.3. Polimento com Pasta de Diamante

A pasta de diamante é um tipo de abrasivo a base de polioli e pó de diamante sintético com variadas granulações e concentrações, apropriadas para diferentes aplicações, como preparação, lapidação e polimento de diversos tipos de materiais metálicos e não metálicos.

A aplicação da pasta é feita através de feltros ou materiais similares e o polimento pode ser feito manualmente ou através de dispositivos mecânicos de rápida rotação, denominados politrizes.

5.3.1. Procedimento Experimental

Foram realizados dois experimentos: no primeiro polimos duas amostras por aproximadamente 24 minutos cada uma, utilizando seis diferentes granulações de pasta, empregando água como solvente; no segundo polimos uma amostra por aproximadamente 80 minutos, utilizando oito diferentes granulações de pasta sem o uso de solvente. Os procedimentos foram realizados com o auxílio de uma micro retífica pneumática, onde foram acopladas pontas de feltro que, sujeitas a uma rápida rotação, executaram o polimento utilizando a pasta de diamante como abrasivo. Nas Figuras 5.12 (a), (b) e (c) podemos ver as ferramentas utilizadas. A Tabela 5.3 apresenta a especificações dos dois procedimentos mencionados.

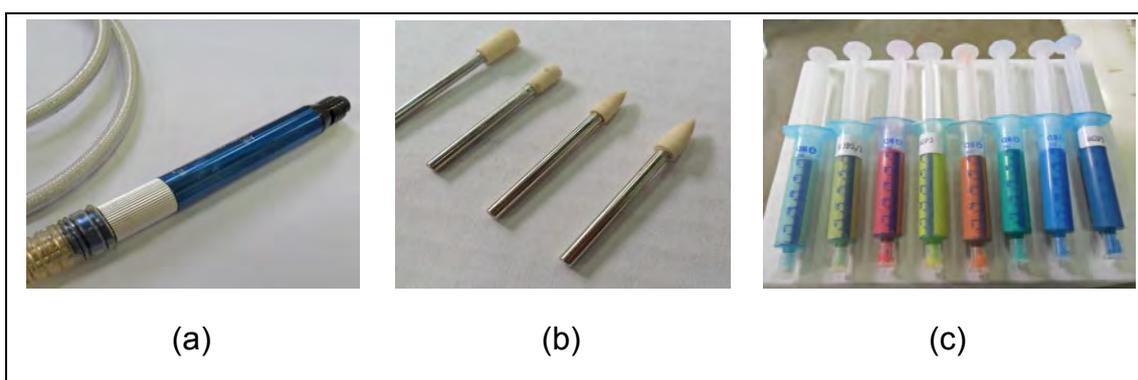


Figura 5.12 - (a) Micro retífica pneumática; (b) Pontas de feltro; (c) Pasta de diamante de várias granulações.

No primeiro experimento foi muito importante o emprego do solvente, visto que o processo de polimento provocava um aquecimento excessivo das amostras; no segundo experimento utilizou-se um feltro mais resistente e uma velocidade de rotação menor, pôde-se então abrir mão do solvente, que oferecia como desvantagem a diluição demasiada da pasta, prejudicando o desempenho do polimento.

Tabela 5.3 - Parâmetros do polimento com pasta de diamante de três amostras de nióbio.

Pasta diamantada		Experimento 1		Experimento 2
<i>Díâmetro médio dos grãos</i>	<i>Aplicação</i>	Amostra 1	Amostra 2	Amostra 3
6 μm – 12 μm	Lapidação	-	-	10 min
4 μm – 8 μm	Lapidação	4 min	4 min	10 min
3 μm – 6 μm	Lapidação	-	-	10 min
2 μm – 4 μm	Acabamento	4 min	4 min	10 min
1 μm – 2 μm	Polimento espelhado	4 min	4 min	10 min
0,5 μm – 1,5 μm	Polimento espelhado	4 min	4 min	10 min
0 μm – 1 μm	Super polimento	4 min	4 min	10 min
0 μm – 0,5 μm	Polimento final	4 min	4 min	10 min

5.3.2. Resultados e Discussão

Nas Figuras 5.13 e 5.14 são mostradas as medidas de rugosidade média antes e depois do polimento em duas diferentes regiões da amostra, e a respectiva diminuição na rugosidade que o polimento com pasta de diamante provocou. Embora a diferença de rugosidade antes e após o polimento ainda não seja muito maior que 0,5 μm , as três amostras obtiveram uma diminuição na rugosidade de valores muito próximos, o que atribui maior confiabilidade aos resultados deste processo em relação ao polimento eletroquímico.

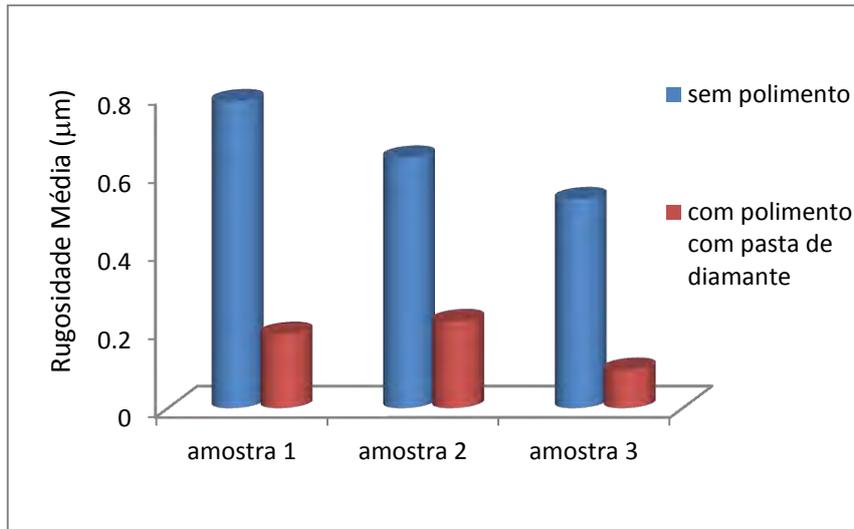


Figura 5.13 - Medidas da rugosidade média da superfície das amostras antes e depois do polimento com pasta de diamante.

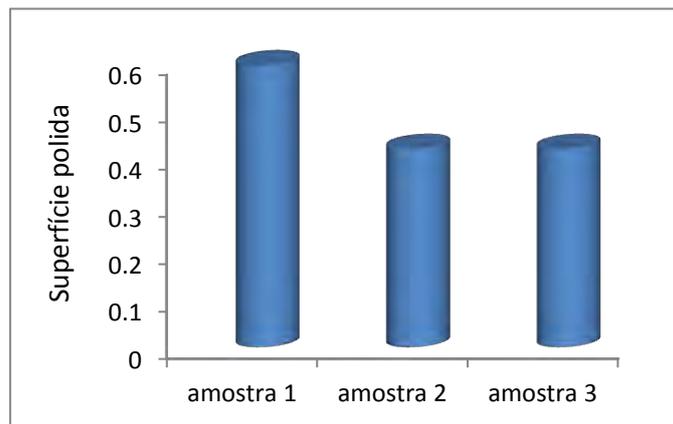


Figura 5.14 - Diferença em micrometros da rugosidade média antes e depois do polimento com a pasta de diamante.

As duas primeiras amostras que foram submetidas ao Experimento 1 e a última, submetida ao Experimento 2, apresentaram um acabamento final semelhante e dado que o Experimento 1 foi realizado em um intervalo de tempo mais curto, pode-se afirmar que este demonstrou ser mais eficiente, indicando que o uso do solvente é relevante.

