MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21c/2018/06.04.18.50-TDI

ESTUDO DO TRATAMENTO DE CAVIDADES DE NIÓBIO PARA O DETECTOR MARIO SCHENBERG E DO DESEMPENHO DO MULTI-NESTED PENDULA PARA USO EM DETECTORES INTERFEROMÉTRICOS

Élvis Camilo Ferreira

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr. Odylio Denys de Aguiar, aprovada em 30 de maio de 2018.

URL do documento original:
<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/3R8FL25>

INPE
São José dos Campos
2018

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE
Gabinete do Diretor (GBDIR)
Serviço de Informação e Documentação (SESID)
CEP 12.227-010
São José dos Campos - SP - Brasil
Tel.:(012) 3208-6923/7348
E-mail: pubtc@inpe.br

COMISSÃO DO CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELECTUAL DO INPE (DE/DIR-544):

Presidente:

Dr. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CGCPT)

Membros:

Dra. Carina Barros Mello - Coordenação de Laboratórios Associados (COCTE)

Dr. Alisson Dal Lago - Coordenação-Geral de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CGCEA)

Dr. Evandro Albiach Branco - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (COCST)

Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia e Tecnologia Espacial (CGETE)

Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação-Geral de Observação da Terra (CGOBT)

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação - (CPG)

Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Marcelo de Castro Pazos - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

Murilo Luiz Silva Gino - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21c/2018/06.04.18.50-TDI

ESTUDO DO TRATAMENTO DE CAVIDADES DE NIÓBIO PARA O DETECTOR MARIO SCHENBERG E DO DESEMPENHO DO MULTI-NESTED PENDULA PARA USO EM DETECTORES INTERFEROMÉTRICOS

Élvis Camilo Ferreira

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada pelo Dr. Odylio Denys de Aguiar, aprovada em 30 de maio de 2018.

URL do documento original:
<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34R/3R8FL25>

INPE
São José dos Campos
2018

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Ferreira, Élvis Camilo.

F413e Estudo do tratamento de cavidades de nióbio para o detector Mario Schenberg e do desempenho do Multi-Nested Pendula para uso em detectores interferométricos / Élvis Camilo Ferreira. – São José dos Campos : INPE, 2018.

xviii + 126 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21c/2018/06.04.18.50-TDI)

Tese (Doutorado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2018.

Orientador : Dr. Odylio Denys de Aguiar.

1. Onda gravitacional. 2. Isolamento vibracional. 3. Multi-Nested Pendula. 4.Antimola geométrica. 5. Mario Schenberg. I.Título.

CDU 551.511.31:52

Esta obra foi licenciada sob uma Licença Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada.

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License.

Aluno (a): *Élvis Camilo Ferreira*

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

Dr. José Carlos Neves de Araújo

Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

( ) Participação por Video - Conferência

(X) Aprovado *( ) Reprovado*

Dr. Odylio Denys de Aguiar

Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

( ) Participação por Video - Conferência

(X) Aprovado *( ) Reprovado*

Dr. César Augusto Costa

Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

( ) Participação por Video - Conferência

(X) Aprovado *( ) Reprovado*

Dr. Rogério de Moraes Oliveira

Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

( ) Participação por Video - Conferência

(X) Aprovado *( ) Reprovado*

Dr. Fabio da Silva Bortoli

Convidado(a) / IFSP / Canindé - SP

( ) Participação por Video - Conferência

(X) Aprovado *( ) Reprovado*

Este trabalho foi aprovado por:

( ) maioria simples

(X) unanimidade

São José dos Campos, 30 de maio de 2018

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

Astrofísica

Dr. Anderson Campos Fauth

Convidado(a) / UNICAMP / Campinas - SP

( ) Participação por Vídeo - Conferência

(X) Aprovado ***( ) Reprovado***

Este trabalho foi aprovado por:

( ) maioria simples

(X) unanimidade

São José dos Campos, 30 de maio de 2018

AGRADECIMENTOS

Quero começar agradecendo a minha família, por todo o apoio que recebi dela. Para isso, quero contextualizar um pouco.

Fui o primeiro da minha família a terminar o ensino médio, o primeiro a terminar graduação e também pós-graduação. Meu pai trabalhou, desde que nasci, no campo, em trabalhos diversos e, na maior parte do tempo, no corte manual de cana-de-açúcar. Este é um trabalho muito árduo e que faz enfrentar muitas adversidades. Minha mãe, na maior parte de seu tempo, foi doméstica.

Meu pai me perguntou se eu queria ir com ele para trabalhar no campo por um tempo, e eu fui. Ainda criança, com o que eu senti daquilo, já sabia o que não queria para meu futuro. Com as condições iniciais desfavoráveis, fui aconselhado por meus pais a alterar o quadro, as previsões. Isso seria possível através do estudo e aprendizado. Com um pouco de disciplina e de conhecimento que dispúnhamos, comecei então caminhar a passos lentos em uma nova jornada para o conhecimento.

Com o tempo, muitos professores da educação básica e do ensino médio me ajudaram, incentivando, ensinando, desafiando. E eles merecem também meus agradecimentos. Menciono que sempre estudei em escolas públicas.

Lendo livros de divulgação científica, decidi cursar física, em uma universidade pública. Na universidade tive diferentes apoios, como receber bolsas de estudos e pesquisa e morar no alojamento estudantil. Enquanto isso, meus pais trabalhavam e não exigiam de mim que fizesse o mesmo, apenas desejavam que eu aproveitasse a oportunidade; apesar das críticas negativas que recebiam por outros por tomarem estas decisões. Sem contar que eles tinham ainda um desafio adicional: cuidar de um novo filho portador de Síndrome de Down, que precisou de muito apoio quando bebê para continuar vivo e quando criança para se desenvolver.

Depois da graduação, fiz mestrado e doutorado em astrofísica. O fruto do trabalho de doutorado está aqui. Nessa jornada, pude aprender um pouco sobre a natureza, sobre o universo. Meus pais tiveram um papel importante nessa história, além das oportunidades que tive.

Durante a pós-graduação, fui orientado pelo Professor Dr. Odylio Denys de Aguiar, pioneiro em experimentos para detecção de ondas gravitacionais no Brasil. Quero agradecê-lo pela orientação, pelas valiosas conversas, discussões e atitudes que contribuíram significativamente para o meu desenvolvimento científico experimental,

pelo trabalho em grupo, pela ajuda e suporte, pelos ensinamentos e por compartilhar sua experiência científica comigo. Tenho ele como exemplo de cientista para minha vida.

Quero também agradecer a todos que ajudaram no desenvolvimento deste trabalho:

Ao meu amigo, Dr. Márcio Constâncio Júnior, pelo inestimado trabalho em grupo e pelas inúmeras discussões, recomendações de textos, etc, que me ajudaram a solucionar diversos problemas ao longo do trabalho.

Ao estudante, Allan Douglas dos Santos Silva, por desenhar e projetar várias peças (e suas modificações), por meio do *software SolidWorks*, que foram importantes para a construção dos instrumentos.

Ao técnico, Diego Taira, principalmente por usinar quase todos os componentes das antimolas geométricas. Ao servidor, "Geraldão", pela realização de soldas e cortes, durante as modificações feitas no instrumento MNP. Também agradeço ao restante da equipe da oficina mecânica, pela disponibilidade.

Ao técnico, servidor, Marcos Okada, por todo auxílio na montagem e instalação dos sistemas e em seus testes dentro da câmara de vácuo do laboratório. E também pela ajuda com os sensores sísmicos emprestados do Observatório Nacional.

Ao Dr. Sergio Luiz Fontes e seu grupo de sismologia do Observatório Nacional (ON), pelo empréstimo dos sensores sísmicos. Ao técnico Thiago Sant'Anna por esclarecer várias questões sobre esse equipamento. Ao técnico Ronaldo M de Carvalho pela ajuda durante a operação inicial dos sismômetros.

Ao grupo de sismologia do IAG/USP, coordenado pelo Dr. Marcelo Sousa de Assumpção, em especial ao Dr. Marcelo Belentani de Bianchi e ao técnico Luís Galhardo Filho por esclarecerem várias questões sobre a operação dos sismômetros e sobre como converter corretamente os dados, por meio dos programas de análises sísmicas.

Ao grupo SWG (*Suspension Working Group*) da colaboração científica LIGO, em especial aos doutores Brett Shapiro e Brian Lanz pelas valiosas discussões sobre isolamento vibracional.

Ao servidor do INPE, Dr. César Strauss, pelos programas de captura de dados do analisador de espectros e do analisador vetorial de rede, e também por criar um

software e me explicar como configurar uma função arbitrária no gerador de sinais por meio do mesmo.