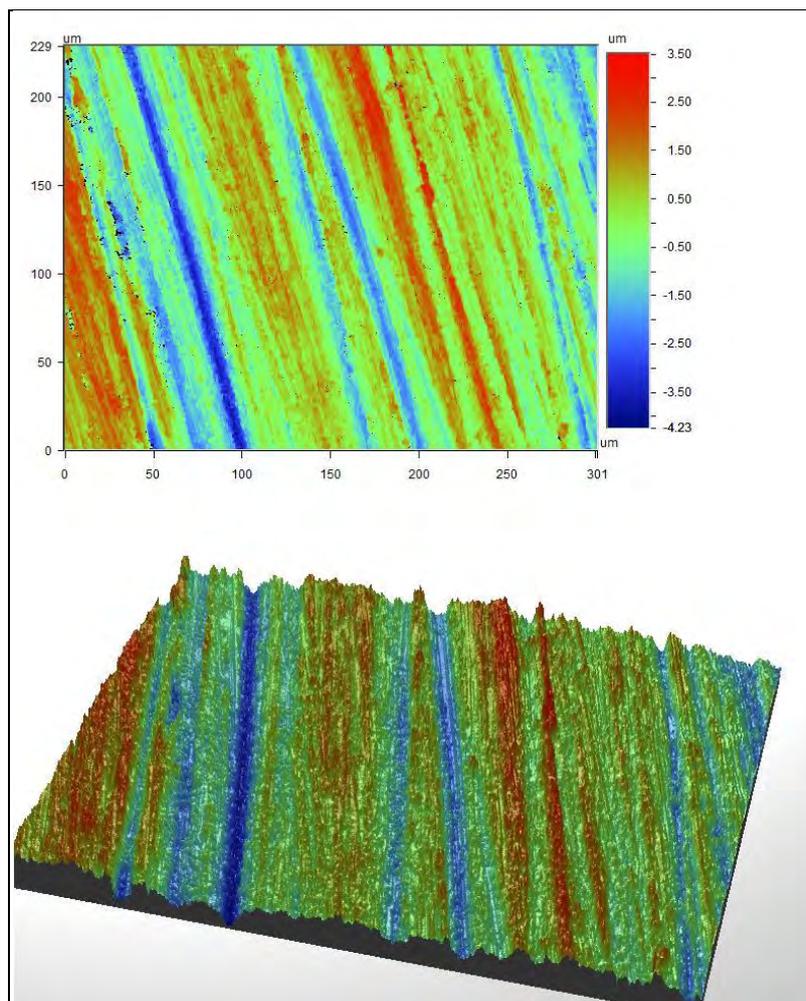


Figura 5.15 - Perfil de uma região aleatória da amostra 1 antes do polimento com pasta de diamante.

As Figuras 5.15 e 5.16 apresentam o relevo da amostra 1 antes e depois do polimento respectivamente. Podemos perceber agora, que a superfície da amostra foi efetivamente suavizada revelando um bom desempenho do polimento. As demais amostras também apresentaram mudanças visualmente satisfatórias.

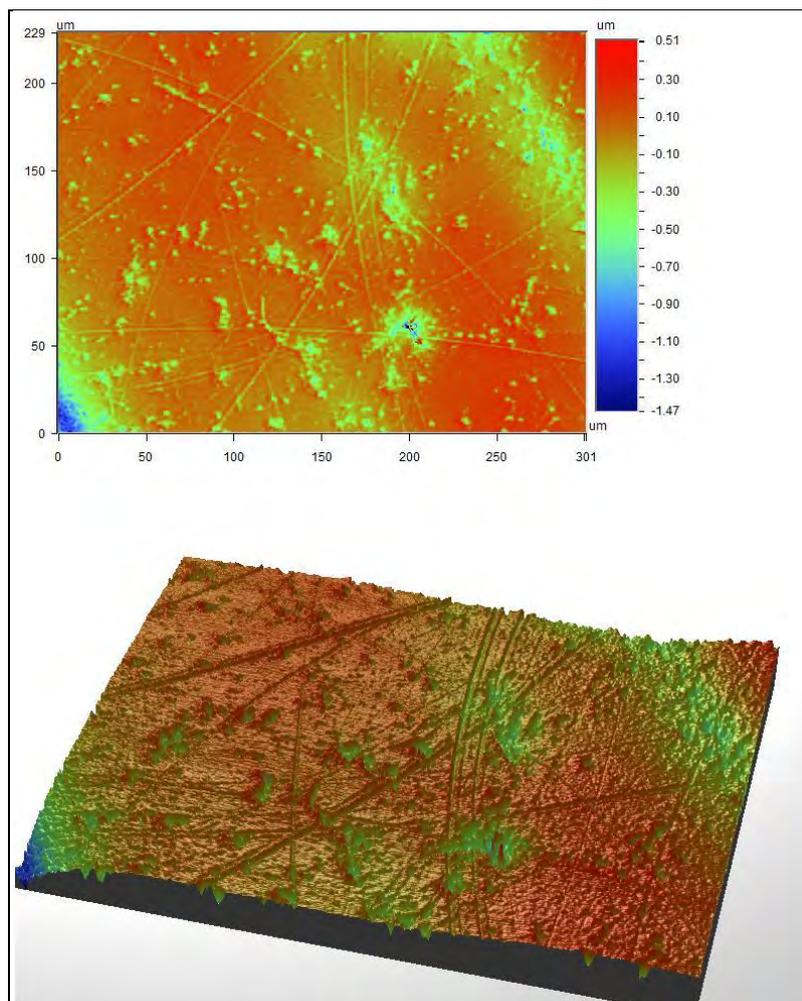


Figura 5.16 - Perfil de uma região aleatória da amostra 1 depois do polimento com pasta de diamante.

Os transdutores dependerão da membrana que fecha a cavidade ressonante para poder modular o sinal injetado na cavidade pelos osciladores. Essa membrana deve ser bem fina para que oscile na mesma frequência que o resto do sistema. Sua espessura dependerá do material escolhido e do seu diâmetro, por isso alguns materiais exigirão dimensões pouco comuns. Soluções para essa questão serão expostas no Capítulo 6.

6 MEMBRANAS

As membranas de silício representam um importante componente na modulação dos sinais eletrônicos injetados na cavidade do transdutor. Como parte do sistema de três modos de oscilação elas deverão possuir, quando resfriadas, uma frequência de ressonância em 3200 Hz, assim como os transdutores e a esfera. Dois conjuntos de membranas foram encomendados no exterior: o primeiro, com 12 mm de diâmetro, possuía as dimensões adequadas para o *design* do transdutor projetado inicialmente. Entretanto, o fornecedor não fabricava estas membranas na espessura desejada, que era de 25 μm . A espessura mínima que ele as fabricava era de 50 μm ; membranas com essa espessura ressoam em 3200 Hz se tiverem diâmetro de 16 mm. Sendo assim, o segundo conjunto encomendado possuía essas últimas dimensões. Como consequência, foi necessário aumentar o diâmetro da furação dos transdutores, fazendo uma modificação no seu *design* para que ele pudesse acomodar as membranas de 16 mm de diâmetro. A usinagem mais difícil foi compensada pelo fato de não ser necessária a diminuição da espessura das membranas, pois elas já viriam na espessura desejada.

Aparentemente o fornecedor subestimou a dificuldade em fazer membranas com estas dimensões, e não conseguiu fornecer todo o lote de 50 membranas encomendadas de 16 mm de diâmetro; somente 39 delas vieram com 50 ± 10 μm de espessura. Foram enviadas mais 28 membranas com 80 ± 15 μm . No caso das membranas de 12 mm de diâmetro, as exigências também não foram atendidas. Foram encomendadas 50 membranas com 50 μm de espessura, assumindo que desenvolveríamos um método para alcançar a espessura ótima de 25 μm . Foram entregues apenas 11 membranas com 50 ± 10 μm , as outras 41 amostras de 12 mm de diâmetro vieram com 125 ± 5 μm , juntamente com outras 19 amostras de 121 μm , com pequenos defeitos. Em razão desta realidade, todas as membranas de 12 mm de diâmetro e as de 16 mm com 80 μm de espessura teriam que ser usinadas quimicamente para serem aproveitadas.

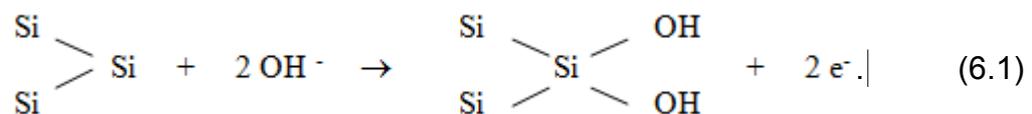
Utilizou-se uma solução básica para corrosão, técnica comumente utilizada em microusinagem de silício. O processo consiste em uma corrosão anisotrópica, ou seja, que dê preferência ao plano cristalográfico (100), em uma solução de KOH, que em determinadas condições deve fornecer uma superfície lisa e uniforme.

6.1. Corrosão Anisotrópica

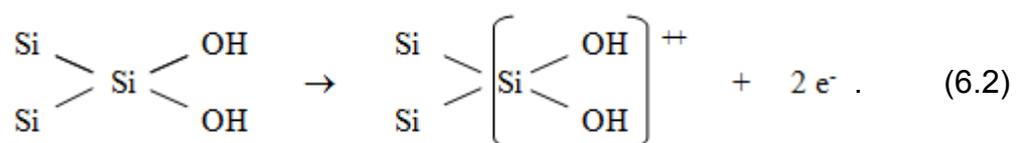
Corrosão de silício em soluções alcalinas tem sido extensamente estudada e, a anisotropia das taxas de corrosão é discutida por diversos autores. A maioria deles acredita que as velocidades de corrosão variam em função do plano cristalográfico do silício, o que pode ser justificado pela variação dos níveis de energia associados às diferentes ligações dos átomos de silício superficiais com átomos mais internos. (FRANÇA, 2003)

De acordo com Seidel et al (1990), quando o silício sólido é imerso no eletrólito, os níveis de Fermi de ambos lados interface tendem ao equilíbrio através da transferência de elétrons da solução alcalina para a rede cristalina do silício.