Ao Dr. César Costa, por várias explicações que me ajudaram, dentre outras coisas, a entender melhor algumas funções estatísticas de programas de computador.

Ao Dr. José Angelo Neri, por recomendar a execução de simulações vibracionais do MNP por meio do programa *Nastran*.

Ao Eng. Valentino Lau, por executar as simulações vibracionais do MNP por meio do *Nastran*.

Aos colegas Dr. Vincenzo Liccardo e Eng. Carlos Augusto pela ajuda durante os processos de lixamento das cavidades de nióbio. Ao Vincenzo também pelas discussões sobre o tratamento de superfície das cavidades.

À Dra. Graziela Savonov, e à técnica Gabriela dos Santos Nascimento, pela execução dos processos de ataque químico das superfícies das cavidades de nióbio.

Ao Dr. Rogério de Moraes Oliveira e ao seu grupo, pelas explicações, discussões e execução dos processos de implantação de nitrogênio (3IP) nas cavidades de nióbio.

Ao colega Michel Felipe de Araújo, pelas medições realizadas por meio do Microscópio Eletrônico de Varredura, e pela ajuda com os processos de ataque químico e 3IP nos momentos em que as medições criogênicas das cavidades eram realizadas por mim.

À Tereza Satiko e ao João Vitor por me hospedarem na cidade de São Paulo durante minha participação na oficina de ondas gravitacionais realizada na Universidade Federal do ABC.

Aos pesquisadores, Arnaud Pele e Brian O'Reilly, pela orientação durante meu período de estágio (doutorado sanduíche), no Observatório LIGO em Livingston, Louisiana, EUA.

Ao Programa Doutorado Sanduíche no Exterior (PDSE - processo n° 88881.135409/2016-01) da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) do Ministério da Educação, ao programa LSC Fellows da colaboração científica LIGO, e também ao Instituto de Tecnologia da Califórnia (Caltech) por permitirem e promoverem o meu estágio no observatório LIGO, de julho a outubro de 2017.

Ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) e sua equipe de funcionários, pelo apoio. Sou grato pela estrutura disponível para pesquisa no Laboratório de Ondas Gravitacionais “Dr. Sérgio Ricardo Furtado” (e em outros) do INPE.

À Divisão de Astrofísica do INPE e aos seus professores, pelo apoio e promoção do conhecimento e pesquisa.

Aos membros da banca examinadora de defesa de tese, por sugerirem modificações a fim de melhorar o texto.

Ao Danilo, por ler o texto da tese e também sugerir algumas modificações.

Agradeço aos amigos que contribuíram de forma indireta para a realização deste trabalho, como Lígia, Lânia, Joiner, Siomel, e outros. Peço desculpas se esqueci de agradecer alguém que deveria ser mencionado(a).

Por fim, e não menos importante, agradeço à CAPES, à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), pelo financiamento da pesquisa, em especial à CAPES, que me concedeu uma bolsa de pesquisa para a realização do doutorado.

RESUMO

Neste trabalho, apresenta-se o desenvolvimento de instrumentos para aumentar a sensibilidade de detectores de ondas gravitacionais. Foi realizada uma investigação para otimizar o fator de qualidade elétrico de cavidades de nióbio, dos transdutores do detector esférico Mario Schenberg. Processos de ataque químico por solução ácida e implantações iônicas por imersão em plasma de nitrogênio nas superfícies das cavidades foram feitos. O maior fator obtido foi de cerca de 60 mil. Observa-se que baixos percentuais atômicos de nitrogênio na superfície são, provavelmente, um requisito para obtenção de altos fatores de qualidade elétricos. Apresenta-se, também, uma investigação sobre o ruído vibracional *tilt* de solo induzido pelo vento, no observatório LIGO de Livingston. Neste trabalho, também é descrito o desenvolvimento de instrumentos de isolamento vibracional passivo, para as massas de teste (espelhos) de detectores interferométricos de ondas gravitacionais, como o LIGO. Mais especificamente, de um sistema pendular multi-aninhado (MNP) com antimolas geométricas (GAS). O desenvolvimento incluiu: estudos sobre o centro de percussão; instalação de novas suspensões; e, também, a instalação de um conjunto de GAS; além da melhora das técnicas de medição do sistema em vácuo. O efeito antimola de um protótipo GAS foi observado. Mostra-se, através dos experimentos e das simulações, que a atenuação do MNP otimizado, chega até um fator da ordem de 10.000. Esse fator ainda poderia ser aumentado com um novo modelo do sistema.

Palavras-chave: Onda Gravitacional. Detectores. Isolamento Vibracional. Multi-Nested Pendula. Antimola Geométrica. Transdutor. LIGO. Detector Mario Schenberg.

STUDY OF THE TREATMENT OF NIOBIUM CAVITIES FOR THE MARIO SCHENBERG DETECTOR AND PERFORMANCE OF THE MULTI-NESTED PENDULA FOR USE IN INTERFEROMETRIC DETECTORS

ABSTRACT

In this work, we present the development of instruments to increase the sensitivity of gravitational wave detectors. An investigation was carried out to optimize the electrical Q factor of niobium transducers cavities of the Mario Schenberg spherical antenna. Chemical processes, and nitrogen plasma immersion ion implantation on cavities surfaces were done. The largest Q factor measured was about 60k. It is observed that low atomic percentages of nitrogen in the surface probably are a requirement for obtaining high electrical Q factors. We also present an investigation on the vibrational noise of the ground-tilt induced by wind in the LIGO Livingston Observatory. In this work, we also describe the development of passive vibrational isolation instruments for the test masses (mirrors) of interferometric gravitational wave detectors, such as LIGO. More specifically, it has been developed a Multi-Nested Pendula (MNP) system with Geometric Anti-Springs (GAS). This include: studies on the center of percussion; installation of new suspensions; and also the installation of a set of GAS; besides of improving the measurement techniques of the system under very low pressures. The anti-spring effect of a GAS prototype has been observed. It is shown by experiments and simulations that the attenuation of an optimized MNP reaches up to a factor of about 10,000. This factor could still be increased with a new system model.

Keywords: Gravitational wave. Detectors. Vibration Isolation. Multi-Nested Pendula. Geometric Anti-Spring. Transducer. Mario Schenberg Detector.

LISTA DE FIGURAS

Pág.

2.1 Representação das polarizações + e × das ondas gravitacionais. 7
2.2 Ondas gravitacionais como a TRG prevê 14
2.3 Formas de onda dos sinais detectados 15
2.4 Massas de estrelas de nêutrons e buracos negros detectados 17
2.5 Fontes e detectores de ondas gravitacionais. 19
2.6 Configuração óptica do *Advanced* LIGO. 20
2.7 Curva de sensibilidade do *Advanced* LIGO. 21
2.8 Isolamento vibracional para uma massa de teste inicial do *Advanced* LIGO. 23
2.9 Suspensão do pêndulo quadruplo para uma massa de teste inicial (ITM). 24
2.10 O detector esférico de massa ressonante Mario Schenberg. 25
2.11 Representação do modelo atual de transdutor para a antena Schenberg. . 28

3.1 Cavidades dos testes de otimização do fator de qualidade elétrico. 32
3.2 Ataque químico de uma amostra. 35
3.3 Câmara de tratamento do sistema 3IP em alta temperatura do LAP/INPE 36
3.4 Diagrama de fases binário de nióbio e nitrogênio 38
3.5 Microscópio eletrônico de varredura disponível no INPE. 39
3.6 EDS da superfície de uma amostra. 40
3.7 Arranjo para medições elétricas das cavidades dos transdutores em temperatura ambiente. 41
3.8 Diagrama do arranjo experimental para medir o fator de qualidade elétrico das cavidades em hélio líquido. 42
3.9 Curva de potência na ressonância da cavidade. 43
3.10 Pico de ressonância da amostra 10 quando $Q_e \approx 50$ mil 46
3.11 Q_e vs percentual de N. 46
3.12 Q_e vs percentual de C. 47
3.13 Q_e vs percentual de O. 47
3.14 Q_e vs percentuais atômicos. 48

4.1 Representação de um sensor sujeito ao movimento horizontal e ao *tilt*. . . 49
4.2 Aumento das amplitudes de ruído sísmico durante períodos de vento. . . 51
4.3 Esquema da LVEA mostrando as posições dos três sismômetros 52
4.4 Mapas de intensidade relativa do ruído *tilt* de solo dentro da LVEA. . . . 54