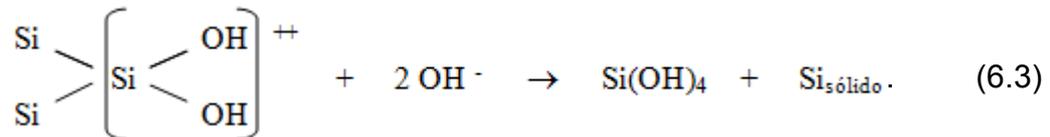
Seidel et al (1990) propõe um modelo para as superfícies {100}, cujos átomos da superfície possuem duas ligações livres, permitindo que dois íons hidroxila se liguem liberando dois elétrons na banda de condução:



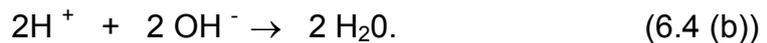
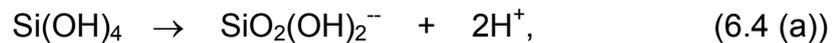
Como resultado da forte eletronegatividade dos átomos de oxigênio, a presença de íons hidroxila na superfície do cristal enfraquece as ligações entre os átomos de silício externos e internos:



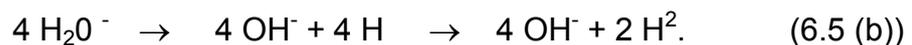
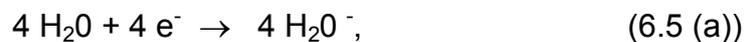
O complexo SiOH^{++} reage então com mais dois íons hidroxila para formar ácido ortosilicato:



E o ortosilicato em solução de pH maior que 12 produzirá um novo complexo acompanhado de mais dois elétrons:



Moléculas de água próximas a interface sólido/eletrólito se combinarão com os elétrons em excesso na banda de condução:



É assumido que os quatro íons hidroxila produzidos nesta etapa de redução sejam os mesmos responsáveis pela etapa de oxidação nas reações 6.1 e 6.3. Inclusive, observações experimentais apontam para uma dependência da taxa de corrosão com a quarta potência da concentração de água. Simultaneamente, os átomos de hidrogênio difundindo-se na rede cristalina do silício são responsáveis por induzir um processo de corrosão.

6.1.1. Lei de Arrhenius

A taxa de corrosão do cristal de silício em soluções aquosas depende da temperatura da reação segundo a seguinte equação:

$$R = R_0 \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right), \quad (6.6)$$

onde R é a taxa de corrosão, R_0 é o fator pré-exponencial, E_A é a energia de ativação, k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura. Essa equação é conhecida como Lei de Arrhenius (SILVA, 2008).

O fator pré-exponencial está relacionado com a concentração de KOH na solução e foi determinado empiricamente por FRANÇA (2003), que estudou a corrosão de lâminas de silício em uma solução de KOH 30% em água com adição de isopropanol.

A energia de ativação representa a energia necessária que a maioria das moléculas deverá atingir para que sejam capazes de vencer a barreira de potencial (SILVA, 2008). França (2003) obteve essa energia, bem como o fator pré-exponencial, linearizando a Equação 6.6:

$$R_0 = 1,38 \cdot 10^{-13} \text{ nm/min e } E_A = 0,87 \text{ eV.} \quad (6.7)$$

6.2. Preparação e ajuste da solução de KOH

Para preparar uma solução de KOH 30% em água foram realizados os seguintes procedimentos:

- Mediu-se 300 gramas de hidróxido de potássio sólido em uma balança semi-analítica.
- Misturou-se o hidróxido de potássio com 600 ml de água deionizada.
- Essa mistura deu origem a uma reação exotérmica, sendo assim, foi necessário que se esperasse aproximadamente 90 minutos para que ela atingisse a temperatura ambiente.
- A solução foi adicionada a um recipiente e acrescida de água deionizada até que se atingisse a marcação de um litro.

Embora as etapas tenham sido seguidas criteriosamente, essa solução, como já era esperado, não possuía a concentração desejada. Para a determinação

da concentração verdadeira, vários procedimentos de titulação foram realizados, sempre acompanhados por pequenos ajustes da solução, com a intenção de nos aproximarmos o máximo possível da concentração de 30%.

As titulações obedeceram às seguintes etapas:

- Em um *erlenmeyer*, mede-se a massa de cinco gotas da solução preparada.
- Adiciona-se aproximadamente 100 ml de água deionizada.
- Adicionam-se duas gotas de solução de fenolftaleína 1%. A mistura adquire uma coloração rosada.
- Com uma *bureta*, adicionamos gota a gota uma solução padrão de HCl 0,2 N até que a solução adquira uma tonalidade rosa claro. O volume de HCl acrescentado é registrado.

O cálculo da concentração é obtido segundo a Equação:

$$[\text{KOH}] = \frac{11,2218 \cdot 10^{-3} \times \text{Volume de HCl (ml)}}{\text{Massa da solução de KOH (g)}} \times 100\% \quad (6.8)$$

Em todas as titulações realizadas constatou-se que a concentração estava abaixo do valor desejado. Sendo assim, a correção consistiu simplesmente no acréscimo de KOH sólido à solução. A Tabela 6.1 apresenta as titulações realizadas até o alcance de uma concentração de 29,77%, considerada satisfatória.

Uma vez que a concentração de 30% em massa foi alcançada, 160 g de isopropanol (*Merck*) e 800 g de solução de KOH foram misturados. Segundo França (2003), a solução de KOH combinada ao isopropanol é responsável por corrosões com melhores acabamentos.

Tabela 6.1 - Etapas de preparação da solução de hidróxido de potássio.

	Concentração da solução de KOH	Massa de KOH sólido acrescentada
Titulação 1	16,75 %	87 g
Titulação 2	27,77 %	43 g
Titulação 3	28,52 %	27 g
Titulação 4	29,80 %	22 g
Titulação 5	29,77 %	-

6.3. Equipamento experimental

Para corrosão utilizou-se um reator modelo “Atlas Potassium” fabricado pela Syrris Ltd. Esse reator possui agitação mecânica e controle de temperatura por banho termostático. Ele é composto por um recipiente de vidro encamisado, por onde circula um óleo que atua na manutenção da temperatura (Figura 6.1).



Figura 6.1 - Reator “Atlas Potassium”.

O suporte mostrado na Figura 6.2 foi desenvolvido para que as membranas ficassem suspensas e estrategicamente posicionadas dentro do reator, de forma que não fossem danificadas pelo vórtice formado pela agitação do líquido, e tampouco corroídas de forma desigual em função do desalinhamento de suas faces. França (2003) observou que amostras posicionadas 90° em relação ao fluxo obtêm um acabamento melhor.



Figura 6.2 - Suporte para suspensão das amostras durante a corrosão.

6.4. Corrosão

A corrosão pôde ser automatizada através de um software que possibilitava tanto controlar remotamente o reator como a programação de todas as etapas do procedimento, que eram três: o aquecimento da solução, a corrosão e o resfriamento da solução.

As membranas foram previamente mergulhadas em uma solução de ácido fluorídrico de concentração 2% em água, em seguida lavadas cuidadosamente em água deionizada corrente. Isso foi feito para que se removesse o óxido nativo da superfície do silício, que poderia prejudicar o procedimento impedindo que a superfície resultante fosse homogênea e alterando a taxa de corrosão.

A espessura corroída foi controlada pelo tempo, já que a solução rigorosamente preparada possuía uma taxa de corrosão precisamente determinada. As lâminas de 12 mm de diâmetro possuíam aproximadamente 121 μm de espessura, segundo a especificação do fabricante. De acordo com França (2003) a taxa de corrosão para uma solução de KOH 30% deveria estar bem próxima de 0,65 $\mu\text{m}/\text{min}$, sendo assim com o objetivo de obtermos lâminas com 25 μm , o porta-amostras ficou imerso na solução por 1 h 13 min. e 27 s, pois levou-se em consideração que a taxa de corrosão deve ser dobrada uma vez que as duas faces da lâmina são corroídas simultaneamente. Assim que retiradas da solução, as membranas foram lavadas cuidadosamente em água deionizada corrente e secaram em condições ambientes. O reator em funcionamento e a lâmina de silício já corroída são mostrados nas Figuras 6.3 e 6.4 respectivamente.



Figura 6.3 - Reator na etapa pré-corrosão.



Figura 6.4 - Lâmina de silício corroída quimicamente.

Devido à fragilidade das membranas, com espessuras bastante pequenas, optou-se por manuseá-las com uma pinça a vácuo. O suporte desenvolvido garantiu que as membranas pudessem ser posicionadas dentro do reator de uma forma segura, que além de mantê-las suspensas as protegeu do impacto com a solução que, devido à agitação, possuía um fluxo turbulento próximo ao vórtice.

Tabela 6.2 - Etapas da corrosão química.

	<i>Ambiente</i>	<i>Procedimento</i>	<i>Frequência do agitador</i>	<i>Período</i>
Pré - corrosão	Capela	Remoção da camada de óxido natural	-	10 s
1ª Etapa	Reator	Aquecimento	200 rpm	40 min
2ª Etapa	Reator	Corrosão	100 rpm	1h 13min 27s
3ª Etapa	Reator	Resfriamento	300 rpm	40 min
Pós - corrosão	Capela	Lavagem em água deionizada	-	Alguns segundos

A Tabela 6.2 possui o resumo das três etapas do processo descrito acima. Tanto a agitação da solução como os intervalos de tempo de cada uma das

etapas foram controlados pelo software do reator, preparado previamente para atender as necessidades do nosso experimento. As Figuras 6.5 e 6.6 mostram o esquema de pré-corrosão e corrosão, respectivamente.

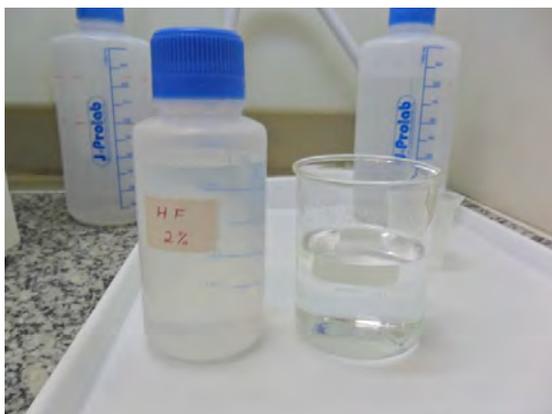


Figura 6.5 - Preparação da solução de ácido fluorídrico para remoção do óxido nativo.



Figura 6.6 - Corrosão química da amostra de silício.

6.5. Resultados e discussões

Para validar o método de corrosão como alternativa para a fabricação das membranas foi necessário que se medisse a espessura das amostras corroídas. Optou-se por realizar essas medidas com o Microscópio Eletrônico de Varredura (MEV) instalado no Laboratório Associado de Sensores e Materiais (LAS), entretanto, este equipamento permitia somente a medida das

bordas, o que não reproduzia a verdadeira espessura das lâminas, uma vez que no processo de corrosão as extremidades das amostras ficaram presas no suporte e não foram sujeitas diretamente ao fluxo da solução corrosiva. Sendo assim, decidiu-se abandonar esta ideia e medir as membranas diretamente com um micrômetro.

A medição com este instrumento pôde ser realizada de duas maneiras: com as bordas do micrômetro planas ou com uma delas com contornos esféricos, novamente esbarrou-se em resultados não verossímeis, pois as bordas planas só são capazes de registrar a altura da região de aperto. As bordas com formato arredondado também apresentaram um inconveniente: apesar de apresentar medições mais precisas exerciam uma pressão demasiada ao tocar a membrana e esta se partia no processo. Ainda assim, embora tenha destruído as amostras no processo de medição, este último método revelou espessuras mais próximas à realidade e mostrou que a primeira amostra possuía 38 μm de espessura e a segunda 44 μm . O que resulta em um desvio relativo percentual de 52 % e 76 % em relação ao previsto, respectivamente.

Eram esperados resultados melhores quanto à espessura, sobretudo porque a solução utilizada para a corrosão apresentou um comportamento mais satisfatório em outros experimentos. A causa desta divergência possivelmente é a mudança do *set up* do procedimento, já que a corrosão não havia sido previamente ensaiada no reator “Atlas Potassium”, e ainda que este tenha modificado minimamente as condições do experimento (rotação, temperatura e volume de solução), foi cogitado também que o suporte utilizado favorecia uma face da lâmina, o que poderia ter alterado a taxa de corrosão na face que ficou obstruída pela posição da haste do porta-amostras.

Baseado nessas conclusões, optou-se por trabalhar em paralelo em duas soluções. Uma delas foi o desenvolvimento de um novo suporte, que oferecesse condições semelhantes a ambas as faces das lâminas, e a outra foi substituição do material, utilizando o nióbio ao invés do silício.

Lâminas de nióbio oferecem aparentes vantagens em relação às de silício. A velocidade do som no nióbio é menor, já que sua massa específica é muito maior, conseqüentemente a frequência das ondas sonoras que se propagam no sólido será mais baixa e, para que seja possível atingir a frequência de ressonância desejada, deve-se aumentar a espessura da lâmina. Esse comportamento é interessante, uma vez que membranas mais espessas serão de mais fácil manuseio. A deposição do filme de nióbio puro sobre as membranas também será favorecida, pois haverá uma maior aderência do filme e ainda espera-se que uma espessura maior permita um melhor fluxo de corrente, gerando maior uniformidade na camada de óxido criada por anodização. Todos esses fatores devem contribuir para a manutenção de um bom fator de qualidade elétrico.

Contudo, ainda há questões a serem melhores desenvolvidas, pois configuram possíveis desvantagens. Em especial pode-se dizer que o desconhecimento do fator de qualidade mecânico da lâmina de nióbio é uma delas, particularmente porque medidas de amostras espessas de nióbio e silício apontam um Q_{mec} de 230 milhões e 3 bilhões respectivamente (BLAIR, 1991), o que sugere que as lâminas de nióbio tenham um Q_{mec} pior em comparação as de silício. Outro ponto a ser considerado nesse sentido é a dificuldade em se resfriar supercondutores a temperaturas muito baixas, pois a propriedade de supercondutividade faz com que somente os elétrons da superfície transportem calor, o que torna difícil a retirada de calor do interior do material.

Foram realizados testes com lâminas de nióbio para que se observassem suas frequências de ressonância atuando como terceira massa do oscilador acoplado que operará como transdutor. O teste serviu basicamente para que se estimasse com qual diâmetro a lâmina atingiria ressonância em 3,2 kHz no transdutor resfriado. O diâmetro considerado é aquele no qual a lâmina estaria livre para oscilar. A Figura 6.7 (a) e (b) apresenta seis peças de metal onde foram coladas com *Super Bonder*³, utilizando uma ponta fina de teflon, membranas de 0,05 mm de espessura; cada uma delas livre para oscilar em

³ Adesivo instantâneo a base de cianocriolato.

uma região com diâmetro de 6,9; 8; 9,2; 10; 11 e 12 mm. Estas foram fixadas em um flange presa a uma massa cilíndrica de cerca de 100 kg, assim quando a peça era excitada a membrana ressoava.



Figura 6.7 - Peças de metal onde foram coladas as membranas de nióbio. (a) Faces onde foram coladas as membranas. (b) Faces com a abertura onde as membranas ficaram livres para oscilar.

A Figura 6.8 mostra um gráfico que contém seis médias para a configuração “peças fixas”, que se refere às peças presas a massa cilíndrica por meio de um flange. Cada média é resultado de dez medidas da frequência de oscilação de uma das seis membranas presas às peças de metal; com exceção da membrana correspondente à abertura de 12 mm, onde realizamos somente seis medidas porque a membrana foi danificada na sétima medida. Este mesmo gráfico apresenta ainda cinco medidas das frequências de ressonância quando a peça era segurada manualmente quando excitada (peças livres). A medida da sexta peça não pôde ser realizada em função do dano anterior. A Tabela 6.3 resume os resultados.