5.1 Desenvolvendo um pêndulo multi-aninhado. 58
5.2 Molas pneumáticas. 60

5.3 Antimola Geométrica com seis lâminas. 61
5.4 Modelo de uma Antimola Geométrica. 61
5.5 Antimola geométrica de dois estágios. 64
5.6 Experimento da GAS de dois estágios. 65
5.7 Antimola Geométrica com espaçadores. 66
5.8 Espectros da GAS com espaçadores. 67
5.9 Teste B da GAS. 68
5.10 Desenho em explosão de GAS com lâminas aparafusadas lateralmente. . 69
5.11 Espectros da GAS com lâminas lateralmente aparafusadas. 71
5.12 MNP com as GAS. 75
5.13 Primeiras medições sísmicas do solo e do MNP com GAS. 76
5.14 Uma visualização do efeito do centro de percussão. 78
5.15 Coordenadas utilizadas para o cálculo do centro de percussão. 79
5.16 Cascas cilíndricas após cortes laterais. 80
5.17 Modelo de estágio após as aberturas laterais 81
5.18 Novas suspensões para o MNP 83
5.19 Configuração dos sismômetros MBB-1 85
5.20 MNP sendo colocado na câmara de vácuo 86
5.21 Medições com MBB-1/Quanterra 87
5.22 Instalação dos TC120 no MNP 87
5.23 Medições do MNP utilizando o TC120 sem aplicação de forças externas . 89
5.24 Uma configuração para medição de vibrações do MNP 90
5.25 Medições do MNP utilizando o alto-falante para excitação 92
5.26 Medições do MNP utilizando a marreta para excitação | X 95
5.27 Medições do MNP utilizando a marreta para excitação | Y 96
5.28 Medições do MNP utilizando a marreta para excitação | Z 97
5.29 Funções de transferência das medições do MNP 98
5.30 Funções de transferência do MNP experimentais e simuladas | X 101
5.31 Funções de transferência do MNP experimentais e simuladas | Y 102
5.32 Funções de transferência do MNP experimentais e simuladas | Z 103

LISTA DE TABELAS

Pág.

2.1 Algumas propriedades dos sinais detectados. 13

3.1 Frequências de ressonância eletromagnéticas das cavidades (f_e^0) das nove amostras. 34
3.2 Valores escolhidos para o tratamento de superfície inicial de cada amostra 37
3.3 *Ranking* dos Q_e 45

5.1 Frequência de ressonância e fator Q mecânico para diferente níveis de compressão das lâminas, usando espaçadores. 66
5.2 Frequência de ressonância e fator Q mecânico, usando o novo disco central. 67
5.3 Frequência de ressonância e fator Q mecânico para as lâminas aparafusadas lateralmente nos cortes do novo disco central. 70
5.4 Estimativa de lâminas para as GAS do MNP cilíndrico. 74
5.5 Dados do MNP otimizado. 81
5.6 Estimativa de lâminas para as GAS do MNP otimizado. 82
5.7 Valores utilizados nas simulações do MNP otimizado com GAS 99

SUMÁRIO

Pág.

1 INTRODUÇÃO 1

2 ONDAS GRAVITACIONAIS E DETECTORES 5

2.1 Ondulações do espaço-tempo 5

2.2 Geração de ondas gravitacionais 7

2.3 Fontes astrofísicas de ondas gravitacionais 8

2.4 Detecções 11

2.5 Tipos de Detectores 16

2.6 LIGO 19

2.6.1 Ruído e isolamento vibracional 22

2.7 Detector Mario Schenberg 25

2.7.1 Transdutores 28

3 TRATAMENTO DE CAVIDADES DE NIÓBIO 31

3.1 Introdução 31

3.2 Lixamento e ajuste das frequências de ressonância das cavidades 33

3.3 Ataque químico da cavidade 34

3.4 Implantação iônica de nitrogênio 35

3.5 Concentrações de elementos da superfície 37

3.6 Medições do fator de qualidade elétrico 39

3.7 Resultados e discussões 43

3.8 Conclusões do capítulo 45

4 *TILT* DO SOLO INDUZIDO PELO VENTO NO LIGO DE LIVINGSTON 49

4.1 Introdução 49

4.2 Metodologia 50

4.3 Resultados 52

4.4 Conclusões do capítulo 53

5 PÊNDULO MULTI-ANINHADO E ANTIMOLAS GEOMÉTRICAS 55

5.1 Introdução ao MNP 55

5.2 Isolamento vibracional vertical do MNP 57
5.3 Molas pneumáticas no MNP 59
5.4 Desenvolvimento das Antimolas Geométricas 60
5.4.1 Teoria das Antimolas Geométricas 60
5.4.2 Construção do primeiro protótipo 62
5.4.3 Protótipo de antimola com segundo estágio 63
5.4.4 Testes experimentais do protótipo 63
5.4.5 Conclusões sobre o desenvolvimento da GAS 69
5.5 Construção e instalação das GAS no MNP 72
5.6 Primeiros testes sísmicos do MNP com GAS 73
5.7 Otimização do MNP de quatro estágios 77
5.7.1 Considerações sobre o efeito do centro de percussão 77
5.7.2 Novo modelo de estágio e nova suspensão do MNP 79
5.8 Conjunto de medições sísmicas e vibracionais do sistema otimizado . . . 83
5.8.1 Medições com MBB-1/Quanterra 84
5.8.2 Medições com TC120/Centaur 86
5.8.3 Testes com força externa aplicada 90
5.9 Desempenho final e simulações do MNP 92
5.10 Conclusões do capítulo 100

6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS 107

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS 111

APÊNDICE A - DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO DA ONDA GRAVITACIONAL 121
A.1 Uma dedução da equação de onda 121
A.2 Sobre a geração de ondas gravitacionais 123

APÊNDICE B - RELAÇÃO PARA DETERMINAR O FATOR DE QUALIDADE MECÂNICO 125

1 INTRODUÇÃO

Neste trabalho, apresenta-se o desenvolvimento de instrumentos com a finalidade de aumentar a sensibilidade de detectores de ondas gravitacionais. Isto tem por objetivo possibilitar a detecção de um maior número de fontes astrofísicas de ondas gravitacionais.

Publicações sobre a possível existência de Ondas Gravitacionais (OG) foram feitas, de forma independente, por O. Heaviside em 1893, por H. A. Lorentz em 1900 e por H. Poincaré em 1905. Nelas, essencialmente, haviam presunções de que o campo gravitacional poderia ser operado por equações de onda, assim como o campo eletromagnético (AMALDI, 1989).

Anos depois, Albert Einstein apresentou para a comunidade científica uma derivação matemática das OG em dois artigos, um deles em 1916 e o outro em 1918. A derivação é obtida das equações de campo da Teoria da Relatividade Geral (TRG). Segundo essa teoria, ondas gravitacionais "são ondulações na curvatura do espaço-tempo que se propagam na velocidade da luz" (THORNE, 1987), no próprio espaço-tempo.

Nos anos seguintes, Eddington (EDDINGTON, 1922; EDDINGTON, 1923) e outros cientistas discutiram, desenvolveram e publicaram trabalhos teóricos sobre as ondas gravitacionais.

Em 1974, R. Hulse e J. Taylor descobriram um pulsar binário (HULSE; TAYLOR, 1975). A partir de dados do decaimento do período obital deste sistema, eles determinaram que o mesmo deveria estar emitindo ondas gravitacionais precisamente na razão prevista pela TRG (WEISBERG; TAYLOR, 2005). Por esta descoberta "que abriu novas possibilidades para o estudo da gravitação"[1], eles receberam o Prêmio Nobel de Física em 1993 (NOBELPRIZE.ORG, 1993).

Formas de se detectar diretamente ondas gravitacionais começaram a ser postas em prática na década de 1960. Um pioneiro na área foi Joseph Weber, que desenvolveu e operou o primeiro detector de OG do tipo massa ressonante (e cilíndrico) (WEBER, 1966; WEBER, 1969). O princípio de funcionamento deste tipo de detector é que ocorra a interação entre a OG passante e a massa ressonante. A vibração da massa ressonante pode ser detectada utilizando transdutores.

[1] Tradução livre.

Vários projetos de outros detectores de massa ressonante foram propostos e desenvolvidos depois disso e, na década de 1990, cinco deles, no formato de barras cilíndricas, entraram em modo operacional: EXPLORER, ALLEGRO, NIOBE, NAUTILUS e AURIGA.

Detectores de massa ressonante esféricos também foram propostos, no final da década de 1980. A pesquisa para a criação de um detector brasileiro iniciou-se no começo da década de 1990. E, no ano 2000, o detector esférico Mario Schenberg começou a ser desenvolvido (AGUIAR, 2011). Este foi operado em 2006, sofreu diversas melhorias e foi operado novamente em 2015. Também ocorreu a construção de um detector holandês nomeado MiniGRAIL, com uma esfera "gêmea", idêntica, a do Schenberg.