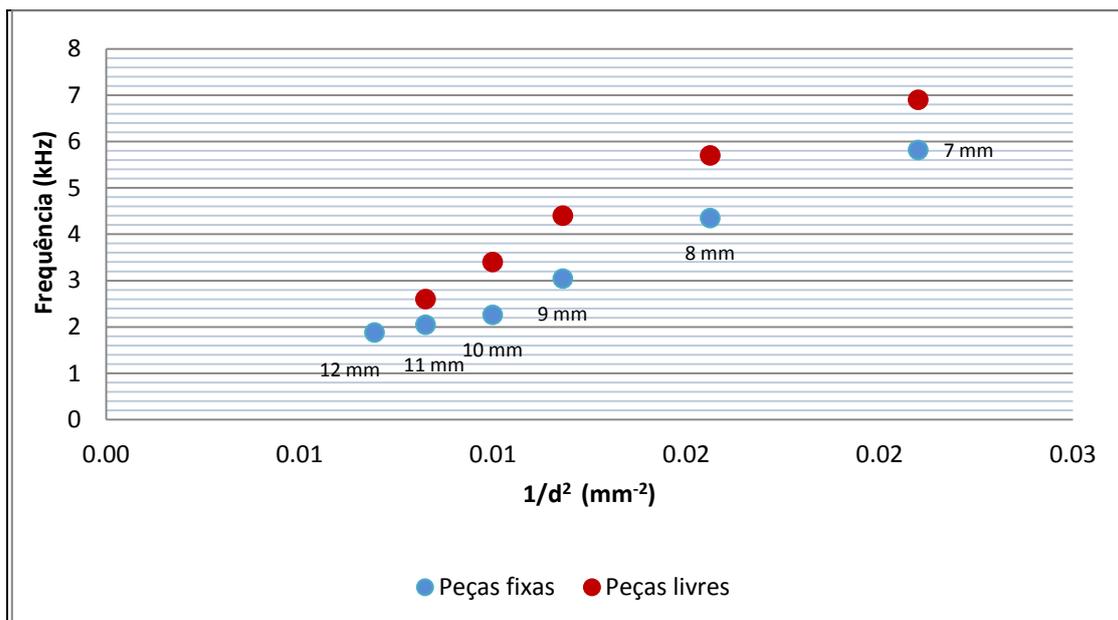


Figura 6.8 - Frequência de oscilação das membranas de silício.

Para que a membrana vibre com 3,2 kHz em alguns milikelvins, estima-se que ela deva vibrar em 3,1 kHz em 300 K, em razão do aumento da velocidade do som no nióbio com o resfriamento. Se for adicionada uma linha de tendência aos pontos dos dois conjuntos de medidas, encontraremos duas retas cujos coeficientes estão na tabela 6.4.

Tabela 6.3 - Frequência de ressonância para membranas de silício livres para oscilar em aberturas de diferentes diâmetros.

	<i>Frequência na peça fixa</i>	<i>Frequência na peça livre</i>
6,9 mm	5,8 kHz	6,9 kHz
8 mm	4,4 kHz	5,7 kHz
9,2 mm	3,0 kHz	4,4 kHz
10 mm	2,3 kHz	3,4 kHz
11 mm	2,1 kHz	2,6 kHz
12 mm	1,9 kHz	-

Tabela 6.4 - Coeficientes angulares e lineares das linhas de tendência ajustadas às medidas da frequência de oscilação das membranas de silício.

	<i>Peça livre</i>	<i>Peça fixa</i>	<i>Peça Fixa*</i>
Coeficiente angular	335,3	295,4	319,4
Coeficiente linear	0,1	- 0,4	-0,8

* (sem os pontos de 12 e 11 mm).

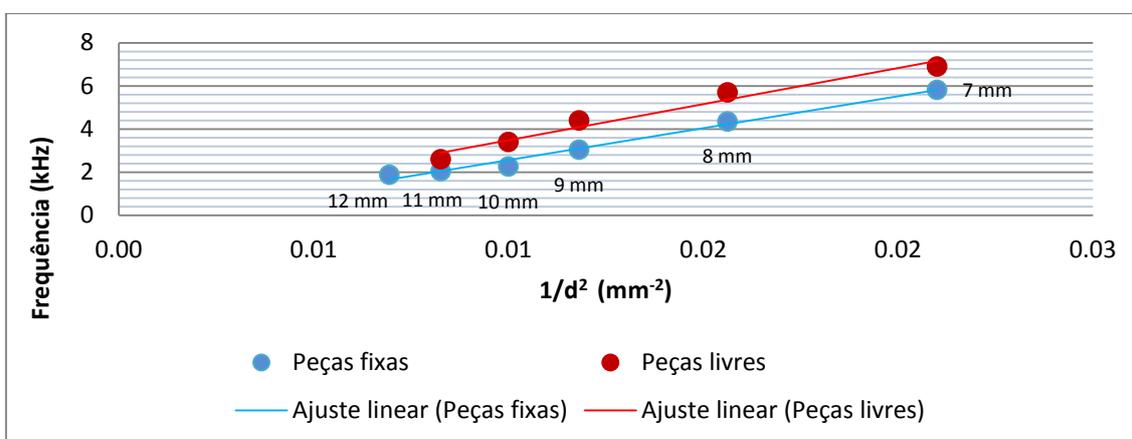


Figura 6. 9 - Ajuste linear à frequência de oscilação das membranas de silício.

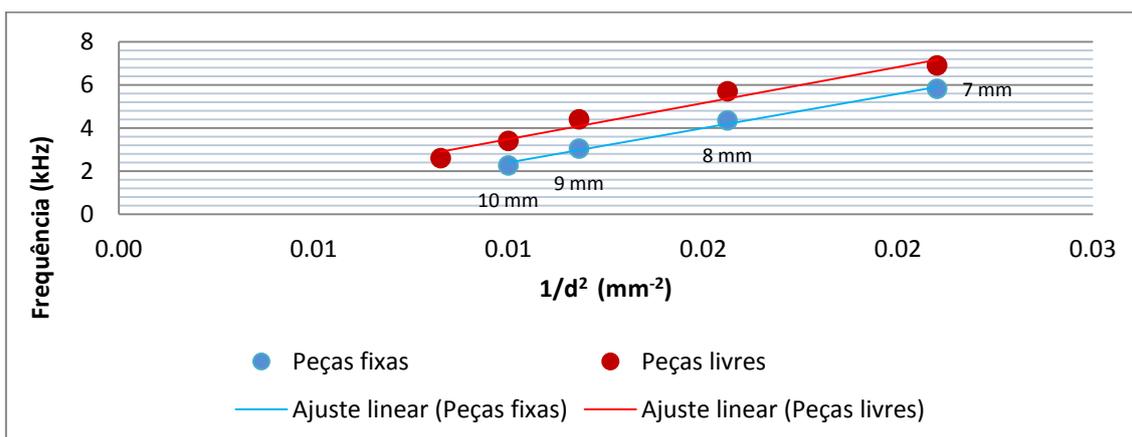


Figura 6. 10 - Ajuste linear à frequência de oscilação das membranas de silício. Os pontos correspondentes aos diâmetros de 12 mm e 11 mm das peças fixas foram desprezados.

Os coeficientes das retas diferem razoavelmente, entretanto se forem desprezadas as medidas das membranas com diâmetros livres de 11 e 12 mm, obtêm-se duas retas praticamente paralelas (Figuras 6.9 e 6.10), o que demonstra que o comportamento se manteve nos dois modos de medição; revelando, contudo, um pequeno deslocamento da curva obtida com as medidas manuais. Considerando que a reta deveria ter constante nula, a curva que mais se aproxima do esperado é àquela onde a peça foi segurada com as mãos. Sendo assim, pode-se estimar que o diâmetro adequado para a lâmina de nióbio é aproximadamente 10,6 mm.

Como foi dito, a segunda alternativa para se melhorar o desempenho das membranas consistiu em construir um novo porta-amostras. O suporte desenvolvido para substituir o anterior é mostrado na Figura 6.9, ele deixa ambas as faces da lâmina expostas por igual, e agora a membrana é presa pelas bordas, o que é conveniente, visto que as bordas sofrerão menos corrosão e sendo mais espessas protegerão a membrana. O novo porta-amostras oferece ainda outras vantagens: as amostras ficam mais estáveis e corre-se um risco menor que elas se desprendam devido à agitação da solução; e para finalizar ele é capaz de suspender duas lâminas simultaneamente, o que otimiza o procedimento.

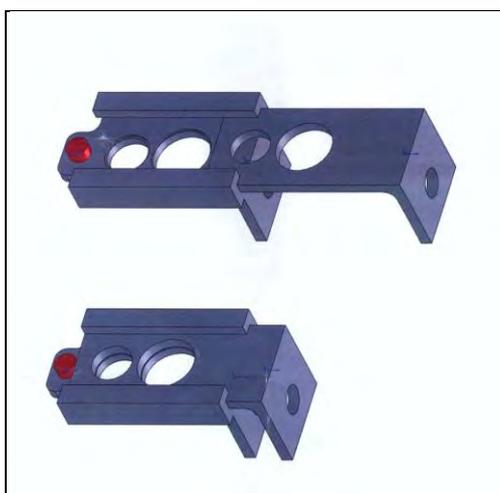


Figura 6.11 - Novo suporte para suspensão das membranas durante o processo de corrosão.

7 CONSIDERAÇÕES FINAIS

O trabalho experimental na física de ondas gravitacionais pode ser apontado como um desafio tecnológico, no sentido de que detectar sinais com amplitudes tão ínfimas, geradas por eventos tão distantes e relativamente raros na vizinhança da nossa galáxia, exige um desempenho quase perfeito de todos os sistemas que agregam o aparato de detecção, independente de qual modelo de detector seja escolhido.

A opção brasileira de se incluir no esforço global em se investigar a natureza da radiação gravitacional, através de um detector esférico de massa ressonante, incumbiu aos cientistas o trabalho de desenvolver um método de transdução de energia vibratória em energia elétrica, extremamente eficiente. Todo o detector, desde isolamento sísmico, criogenia ou aquisição eletrônica, necessita possuir alta robustez, mas, sobretudo a *performance* dos transdutores paramétricos deve proporcionar um ganho que viabilize a identificação de um evento.

O foco dessa dissertação foi a reconstrução desses transdutores visando melhores resultados em comparação a geração anterior. Foram atacadas três diferentes frentes: a mecânica vibracional responsável pelo ganho em amplitude, o tratamento superficial para a sustentação de um alto fator de qualidade elétrico e o desenvolvimento de um terceiro oscilador que favoreça o acoplamento e reúna características eletromecânicas que contribuam positivamente no processo de transdução.

O primeiro tema abordou a eficiência da geometria do corpo do transdutor. Segundo testes que avaliaram a comportamento da ressonância de diferentes peças, concluiu-se que, uma vez que a frequência de ressonância esteja associada à rigidez das molas, estas deveriam estar minimamente vulneráveis ao manuseio das peças. Foi assim que se decidiu retirar as molas das laterais do transdutor e transferi-las para a direção longitudinal, com a única função de proporcionar a oscilação da cavidade ressonante. O material do transdutor também foi questionado, uma vez que a deformação plástica das molas é uma

condição inviabilizadora, sendo assim o molibdênio foi sugerido para substituir o nióbio no corpo do transdutor.

O encaixe das peças à esfera também teve que ser revisto, já que as molas não teriam mais a função de proporcionar a aderência do transdutor à esfera; para essa questão foi atribuída uma solução simples: os transdutores que possuem coeficiente de expansão térmica inferior ao da liga de cobre e alumínio, podem ser encaixados facilmente a temperatura ambiente, porém devem ficar rigidamente acomodados quando a esfera for resfriada.

Estudou-se também uma forma de se ajustar a frequência de ressonância do modo longitudinal de oscilação com maior precisão. E decidiu-se realizar essa retificação de frequência durante o processo de usinagem, retirando pequenas quantidades de material das molas com imediata análise do espectro de frequência.

Sobre o tratamento superficial, avaliado em alguns ensaios, alguns critérios e métodos foram estabelecidos. A anodização revelou melhores resultados com eletrodos menores, utilizando-se como contra-eletródo uma tela de titânio platinado ao invés de aço inox. Estabeleceu-se o hidróxido de amônia 30% como solução, e este associado a uma tensão de 45 V, deverá criar um filme óxido de aproximadamente 90 nm de espessura de cor amarela em poucos minutos se utilizada uma solução limpa.

Realizaram-se alguns polimentos eletroquímicos, mas esse processo mostrou-se demasiadamente trabalhoso se ponderado pelos resultados poucos satisfatórios. O polimento com pasta de diamante utilizando-se pontas de feltro rotativas demonstrou maior praticidade e a amostra apresentou uma diminuição da rugosidade média maior do que havia apresentado com o procedimento eletroquímico.

As membranas - atuantes como terceira massa do sistema de osciladores acoplados formado pelo conjunto: esfera, corpo do transdutor e membrana - se feitas de silício, devem possuir uma espessura extremamente pequena para

que oscilem na frequência adequada. Para que se obtivessem lâminas com as dimensões desejadas, optou-se pela corrosão química. A metodologia exposta apresentou bons resultados, entretanto devido à fragilidade dessas estruturas, houve um aproveitamento ruim das membranas que foram sujeitas ao procedimento, visto que elas se quebraram facilmente durante o manuseio. Alternativas foram expostas, melhorias no aparato de corrosão devem oferecer maior segurança às membranas, nesse sentido um novo suporte para suspensão delas no reator foi desenhado, visando protegê-las da agitação da solução. Outra proposta foi substituir o silício pelo nióbio, pois lâminas feitas deste último material devem ser mais espessas para que ressoem na frequência ideal. Essa troca revela vantagens e desvantagens, portanto optou-se por dar seguimento às duas opções em paralelo.

Todas as modificações realizadas no modelo de transdutor constituíram avanços significativos do sistema de transdução do Detector Mario Schenberg. Um ensaio feito no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) em Campinas, onde foi realizado *sputtering* de nióbio superpuro na extremidade do transdutor onde foram coladas as membranas de silício, apontaram que alguns detalhes devem ser revistos para que as melhorias surtam efeito. Como exemplo, podemos citar a colagem das membranas nas bordas do transdutor com cola *Super Bonder*. Concluiu-se que um procedimento mais cuidadoso deve ser desenvolvido, pois a cola evaporou e contaminou a região livre da membrana comprometendo todo o procedimento de pulverização. Acredita-se também que a não uniformidade da corrente elétrica causada pela estreita seção de passagem da corrente, tenha dificultado a obtenção de uniformidade na superfície das membranas após a deposição, e este foi outro inconveniente causado pela cola.

Outro problema detectado foi a anodização do nióbio depositado nas membranas, já que a anodização realizada após o *sputtering* não saturou e, portanto a superfície anodizada não assumiu a coloração indicadora da espessura adequada, supostamente porque o corpo de molibdênio se fez de

obstáculo à passagem da corrente pelo ânodo, uma vez que este possui um volume muito maior que as amostras testadas.

A revisão de cada particularidade do sistema de transdução deve ser uma atividade contínua, assim como a busca por outras formas de melhoramento. Esses transdutores já com algumas correções e modificações devem ser utilizados na próxima corrida do Schenberg, algumas variações do mesmo modelo devem ser usadas simultaneamente para que se possa avaliar na prática quais apresentam melhor desempenho. Dessa forma, será possível projetar atualizações mais fidedignas das necessidades do detector, para que ele possa adentrar o cenário mundial equiparado com os outros detectores em funcionamento.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AGUIAR, O. D. **Amplitudes e frequências características dos diferentes detectores.** (INPE, São José dos Campos) 2012. Comunicação Pessoal.

AGUIAR, O. D. **Projeto eLISA/ transdutor de molibdênio** (INPE, São José dos Campos) 2012. Comunicação Pessoal.

AGUIAR, O. D. **Gravitational wave detection: What is new.** Aceito pela Revista Mexicana de Astronomia y Astrofísica. (INPE, São José dos Campos) 2011. Comunicação Pessoal.

AGUIAR, O. D. **Montagem, teste e operacionalização do sistema de refrigeração por diluição $^3\text{He}/^4\text{He}$, do detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg.** (INPE, São José dos Campos) 2011. Comunicação Pessoal (Plano de trabalho de Xavier Pierre Marie Gratens).

AGUIAR, O. D. **Montagem, teste e operacionalização do sistema de refrigeração por diluição $^3\text{He}/^4\text{He}$, do detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg.** (INPE, São José dos Campos) 2011. Comunicação Pessoal (Relatório Final de Atividades de Xavier Pierre Marie Gratens).

AGUIAR, O. D. **Detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg e transdutor.** (INPE, São José dos Campos) 2011. Comunicação Pessoal (2 figuras).

ALVES, N. P.; TOKORO, R. **Estudo e desenvolvimento de eletrodos de Nb/Nb₂O₅ visando aplicações em determinações de pH.** Divulgação de trabalho de pesquisa realizado no Instituto de Química – USP. 1999. Disponível em: <http://www.quimlab.com.br/PDF-art/Estudo e Desenvolvimento de Eletrodos de Nb-Nb₂O₅ .pdf>. Acesso em: 8 Jul. 2011.

ALWITT, R. S. **Anodizing.** Northbrook: The University of North Carolina at Chapel Hill, 2002. Disponível em: <http://electrochem.cwru.edu/encycl/>. Acesso em: 1 mar. 2011.

BLAIR, D. G. **The detection of gravitational waves.** Cambridge: Cambridge University Press, 1991. 481 p.

BOOTHE, C.; BOOTHE, S. Nióbio anodizado: diferentes voltagens aplicadas e as respectivas cores obtidas. **Anodizing Titanium and Niobium: Science and Art Combined**, Exotica Jewelry's titanium creations, 2010. Disponível em: <TitaniumRingsForever.com.> Acesso em: 2 set. 2011

BRUNDLE, C. A.; EVANS, C. A. JR.; WILSON, S. **Encyclopedia of characterization: Surfaces, Interfaces, Thin Films.** Greenwich: Manning Publications Co. 1992. 751 p.

CAMP, J. B.; CORNISH, N. J. Gravitational Wave Astronomy. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, v. 54, p 525-577, 2004.