O Schenberg foi transferido do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (IFUSP) para o Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) de São José dos Campos em 2016, local onde será remontado em breve. Esse conta com transdutores para converter as vibrações mecânicas da esfera em sinais eletromagnéticos (PAULA et al., 2015). Um dos esforços atuais consiste na investigação de métodos para aumentar o fator de qualidade elétrico (Q_{e}) das cavidades supercondutoras dos transdutores de nióbio, com a finalidade de aumentar a sensibilidade do detector.

Investigações anteriores (FRANçA, 2015) sugeriram uma possível otimização do Q_{e} através da implantação de nitrogênio (3IP) na superfície das cavidades. Liccardo et al. (2016b) obtiveram valores de até $Q_{\mathrm{e}} \approx 2,5 \times 10^5$.

É necessária uma nova investigação para analisar quais variáveis dos processos de tratamentos de superfície das cavidades são mais determinantes para a obtenção de altos Q_{e}'s.

Neste trabalho de tese apresenta-se como os valores de Q_{e} de um conjunto de cavidades supercondutoras de nióbio foram alterados por meio de tratamentos de superfície por ataque químico e implantação iônica de nitrogênio. Também apresenta-se relações entre os fatores de qualidade e os percentuais atômicos estimados de nitrogênio, carbono e oxigênio, nas superfícies das amostras.

Paralelamente as massas ressonantes, a interferometria a *laser* foi proposta como método para detecção direta de OG, independentemente por Felix Pirani em 1956, M. Gertsenshtein e V. I. Pustovoit em 1962, J. Weber em 1964, Robert L. Forward e Rainer Weiss no início da década de 1970 (AGUIAR, 2011).

Esse método é utilizado pelo LIGO (*Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory*) (ABBOTT et al., 2009), que é composto por dois detectores idênticos localizados nos EUA: um em Livingston, estado da Louisiana, e outro em Hanford, estado de Washington, distantes 3.000 km entre si. Estes começaram a ser construídos em 1994 e entraram em modo operacional, inicialmente, em 2002. Sofreram atualizações para suas versões avançadas, até que em 2015 detectaram o primeiro sinal de ondas gravitacionais da coalescência de dois buracos negros (ABBOTT et al., 2016b). Este evento promoveu a divisão do Prêmio Nobel de Física de 2017 entre R. Weiss, K. Thorne e B. Barish, "por contribuições decisivas para o detector LIGO e a observação de ondas gravitacionais"[2] (NOBELPRIZE.ORG, 2017).

Até a publicação deste texto, foram confirmadas seis detecções, cinco provenientes de fusões de buracos negros (ABBOTT et al., 2016b; ABBOTT et al., 2016a; ABBOTT et al., 2017a; ABBOTT et al., 2017c; ABBOTT et al., 2017b), e uma proveniente da fusão de duas estrelas de nêutrons (ABBOTT et al., 2017d). Estas detecções, comprovadas, ainda que muito recentes, já estão contribuindo para a expansão rápida das fronteiras do conhecimento científico.

Agora, se torna necessário aumentar o volume de observações desses detectores. Para isso, é primordial aumentar a sensibilidade, que é dada pela soma das fontes de ruído. Uma das principais fontes de ruído é vibracional mecânica, que pode ser de origem sísmica, ambiental e/ou humana.

As massas de teste do *Advanced* LIGO (AASI et al., 2015) possuem um sistema de isolamento vibracional de três estágios, ativo e passivo.

O sistema ativo de isolamento utiliza dados de sismômetros, que medem as vibrações do solo, no controle de movimento de suas plataformas. Tais sensores, utilizados para medir aceleração horizontal, também são sensíveis ao movimento *tilt* (inclinação) do solo. Uma das causas deste movimento indesejável é o vento.

Nesta tese apresenta-se uma investigação sobre o ruído *tilt* sísmico induzido pelo vento, realizada no observatório LIGO de Livingston. Tal estudo foi útil para se determinar a localização dos sensores do movimento *tilt*.

As futuras atualizações do LIGO, como o LIGO *Voyager*, exigem um maior nível de atenuação de vibrações que o atual. Pensando nisso, o grupo do INPE propôs, em 2011, um sistema de pêndulos denominado *Multi-Nested Pendula* (MNP) (CONS-

[2]Tradução livre.

TANCIOJR, 2013), que seria um sistema de isolamento vibracional passivo e adicional ao existente nas instalações do detector.

O MNP vem sendo desenvolvido desde aquele ano. Neste texto de tese, apresenta-se o desenvolvimento para otimizar esse instrumento. Destaques, como o desenvolvimento de antimolas geométricas (GAS) para o isolamento vertical do MNP, bem como os processos de alterações no sistema para diminuir os efeitos de centros de percussão, são apresentados e discutidos. Como resultado em destaque, são apresentadas as primeiras funções de transferência medidas, com o sistema otimizado em vácuo.

O texto está dividido em seis capítulos:

- O Capítulo 1 (atual) é a introdução.
- No Capítulo 2, os temas são ondas gravitacionais, suas potenciais fontes geradoras, os sinais detectados e tipos de detectores.
- No Capítulo 3, o tema é a investigação para otimizar o fator de qualidade elétrico das cavidades dos transdutores de nióbio.
- No Capítulo 4, é apresentada a investigação sobre o ruído *tilt* sísmico induzido pelo vento no observatório LIGO de Livingston.
- No Capítulo 5, são apresentados o desenvolvimento e testes do *Multi-Nested Pendula*, e de antimolas geométricas.
- No Capítulo 6, são apresentadas as conclusões do trabalho e as perspectivas.

Em seguida encontram-se as referências bibliográficas e os apêndices.

2 ONDAS GRAVITACIONAIS E DETECTORES

Neste capítulo apresenta-se uma discussão básica sobre as ondas gravitacionais, suas potenciais fontes geradoras, os sinais detectados e os tipos de detectores.

2.1 Ondulações do espaço-tempo

De acordo com a TRG, o espaço-tempo é uma entidade dinâmica e deformável, cuja forma geométrica é responsável pelos efeitos gravitacionais.

O espaço-tempo pode ser imaginado como um tecido elástico no qual as ondas se propagam; um meio extremamente rígido, onde as amplitudes das ondas são extremamente pequenas[1], e com densidades de energia muito altas (BLAIR, 1991).

A equação de onda a seguir pode ser deduzida através da linearização das *equações de campo de Einstein* (para mais detalhes, ver Apêndice A.1),

$$\Box^2 \bar{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \ . \tag{2.1}$$

onde $\bar{h}_{\mu\nu}$ é o tensor de deformação do espaço-tempo e $T_{\mu\nu}$ é o tensor energia-momento, que expressa a fonte causadora de curvatura.

Ao se considerar a propagação destas ondas longe da fonte geradora, no vácuo, tal que $T_{\mu\nu} = 0$, chega-se a

$$\Box^2 \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \ , \tag{2.2}$$

onde, ao reescrever $\Box^2 = -(1/c^2)\partial_0^2 + \nabla^2$, chega-se a conclusão de que estas ondas viajam à velocidade da luz. E essa propagação da deformação do espaço-tempo plano é chamada de **onda gravitacional**.

As equações de onda gravitacional possuem soluções na forma $\bar{h}_{\mu\nu} = A_{\mu\nu} \exp\left[ik(z - ct)\right]$. Com a finalidade de simplificar a análise e compreensão da propagação e efeito dessa onda, se torna conveniente escolher um sistema referencial (ct', x', y', z') tal que o tensor perturbação torne-se Transverso e sem Traço, chamado *gauge TT*. Ou seja, as direções das oscilações das componentes espaciais ficam transversas à direção de propagação, livres de divergência e possuem traço nulo; e a

[1] Da ordem de 10^{-21} ou menores, como será apresentado na Seção 2.2.

ação no eixo do tempo fica nula. Com esse recurso, ao considerar uma onda plana monocromática viajando na direção $+z$ é possível obter (MAGGIORE, 2008)

$$h_{ij}^{\mathrm{TT}}(t,z) = \begin{pmatrix} h_+ & h_\times & 0 \\ h_\times & -h_+ & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_{ij} \cos[\omega(t - z/c)] \ , \tag{2.3}$$

onde h_{ij}^{TT} é a deformação da métrica no *gauge TT*, os índices $i, j = 1, 2, 3$ representam as coordenadas espaciais e $h_+ \equiv h_{xx}^{\mathrm{TT}} = -h_{yy}^{\mathrm{TT}}$ e $h_\times \equiv h_{xy}^{\mathrm{TT}} = h_{yx}^{\mathrm{TT}}$ são, respectivamente, as amplitudes (dos campos tensoriais) "mais" e "cruzada" que definem os dois modos de polarização das OG.