CATTANI, M. **Gravitational waves I: basic emission equations** - <http://arxiv.org/abs/1001.2518> 2009 (e-print). Acesso em: 14 set. 2010.

CATTANI, M. **Gravitational waves II: emitting systems** - <http://arxiv.org/abs/1003.2105> 2010 (e-print). Acesso em: 14 set. 2010.

CATTANI, M. **Gravitational waves III: detecting systems** - <http://arxiv.org/abs/1004.2470> 2010 (e-print). Acesso em: 14 set. 2010.

CIOVATI, G.; KNEISEL, P. Measurement of the high-field Q drop in the TM010 and TE011 modes in a niobium cavity. **Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams**, v. 9, n. 4, p. 1098-4402, 2006.

Cryogenic Laser Interferometer Observatory (CLIO). **As cinco classes de detectores associados às faixas de frequência e amplitude onde atuam**. 2012. Disponível em <http://www.icrr.u-tokyo.ac.jp/gr/clio/> Acesso em: 08 mar. 2012.

DEMIANSKI, M. **Relativistic astrophysics**. Warszawa: Polish Scientific Publishers, 1985. 341 p.

D'INVERNO, R. **Introducing einsten's relativity**. New York: Oxford University Press, 1992. 383 p.

FARIA I. C. **Eletrocromismo em filme de óxido de níquel**. 1997. Tese (Doutorado em ciências). Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP, Campinas, 1997.

FONSECA, C. M. N. P., **Eletrocromismo em filmes finos de oxi-hidróxido de cobalto**. 1992. 132 p. Dissertação. Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP, Campinas, 1992.

FURTADO, S. R. **Desenvolvimento de transdutores paramétricos de alta sensibilidade para o detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg**. 2009. 376 p. Tese (Doutorado em ciência espacial/ Astrofísica) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2009.

FRAJUCA, C et al. Transducers for the Brazilian gravitational wave detector 'Mario Schenberg'. **Classical and Quantum Gravity**, v. 19, p. 1961-1965, 2002.

FRANÇA, E. K. **Corrosão de silício (100) e de SiO₂ em KOH assistida por ultra-som e desenvolvimento do processo de oxidação de Silício**. 2003. 125 p. Dissertação (Mestrado em Ciência no Curso de Engenharia Aeronáutica e Mecânica, Área de Física e Química dos Materiais Aeroespaciais) – Instituto Tecnológico de Aeronáutica (ITA), São José dos Campos, 2003.

FREITAS, E. S. R. **Parâmetros topográficos para avaliação, caracterização e controles tribológicos de superfícies de engenharia**. 2006. 118 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica). Universidade de São Paulo – USP, São Carlos, 2006.

FRENCH, A. P. **Vibrations and waves**. New York: The Massachusetts Institute of Technology, 1966. 316 p.

GOMES, U. U.; JULIÃO J. F.; PINATTI, D. C. Estudos em filmes anódicos em óxido de tântalo. **Química Nova**, v. 12, n. 12, p. 130-135, 1989.

GOMES, M. A. B.; BULHÕES, L.O.S. Crescimento de filmes anódicos sobre o nióbio. SIMPÓSIO BRASILEIRO DE ELETROQUÍMICA E ELETROANALÍTICA (VI SIBEE), 6., 1988. São Paulo, Brasil. **Anais...** São Paulo: Universidade de São Paulo – USP, 1988. p. 346 – 353 .

GRANQVIST, C. G. **Handbook of inorganic electrochromic materials**. Amsterdam: Elsevier Science B.V., 2002. 633 p.

GRUNDNER M., HALBRITTER J. XPS and AES studies on oxide growth and oxide coatings on niobium. **J. Appl. Phys.** v. 51, n. 1, p.397-405, 1980.

HAWKING, S. W.; ISRAEL, W. **Three hundred years of gravitation**. New York: Cambridge University Press, 1987. 690 p.

IVANOV, E. N. et al. Cryogenic Microwave Amplifiers for Precision Measurements, **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, v. 47, n. 6, p. 1273-1274, 2000.

KAWAMURA, S.; et al. The Japanese space gravitational wave antenna – DECIGO. **Journal of Physics: Conference Series**. v. 122, n. 1, 2008. Disponível em: <http://iopscience.iop.org/1742-6596/122/1/012006/pdf/1742-6596_122_1_012006.pdf> Acesso em: 16 abr. 2011.

KNEISEL P. Surface preparation of niobium. Proc. **The Workshopping on RF Superconductivity**, Karlsruhe, Germany, p. 27-40 .1980.

KOKKOTAS, K. D. **Gravitational Wave Astronomy** - <http://arxiv.org/abs/0809.1602v1> 2008 (e-print). Acesso em: 14 set. 2010.

Laser Interferometer Gravitational - Wave Observatory (LIGO). **As cinco classes de detectores associados às faixas de frequência e amplitude onde atuam**. 2012. Disponível em: < www.ligo.caltech.edu > Acesso em: 07 mar. 2012.

MAGGIORE, M. **Gravitational waves**. Oxford: Oxford University Press, 2008. 554 p.

MARANHÃO, S. L. A.; TORRESI, R. M. Filmes de óxidos anódicos de nióbio: Efeito electrocromico e cinética da reação de eletro-intercalação. **Química Nova**, v. 21, n. 3, p. 284-288, 1998.

MARION J. B., THORNTON, S. T. **Classical dynamics of particles and systems**. Belmont: Brooks/Cole—Thomson Learning, 2004. 656 p.

Max Planck Institut - MPIFR. **As cinco classes de detectores associados às faixas de frequência e amplitude onde atuam**. 2012. Disponível em: < www.mpifr-bonn.mpg.de > Acesso em: 07 mar. 2012.

MELO, J. L.; VELLOSO JR., W. F.; AGUIAR, O. D. Vibration isolation support *design* for the Schenberg detector. **Classical and Quantum Gravity**, v. 19, p. 1985-1989, 2002.

MELO, J. L et al. The antenna–transducer mechanical coupling design for the Schenberg detector. **Classical and Quantum Gravity**, v. 21, p. 999-1003, 2004.

MUJAWAR, S. H. et al. Electrochromic properties of spray-deposited niobium oxide thin films. **Solid State Ionics**, v. 177, n. 177, p. 3333 – 3338, 2006.

National Aeronautics and Space Administration - NASA. **As cinco classes de detectores associados às faixas de frequência e amplitude onde atuam**. 2012. Disponível em: <science.nasa.gov/missions/lisa/> Acesso em: 07 mar. 2012.

REZENDE, A. R. **Eletroinserção de íons lítio em filmes automontados a base de hexaniobato**. 2009. 62 p. Dissertação (Mestrado em Ciências – Química). Universidade de São Paulo – USP, Ribeirão Preto, SP, 2009.

ROWAN, S. Current and future status of gravitational wave astronomy - gravitational wave facilities. **Highlights of Astronomy**, v. 14, p. 526-527, 2007, 14-25 August 2006 IAU XXVI General Assembly.

SATHYAPRAKASH, B. S.; SCHUTZ, B. F. **Physics, Astrophysics and Cosmology with Gravitational Waves** - <http://arxiv.org/abs/0903.0338v1> 2009 (e-print) 2011. Acesso em: 14 set. 2010

SCHUTZ B. F., RICCI F. **Gravitational Waves, Sources, and Detectors** - <http://arxiv.org/abs/1005.4735v1> 2010 (e-print) Acesso em: 14 set. 2010

SCHUTZ, B. F. **Gravitational Radiation** - arXiv:gr-qc/0003069 2000 (e-print). Acesso em: 21 mar. 2011.

SEIDEL, H. et al. Anisotropic Etching of Crystalline Silicon in Alkaline Solutions **J. Electrochem. Soc.**, v. 137, n. 11, p. 3612-3626, 1990

SETO, W. W. **Mechanical vibrations**. New York: McGraw-Hill Company, 1964. 199p.

SILVA, A. G. S. G. **Estudo do Comportamento Eletroquímico do Nióbio sob Carregamento e descarregamentos de Hidrogênio**. 2007. 97 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia e Ciência de Materiais) – Universidade Federal do Paraná, Curitiba, 2007.

SILVA, F. J. F. S. **Estudos da corrosão anisotrópica do silício frente soluções de KOH e sais metálicos**. 2008. 66 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Universidade de São Paulo (USP), São Paulo, 2008. Disponível em: <<http://www.teses.usp.br/teses/disponiveis/3/3140/tde-13052009-090110/pt-br.php>> Acesso em: 13 abr. 2011

SIMÊNCIO, E. C. A. **Preparação e caracterização de filmes finos de Nb₅O₂:Zr obtidos pelo processo sol gel**. 2009. 67 p. Dissertação (Mestrado em ciência e engenharia de materiais). Universidade de São Paulo – USP, São Carlos, SP, 2009.