Os campos h_+ e $h_\times$ deformam o espaço-tempo dando origem a forças que agem sobre a matéria (CATTANI, 2010a), denominadas "forças de maré" gravitacionais (PRESS; THORNE, 1972).

Thorne (1987) mostra que, para um observador em uma região do espaço-tempo onde as OG são a única fonte de curvatura, haverá deslocamentos relativos em partículas de teste que satisfazem a seguinte equação:

$$m\frac{d^2\delta x^i}{dt^2} = F_i^{\mathrm{OG}} = -mR_{i0j0}^{\mathrm{OG}}x^j = \frac{1}{2}m\frac{\partial^2 h_{ij}^{\mathrm{TT}}}{\partial t^2}x^j \ , \tag{2.4}$$

onde m é a massa da partícula e F_i^{OG} é a força causada pela onda gravitacional.

Para visualizar o efeito destas forças, considere um conjunto de partículas dispostas em forma de um anel (Figura 2.1). Quando uma OG plana monocromática incide perpendicularmente ao plano que contém o anel de partículas, ele pode sofrer dois tipos de deformação, ou melhor, oscilações relativas das partículas. Neste caso, se o anel de partículas for sujeito à polarização $+$, sofrerá oscilações relativas, se expandindo em x e se contraindo em y durante metade do período da onda e vice-versa na metade seguinte. O mesmo ocorre na polarização $\times$, porém as direções das oscilações de amplitude máxima são os eixos $x = y$ e $x = -y$. A TRG prevê somente as polarizações $+$ e $\times$, porém outras teorias de gravitação preveem outros modos de polarização, inclusive.

A grandeza definida como $h = \sqrt{h_+^2 + h_\times^2} \equiv \Delta L/L$ é uma amplitude sem dimensão, mas que pode ser medida como deslocamentos relativos por detectores de ondas

gravitacionais, como será visto adiante.

Figura 2.1 - Representação das polarizações + e × das ondas gravitacionais.

Anel de partículas de teste tendo seu formato alterado (mas mantendo a mesma área) devido a passagem de uma onda gravitacional perpendicular ao plano da folha, com polarização "mais" e "cruzada". Para cada um dos cinco pares verticais de aneis, as fases da onda são 0, $\pi/2$, π, $3\pi/2$ e 2π, respectivamente.

Fonte: Adaptada de Blair (1991).

Na próxima seção, será discutido como é possível produzir ondas gravitacionais.

2.2 Geração de ondas gravitacionais

Ao se fazer a expansão multipolar de um sistema em termos de sua densidade massa-energia, chega-se a conclusão de que esse só é capaz de gerar OG através da variação do momento de quadrupolo de massa, ou de momentos de maior ordem (THORNE, 1987; MILLER, 2016).

Variações esfericamente simétricas se caracterizam como monopolares e não produzem OG, mesmo que seja, por exemplo, uma explosão de supernova. Eventos como rotações que preservem simetria axial com relação ao eixo de rotação também não geram OG, pois o momento de quadrupolo não varia. Esse seria o caso, por exemplo, de uma estrela de nêutrons achatada nos polos do eixo de rotação com simetria axial.

Um sistema binário em movimento espiral, contudo, pode emitir OG detectável. Pode-se estimar a amplitude h de uma onda gerada por um sistema desse (instantes antes da fusão), como o que foi detectado pelo LIGO (ABBOTT et al., 2016b), em

termos da massa total, frequência orbital e distância do sistema (para mais detalhes ver Apêndice A.2):

$$h \approx 9 \times 10^{-22} \left(\frac{M}{65 M_\odot}\right)^{5/3} \left(\frac{\Omega}{125 \text{ Hz}}\right)^{2/3} \left(\frac{410 \text{ Mpc}}{r}\right) . \tag{2.5}$$

Apesar das amplitudes de OG serem tipicamente pequenas, o fluxo de energia é tipicamente grande. Ele pode ser estimado por (MILLER, 2016)

$$F \sim (c^3/G) h^2 f^2 . \tag{2.6}$$

Em particular, na região do pico (de maior amplitude) do sinal detectado, $F \sim 20$ erg/(cm^2 s). Isso corresponde a uma luminosidade de $L = (4\pi r^2 F) \sim 10^{56}$ erg/s, que é estimada como mais do que seis vezes maior que a luminosidade combinada, emitida em forma de luz, de todas as estrelas e galáxias no universo observável.

Assim, apesar da grande quantidade de energia carregada por uma OG, sua amplitude h é extremamente pequena e de difícil detecção.

Também é difícil conceber uma maneira de produzir OG em laboratório com os recursos tecnológicos atuais. Cattani (2010b) mostra que um instrumento hipotético composto por uma esfera sólida vibrando com simetria não-radial e com frequência $\omega = v/R$, cuja massa é de $M = 4 \times 10^3$ kg, raio $R = 2$ m, velocidade de propagação de vibrações $v \approx 5 \times 10^3$ m/s, produziria OG cuja amplitude seria de $h \sim 10^{-33}$ a uma distância $r = 1$ m. Ele argumenta, então, a favor da impossibilidade de detectar estas OG "numa experiência semelhante a efetuada por Hertz no eletromagnetismo".

Portanto, é necessária a investigação de fenômenos astrofísicos que sejam capazes de gerar OG. Segue na próxima seção uma breve descrição destes.

2.3 Fontes astrofísicas de ondas gravitacionais

Dentre as potenciais fontes de ondas gravitacionais, podem ser citados: sistemas binários compactos, supernovas, estrelas de nêutrons, buracos negros, fontes estocásticas e cosmológicas.

Sistemas binários compactos

Estes sistemas, formados por um par de estrelas de nêutros (EN) ou de buracos

negros (BN), ou por uma EN e um BN, emitem OG por meio da perda energia e momento angular durante a fase de espiralação. Durante a maior parte do tempo (que pode durar algumas centenas de milhões de anos) a onda emitida é monocromática e periódica. A frequência da OG é o dobro da frequência orbital e cresce lentamente, assim como a amplitude, na medida em que a separação entre os dois corpos diminui. Estimativas para a amplitude h e fluxo F podem ser obtidas através das equações já apresentadas na seção anterior.

Estes sistemas emitem OG polarizadas, dependendo da orientação do plano orbital do sistema observado da Terra. Se o plano orbital for paralelo em relação à linha de visada (*edge-on*), na vertical ou na horizontal, o sinal recebido é polarizado em "+". Se ele estiver formando $\pm 45°$ com o plano horizontal, o sinal recebido é polarizado em "$\times$". Se o plano orbital for perpendicular à linha de visada (*face-on*), o sinal recebido é circularmente polarizado. Em outros casos, o sinal recebido é uma combinação não circular das polarizações "+" e "$\times$".

Um exemplo bem conhecido é o pulsar binário 1913+16, descoberto por Russell Hulse e Joseph Taylor em 1974 (HULSE; TAYLOR, 1975), onde um dos corpos é uma estrela de nêutrons e o outro um pulsar. A partir de dados do decaimento do período obital deste sistema, eles determinaram que ele deveria estar emitindo ondas gravitacionais precisamente na razão prevista pela TRG (WEISBERG; TAYLOR, 2005). Por ser esta uma evidência física indireta da existência das OG, eles receberam o Prêmio Nobel de Física em 1993.

Na fase final da espiralação dos sistemas binários compactos, a frequência e amplitude da OG aumenta rapidamente. O sinal é denominado *chirp*. Os objetos atingem velocidades altíssimas ($\approx 0{,}6c$ no caso do GW150914) e experimentam campos gravitacionais extremamente intensos. Na fusão (ou choque) dos corpos, o sinal emitido é impulsivo, de milisegundos a segundos, e é caracterizado como *burst*. Após a fusão, ocorre o *ringdown* do corpo remanescente.

Talvez estes sejam os sistemas com modelos teóricos e computacionais melhor desenvolvidos até a publicação deste texto. E, com as detecções recentes, são sem dúvida os mais bem conhecidos.

Sistemas binários do tipo LMXBs (do inglês *Low-Mass X-ray Binary systems*), onde uma EN sofre acréscimo de matéria de seu par, também podem emitir OG. Isso ocorre através do aumento de momento angular da EN (SATHYAPRAKASH; SCHUTZ, 2009).

Supernovas

Os sinais de OG provenientes do colapso nuclear de supernovas (SN) em explosão são impulsivos, classificados como *bursts*, e carregam parte da energia de ligação e do momento angular. A amplitude do sinal depende do grau de não esfericidade do colapso estelar. Colapsos perfeitamente esféricos não geram OG. A assimetria pode ser induzida por alta rotação. Além disso, sinais de OG também podem ser gerados quando a emissão anisotrópica de neutrinos causa "ricochete" do núcleo (KOKKOTAS, 2008).

Sathyaprakash e Schutz (2009) apresentam uma estimativa para a amplitude h de uma OG de frequência f_{OG} recebida em um *burst* de duração τ e com energia E:

$$h \sim 6 \times 10^{-21} \left(\frac{E}{10^{-7} M_{\odot}}\right)^{1/2} \left(\frac{1\ \mathrm{ms}}{\tau}\right)^{1/2} \left(\frac{1\ \mathrm{kHz}}{f_{\mathrm{OG}}}\right) \left(\frac{10\ \mathrm{kpc}}{r}\right) , \tag{2.7}$$

e afirmam que em simulações de uma SN típica, entre cerca de 10^{-7} e de 10^{-5} da matéria-energia total pode ser transformada em OG.

Estrelas de nêutrons e buracos negros

Uma EN recém-nascida do colapso nuclear de uma SN pode ter uma rotação muita alta e formar um modo barra (como o formato de bola de futebol americano). O sistema pode dissipar energia e momento angular para gerar *busts* de OG.

Além disso, a EN pode ter parte de seu material arremessado para fora, formando um disco irregular não uniforme. Esse material pode cair novamente na EN e excitar seus modos vibracionais. A emissão de sinais impulsivos de OG pode ocorrer em qualquer um destes processos, e também por meio da excitação dos modos vibracionais. A amplitude do sinal depende da massa do material acretado e a frequência depende do tempo de queda do material. No caso da excitação dos modos normais, a OG tem a mesma frequência deles (FERREIRA, 2014).

Sinais periódicos de OG também podem ser gerados por EN. Isso pode ocorrer de duas maneiras. A primeira, se um material cai continuamente na EN e excita os modos normais de vibração. Isso também pode causar o aumento de rotação e a consequente perda de momento angular através da emissão das OG.

A outra maneira ocorre por meio de irregularidades não simétricas na superfície

da EN. No caso de uma "ponta" (ou elevação) eventualmente formada na superfície lisa, a onda gerada é monocromática e seu período é dado pela rotação da EN. Estas irregularidades podem ocorrer por movimentos convectivos na EN e instabilidades na superfície (KOKKOTAS, 2008). Mudanças na esfericidade, causadas por variações de rotação, da EN podem forçar a crosta, rígida, possivelmente formada por ferro, à quebra brusca e formação destas irregularidades.

Buracos negros (BN) também podem ter seus modos quasi-normais de vibração excitados, devido à acreção de matéria. Isso causa distorções assimétricas e emissão de *bursts* de OG e o BN começa a estabelecer um estado de repouso das deformações, fenômeno conhecido como *ringdown*. Buracos negros com massas de cerca de 3 a 10 $M_\odot$ geram sinais com frequências entre 1 e 3,2 kHz (KOKKOTAS, 2008). Estes sinais poderiam revelar a massa e o momento angular de BN, como também detalhes de sua formação (BLAIR, 1991).

Fontes estocásticas e outras

Um fundo estocástico de OG pode ser criado através da superposição das ondas geradas por muitas fontes não correlacionadas e/ou não resolvidas. As fontes podem ser uma combinação de (THORNE, 1987): estrelas binárias e binárias compactas de baixa frequência[2], estrelas pré-galácticas (população III) que eventualmente terminaram em supernovas, OG primordiais emitidas no início da inflação cósmica (na escala de tempo de Planck: 10^{-43} segundos), transições de fase, cordas cósmicas, e quebras de simetria durante a fase inicial do Universo (DAMOUR; VILENKIN, 2000).

A detecção e caracterização destes sinais poderá trazer informações exclusivas sobre o início da evolução do Universo (LESGOURGUES et al., 2000; EASTHER; LIM, 2006), e permitir a investigação de modelos alternativos de inflação e cosmologia, como também informações sobre outros causadores não previstos de perturbações no espaço-tempo.

2.4 Detecções

É apresentado aqui um quadro geral das detecções diretas de OG realizadas até a publicação deste texto. Aquelas que foram confirmadas, receberam a nomenclatura do tipo GWAAMMDD, onde GW é a sigla para *Gravitational Wave*, AA representa os dois últimos dígitos do ano, MM representa os dígitos do mês e DD representa os dígitos do dia. Assim, por exemplo, o evento GW150914 indica que a detecção

[2]Em relação a faixa de frequência de maior sensibilidade dos atuais detectores.

foi realizada no dia 14 de setembro de 2015 (ABBOTT et al., 2016b). Um dos eventos recebeu a sigla LVT (*LIGO-Virgo trigger*) ao invés de GW, por possuir menor significância estatítica e não poder ter sido confimado como onda gravitacional.

As detecções confirmadas como sinais de OG até a publicação deste texto são todas de coalescências de sistemas binários compactos – de dois buracos negros em um buraco negro maior em cinco eventos e de duas estrelas de nêutrons em um objeto remanescente de maior massa em um evento. São essas:

- GW150914 (ABBOTT et al., 2016b): foi a primeira deteção direta em OG realizada; esse evento foi o que teve o progenitor com maior massa;
- GW151226 (ABBOTT et al., 2016a);
- GW170104 (ABBOTT et al., 2017a): esse foi o mais distante observado;
- GW170608 (ABBOTT et al., 2017b);
- GW170814 (ABBOTT et al., 2017c): foi a primeira detecção tripla (feita pelos dois detectores LIGO avançados e pelo detector Virgo avançado); teve a primeira medida da polarização do sinal realizada;
- GW170817 (ABBOTT et al., 2017d): foi a primeira fusão de duas estrelas de nêutrons observada em OG; foi a primeira detecção com contrapartida eletromagnética; e foi o evento de OG mais próximo da Terra detectado.

Esses eventos mostraram, com muita segurança, que as ondas gravitacionais existem e podem ser detectadas pelos interferômetros a *laser*. Algumas de suas propriedades estão resumidas na Tabela 2.4.

Tabela 2.1 - Algumas propriedades dos sinais detectados.

Evento	Distância [Mpc]	Área da localização [graus^2]	Massa $[M_\odot]$			Energia irradiada $[c^2 M_\odot]$
			Primária	Secundária	Remanescente	
GW150914	420^{+160}_{-180}	600	$36,2^{+5,0}_{-3,4}$	$29,1^{+3,3}_{-4,3}$	$62,3^{+3,7}_{-3,4}$	$3,0^{+0,5}_{-0,5}$
LVT151012	1000^{+500}_{-500}	1600	23^{+18}_{-6}	13^{+4}_{-5}	35^{+14}_{-4}	$1,5^{+0,3}_{-0,4}$
GW151226	440^{+180}_{-190}	850	$14,2^{+8,3}_{-3,7}$	$7,5^{+2,3}_{-2,3}$	$20,8^{+6,1}_{-1,7}$	$1,0^{+0,1}_{-0,2}$
GW170104	880^{+450}_{-390}	1200	$31,2^{+8,4}_{-6,0}$	$19,4^{+5,3}_{-5,9}$	$48,7^{+5,7}_{-4,6}$	$2,0^{+0,6}_{-0,7}$
GW170608	340^{+140}_{-140}	520	12^{+7}_{-2}	7^{+2}_{-2}	$18,0^{+4,8}_{-0,9}$	$0,85^{+0,07}_{-0,17}$
GW170814	540^{+130}_{-210}	60	$30,5^{+5,7}_{-3,0}$	$25,3^{+2,8}_{-4,2}$	$53,2^{+3,2}_{-2,5}$	$2,7^{+0,4}_{-0,3}$
GW170817	40^{+8}_{-14}	28	1,36-1,60	1,17-1,36	$< 2,74^{+0,04}_{-0,01}$	$> 0,025$

Fonte: Produção do autor, com base nas referências citadas no texto.

Como esses sinais de ondas gravitacionais são observados?

A detecção inicial desse tipo de sinal é feita por buscas de baixa latência nos dados. Depois são feitas análises por combinação com filtros, que utilizam modelos relativísticos para criar formas de onda de sistemas binários compactos. A partir disso e de outras análises (ver Abbott et al. (2016b) e referências nele contidas) são determinadas as características do sistema, como as grandezas que foram apresentadas na Tabela 2.1.