SolidWorks 2010 Education Edition. **Dassault Systèmes SolidWorks Corp.**, 2010. 1 DVD.

SOLOMONSON, N. D. **Electropolishing Niobium**. Baton Rouge: Louisiana State University, 1987. 5 p.

The Welch Company (Welchco). **As cinco classes de detectores associados às faixas de frequência e amplitude onde atuam**. 2012. Disponível em: <www.welchco.com> Acesso em: 07 mar. 2012.

TIMOSHENKO, S. P. **Resistência dos materiais**. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos Editora S.A., 1985. v. 1. 462 p.

TORRESI, S. C. O. R. M.; TORRESI, S. I. C. Uma visão das tendências e perspectivas em eletrocromismo: a busca de novos materiais e desenhos mais simples. **Química nova**, v. 23, n. 1, 1999. Disponível em: <http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0100-40422000000100014>. Acesso em: 19 Jul. 2011.

TURNER, P. J. **Operation of the Southern Hemisphere Resonant Bar Gravitational Radiation Detector**. 1995. 292 p. Tese (Doutorado em Filosofia) – University of Western Australia, [S.l.], 1995.

VASKEVICH, A. et al. Anodized Niobium Electrodes under Cathodic Polarization. **J. Electrochem Soc.** v. 142, n. 5, p. 1501-1508, 1995.

YAGI, K; SETO, N. **Detector configuration of DECIGO/BBO and identification of cosmological neutron-star binaries** - <http://arxiv.org/abs/1101.3940v1> 2011. Acesso em: 16 abr. 2011.

WECHT, K. **How to Linearize Einstein's Field Equations**. Desenvolvido por Kristen Wecht. [S.l.] 2002. Disponível em: <
<http://www.lehigh.edu/~kdw5/project/> > Acesso em: 5 abr. 2011.

WEINBERG, S. **Gravitation and cosmology**: Principles and applications of the general theory of relativity. New York: John Wiley & Sons, 1972. 657 p.

WEISBERG, J. M.; TAYLOR, J.H. **The Relativistic Binary Pulsar B1913+16: Thirty Years of Observations and Analysis**. Aspen, 2005. Astronomical Society of the Pacific Conference.

APÊNDICE A – NOVO MODELO DE TRANSDUTOR

A seguir são apresentados os desenhos do projeto do protótipo de transdutor paramétrico desenvolvido e testado nesse trabalho.

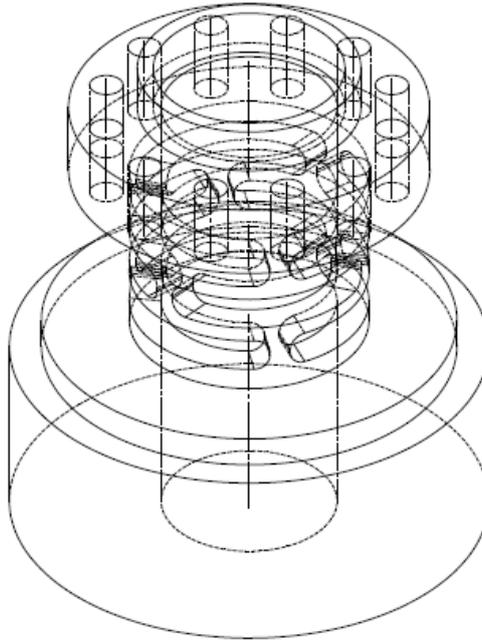


Figura A.1 - Representação tridimensional do corpo do transdutor.

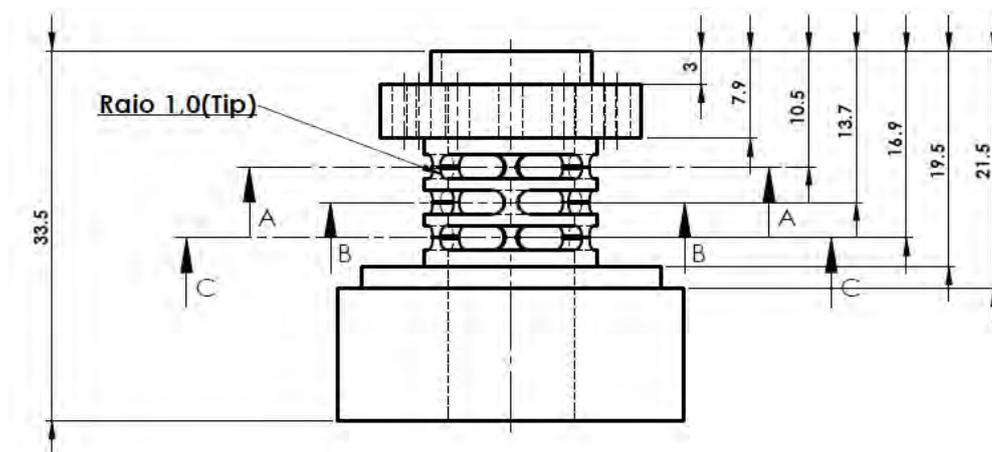


Figura A.2 - Visão lateral do corpo do transdutor.

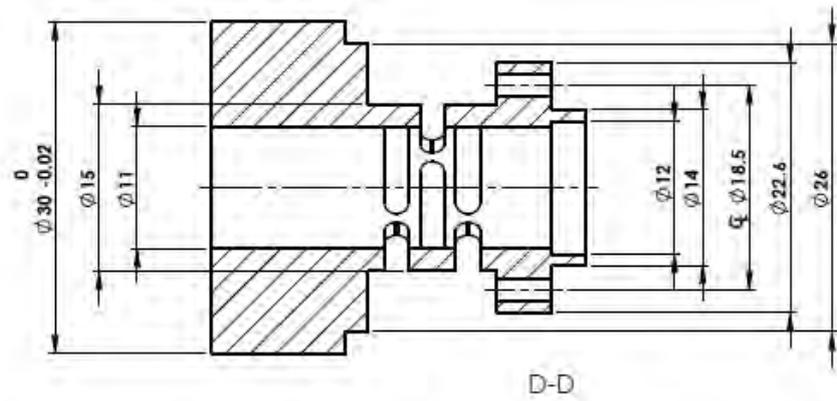


Figura A.3 - Outras dimensões do transdutor em uma visão lateral.

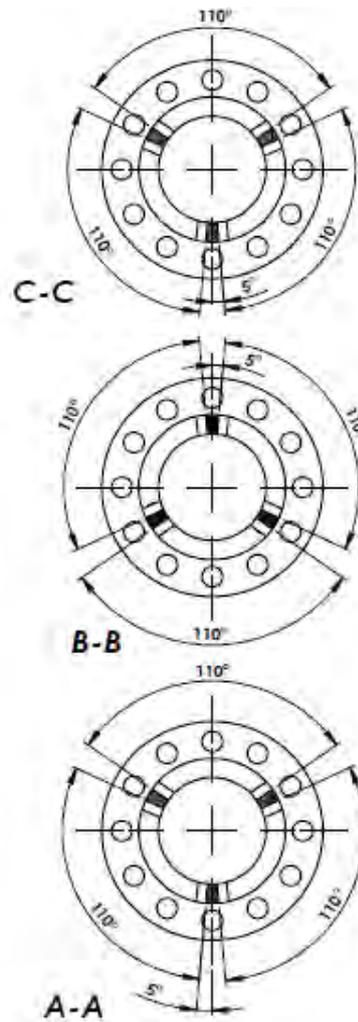


Figura A.4 - Seções transversais do transdutor na região das molas.

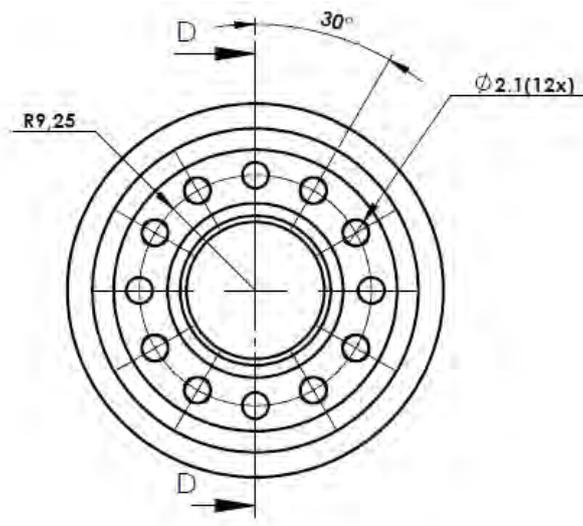


Figura A.5 - Seção transversal do transdutor na região da cavidade de microondas.