Figura 2.2 - Ondas gravitacionais como a TRG prevê

GW150914, o primeiro evento de ondas gravitacionais observado pelos detectores LIGO em Livingston e em Hanford. Nos dois primeiros gráficos são mostrados os dados recebidos nos dois detectores, juntamente com as formas de onda previstas para o evento. Essas formas estão de acordo com as equações da TRG e com as características dos detectores. A comparação entre os dados dos dois detectores é apresentada no gráfico de baixo. Nesse, os dados de Hanford foram invertidos devido às diferenças de orientação dos detectores. Os dados também foram deslocados no tempo para corrigir o tempo de viagem do sinal entre os dois sítios (o sinal chegou primeiro em Livingston e, viajando à velocidade da luz, chegou em Hanford cerca de sete milésimos de segundo depois). A fase de espiralação do sistema vai até próximo da amplitude máxima do sinal, quando ocorre o choque, depois disso acontece o *ringdown* do remanescente.

Fonte: LIGO (2016).

A forma de onda do sinal GW150914 pode ser vista na Figura 2.2, juntamente com o sinal previsto pela TRG para o mesmo evento. Nota-se que a teoria prevê com precisão as formas de onda. Até a data de publicação deste texto, não existem evidências de violações da TRG.

Na figura é possível observar o crescimento em amplitude e em frequência durante a fase de espiralação. Logo após a fusão dos corpos (amplitude máxima), ocorre o *ringdown* do remanescente. A observação do sinal durou somente cerca de 0,2 s, que foi o tempo em que ele permaneceu na região de sensibilidade dos detectores antes da fusão.

Uma comparação entre as formas de onda reconstruídas dos sinais detectados e entre os tempos em que eles permaneceram na região de sensibilidade do LIGO podem ser vistos na Figura 2.3. Nota-se que um sistema binário de EN permanece maior tempo emitindo OG numa mesma faixa de frequências em relação a uma binária de buracos negros.

Figura 2.3 - Formas de onda dos sinais detectados

Comparação entre as formas de onda reconstruídas dos sinais detectados em Hanford a partir de 30 Hz até a fusão. Nota-se que o eixo do tempo está representado na escala logarítmica.

Fonte: LVC (2017).

Com somente dois detectores a imprecisão da localização da fonte no céu é muito alta. Essa é determinada utilizando a diferença entre os tempos de chegada do sinal nos dois detectores. O primeiro sinal foi localizado em uma área de aproximadamente 600 graus^2 (região com 90% de confiança). Mas esse quadro melhora muito com três ou mais detectores observando ao mesmo tempo. Para o evento GW170814, por exemplo, quando o Virgo também observou, a região de localização no céu foi aproximadamente dez vezes menor que esse valor.

A última das seis observações de OG, denominada GW170817, foi realizada pelos três detectores novamente, com uma razão sinal-ruído combinada de 32,4. O evento foi consistente com uma coalescência de duas estrelas de nêutrons, de massas entre $1,17\ M_\odot$ e $1,60\ M_\odot$ considerando valores convencionais para *spins* de EN (ABBOTT et al., 2017d).

Cerca de 1,7 segundos depois da observação das OG, um evento de explosão de raios gama, denominado GRB 170817A, foi detectado pelo *Fermi Gamma-ray Burst Monitor*, independentemente. Nos dias e semanas seguintes, outras formas de radiação eletromagnética – incluindo raios-X, ultravioleta, óptica, infravermelho e ondas de rádio – foram detectadas por dezenas de instrumentos terrestres e espaciais (ABBOTT et al., 2017e; CHU, 2017). A fusão das EN deu origem a uma quilonova, um fenômeno pelo qual ocorre a sintetização e a ejeção de elementos pesados para o espaço. Ainda não se sabe qual objeto se tornou o remanescente desse evento. A previsão é que esse seja uma EN de maior massa ou um BN.

Os objetos compactos detectados podem ser comparados em uma escala de massa, conforme a Figura 2.4. Alguns dos buracos negros observados por OG possuem maior massa que os já observados por raios-X.

A astronomia de ondas gravitacionais e a astronomia multimensageira com ondas gravitacionais foram inauguradas. A próxima etapa consiste no desenvolvimento dos instrumentos para possibilitar maior volume de observações. Na seção seguinte serão apresentados alguns dos detectores de OG.

2.5 Tipos de Detectores

Diferentes métodos de detecção são investigados. Detacam-se:

- **Detectores interferométricos terrestres (de solo)**, como o LIGO (nos EUA) (AASI et al., 2015) e o Virgo (na Itália) (ACERNESE et al., 2015),

Figura 2.4 - Massas de estrelas de nêutrons e buracos negros detectados

Em azul, podem ser vistos os buracos negros que se fundiram e seus remanescentes, detectados em OG. Em roxo, são vistos os buracos negros detectados através de observações eletromagnéticas. Com menor massa, em amarelo, estão as EN detectadas por observações eletromagnéticas. Em laranja estão as EN do evento GW170817. Em branco, o remanescente.

Fonte: Elavsky (2018).

que estão em suas versões avançadas, o KAGRA (no Japão) (SOMIYA, 2012) que é subterrâneo e está em construção, o GEO600 (na Alemanha) (WILLKE et al., 2002), o planejado LIGO-India, e o *Einstein Telescope* (ET) em projeto (ABERNATHY et al., 2011). A interferometria *laser* é utilizada para monitorar a distância relativa entre duas ou mais massas de teste que são sujeitas às acelerações produzidas pela passagem da OG.

- **Detectores interferométricos espaciais** em projeto, como o *Laser Interferometer Space Antenna* (LISA) (DANZMANN et al., 2011), o *Big Bang Observer* (BBO) e o *DECi-hertz Interferometer Gravitational wave Observatory* (DECIGO) (SATO et al., 2017). Neste caso, as massas de teste estarão em naves no espaço fora da Terra. Uma das principais diferenças é que vão operar em faixas de frequências mais baixas que os interferômetros de solo. Grandes avanços já foram realizados com o lançamento do LISA *Pathfinder* (ARMANO et al., 2016), onde foram testadas tecnologias necessárias para a construção do LISA.

- **Detectores de massa ressonante** no formato de barras cilíndricas, como

o Explorer (na Suíça), o Allegro (nos EUA), o Niobe (na Austrália), o Nautilus (na Itália) e o Auriga (também na Itália); e no formato de esferas, como o Mario Schenberg (no Brasil) e o MiniGrail (na Holanda). A detecção por massa ressonante parte do princípio de que uma fração da energia da OG incidente é absorvida pelo material. "Os átomos do material tentam seguir a trajetória geodésica produzida pela distorção do espaço-tempo causada pela passagem da onda" (AGUIAR, 2011). A força de ligação entre os átomos impede-os de seguir livremente estas trajetórias e atua no sentido de restaurar as posições. Assim, o material ressonante pode permanecer oscilando durante um certo tempo depois da interação com a OG. E essa oscilação pode ser monitorada com a utilização de trandutores.

- **Pulsar Timing Arrays (PTA)** (HOBBS et al., 2010), como o *European Pulsar Timing Array* (EPTA), o *North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves* (NANOGrav) e o *Parkes Pulsar Timing Array* (PPTA). O objetivo é detectar OG usando um conjunto de pulsares. Isso é feito monitorando o tempo de chegada dos pulsos com duração da ordem de milisegundos. Uma OG poderia causar atrasos ou adiantamentos na chegada destes pulsos por causa da contração ou esticamento do espaço que os sinais percorrem até chegar na Terra.

- **Polarização da radiação cósmica de fundo em micro-ondas**. O objetivo é detectar o *modo B* da polarização da CMB (do inglês *cosmic microwave background*), que seria causado por ondas gravitacionais, de acordo com os modelos de inflação do universo. O instrumento (radiotelescópio) BICEP foi desenvolvido com esse objetivo (CHIANG, 2009). Em março de 2014 foi anunciada uma possível detecção de OG pelo BICEP2, porém as evidências apontaram para que o sinal detectado fosse, na verdade, devido à poeira cósmica (COWEN, 2015).

Na Figura 2.5 pode ser visto um gráfico com as curvas de sensibilidade de alguns dos detectores de ondas gravitacionais, além da representação dos sinais de algumas fontes astrofísicas, dentro da mesma escala. Esse gráfico representa uma faixa espectral de ondas gravitacionais: no eixo horizontal apresenta-se uma escala logarítmica de frequências, e no eixo vertical a densidade espectral de amplitude da onda, h, em unidades de $1/\sqrt{\mathrm{Hz}}$. Podem ser comparadas as diferentes faixas de sensibilidade dos detectores e de sinais de fontes de OG.

Nas duas próximas seções serão descritos os fundamentos sobre os detectores LIGO

e Mario Schenberg que são essenciais para a apresentação do trabalho.

Figura 2.5 - Fontes e detectores de ondas gravitacionais.

Comparação das curvas espectrais de sensibilidade de difentes detectores e fontes de ondas gravitacionais. no eixo horizontal apresenta-se uma escala logarítmica de frequências, e no eixo vertical a densidade espectral de amplitude da onda, h, em unidades de $1/\sqrt{\text{Hz}}$.

Fonte: Adaptada de Moore e Berry (2018).

2.6 LIGO

O LIGO é composto por dois detectores idênticos localizados nos EUA: um em Livingston, Louisiana e outro em Hanford, Washington, distantes 3.000 km entre si. Eles são versões adaptadas de um interferômetro Michelson com 4 km de extensão em cada braço.

Atualmente, o par de detectores se encontra na sua segunda geração: *Advanced* LIGO (AASI et al., 2015). Essa possui cavidades *Fabry-Perot*, de reciclagem de potência e de reciclagem de sinal, para aumentar o tempo de interação com a onda gravitacional, como mostra a Figura 2.6.

Figura 2.6 - Configuração óptica do *Advanced* LIGO.

O *Advanced* LIGO é um interferômetro de Michelson com cavidades adicionadas para o aumento da sensibilidade. Um feixe de *laser* é dividido em dois (pelo BS), que percorrem caminhos perpendiculares (um em cada braço de 4 km). Feito todo o percurso dos braços, os feixes são recombinados e o resultado vai para o fotodetector. As abreviações estão em inglês: BS = divisor de feixes, ITM = massa de teste inicial, ETM = massa de teste final, PD = fotodetector, PRM = espelho de reciclagem de potência e SRM = espelho de reciclagem de sinal.

Fonte: Adaptada de Aasi et al. (2015).

O detector é ajustado para que a interferência medida pelo fotodetector seja destrutiva (escura) na ausência de sinal de OG. Se a interferência deixar de ser destrutiva, devido ao deslocamento relativo das massas de teste, então ocorre a detecção de sinal.

A passagem de uma OG arbitrária causa perturbações nas massas de teste dadas por h_{yy} e h_{xx} (ADHIKARI, 2013). Estas perturbações são detectadas como uma variação

no comprimento dos braços x e y de (THORNE, 1987)

$$\delta l = |\delta x - \delta y| = |h_{yy} - h_{xx}|L = hL \ , \tag{2.8}$$

onde L é o tamanho dos braços. A resposta do interferômetro também depende da direção de incidência da onda (ver Adhikari (2013) para mais detalhes).

A curva de sensibilidade projetada para o *Advanced* LIGO é vista na Figura 2.7, em termos da densidade espectral de deformação h, em unidades de $1/\sqrt{\text{Hz}}$.

Figura 2.7 - Curva de sensibilidade do *Advanced* LIGO.

A curva é obtida pela soma das contribuições individuais das fontes de ruído.
Fonte: Adaptada de McClelland et al. (2015).

A sensibilidade é dada pela soma das fontes de ruído características do detector. Os principais ruídos são: ruído vibracional e sísmico, ruído térmico, ruído quântico e gradientes de gravidade. A susceptibilidade do detector aos ruídos característicos e a outros distúrbios é quantificada pela medição de um arranjo de sensores: sismômetros, acelerômetros, microfones, magnetômetros, receptores de rádio, monitores da rede elétrica e outros. Da ordem de 10^5 canais registram o ponto de operação do interferômetro e o estado dos sistemas de controle. Os dados são sincronizados por

um receptor de GPS (*Global Positioning System*).

2.6.1 Ruído e isolamento vibracional

O ruído vibracional sísmico é causado por vibrações naturais do solo. Para um local silencioso, sua densidade espectral, medida por um sismômetro calibrado, é de aproximadamente (SAULSON, 1994)

$$x(f) = \begin{cases} 10^{-7}\ \text{cm Hz}^{-1/2}, & \text{para } f \text{ de 1 a 10 Hz} \\ 10^{-7}\ \text{cm Hz}^{-1/2}(10\ \text{Hz}/f)^2, & \text{para } f > 10\ \text{Hz} \end{cases} \tag{2.9}$$

Para o *Advanced* LIGO, esse ruído é desprezível acima de 11 Hz devido ao sistema de isolamento (AASI et al., 2015).

Porém, há também os ruídos vibracionais não sísmicos, nos quais o acoplamento vibracional mecânico com as massas de teste é muito mais intenso. Esse corresponde a vibrações relativamente persistentes do solo devido a uma multiplicidade de causas, que podem ser correlacionadas a atividades humanas (tais como tráfego, trabalho industrial, construções, motores, etc.), a atividades animais, a períodos de tempestade, a ventos e outros fenômenos atmosféricos, a maré, a ondas do mar colidindo com a costa continental e a rios. Esses eventos também podem causar ruído newtoniano[3].

É possível construir isoladores vibracionais a partir de sistemas como massa-mola, pêndulos, cantilévers, pneumáticos e uma combinação em cadeia desses.

O sistema de isolamento vibracional do *Advanced* LIGO é composto de estágios de isolamento ativo e passivo, divididos em três componentes principais. O primeiro desses é o Pré-Isolador Hidráulico Externo (HEPI), um sistema externo à câmara de vácuo. O segundo forma o Isolamento Sísmico Interno (ISI), dentro da câmara de vácuo. E o terceiro consiste em uma suspensão quádrupla. O sistema é representado pela Figura 2.8.

O HEPI suporta uma massa total de 6400 kg. Ele fornece alinhamento e isolamento na banda de frequência de 0,1 a 10 Hz, com deslocamentos máximos de posição de ±1 mm e angular de ±1 mrad, nos seis graus de liberdade. Para isso, ele utiliza molas

[3] O ruído newtoniano é causado por flutuações do campo gravitacional que acoplam com as massas de teste. Tais flutuações são provocadas por alterações de densidade em regiões próximas do detector.

Figura 2.8 - Isolamento vibracional para uma massa de teste inicial do *Advanced* LIGO.

Fonte: Aasi et al. (2015).

e atuadores hidráulicos. Os atuadores respondem a um sinal de *feedback* medido pelos geofones instalados nele próprio e também a um sinal de entrada enviado por um sismômetro localizado no solo. Os foles permitem que o movimento seja transmitido para a câmara de vácuo. O HEPI reduz em um fator 10 a amplitude de ruídos vibracionais (AASI et al., 2015; HARRY et al., 2010).

O ISI consiste de três estágios suspensos por molas de lâminas de aço e pêndulos curtos que fornecem isolamento nos seis graus de liberdade. Os estágios contam com vários sensores de posição, sismômetros e geofones, além de atuadores eletromagnéticos, que usam os sinais para o *feedback*. O estágio 2 contém uma mesa óptica, de onde a suspensão das massas de teste é pendurada. O isolamento vibracional exigido

pelo ISI é de cerca de 2×10^{-13} m Hz$^{-1/2}$ @ 10 Hz nas 3 translações e de $< 10^{-8}$ rad rms @ $1 < f < 30$ Hz nas 3 rotações (AASI et al., 2015).

As suspensões das massas de teste (Figura 2.9) fornecem um isolamento passivo adicional, permitindo que as forças de controle necessárias sejam aplicadas sem ruídos excessivos adicionais. Os dois primeiros estágios do pêndulo quádruplo são fabricados de metal e são suspensos por arames de aço conectados a molas de lâminas. A massa do terceiro estágio é fabricada de sílica fundida. Essa é suspensa por fios de aço que laceiam em volta de seu corpo cilíndrico. A massa final é a massa de teste, um cilindro de 40 kg fabricado de sílica fundida. Esta é conectada à penúltima massa por fibra de sílica fundida. As ressonâncias do sistema de suspensão estão entre 0,4 Hz e 4 Hz (AASI et al., 2015; HARRY et al., 2010). A transmissão em 10 Hz está estimada em cerca de 10^{-7} e cai aproximadamente com $1/f^7$. O nível global de ruído sísmico é de cerca de 10^{-19} m Hz$^{-1/2}$ @ 10 Hz (ASTON et al., 2012).

Figura 2.9 - Suspensão do pêndulo quadruplo para uma massa de teste inicial (ITM).

Fonte: Adaptada de Aasi et al. (2015).

A LSC (LIGO *Scientific Collaboration*) tem projetos para futuras versões do detector

a fim de aumentar a sensibilidade, entre esses o LIGO *Voyager* (MCCLELLAND et al., 2015). Com isso, o grupo de ondas gravitacionais do INPE realizou a investigação de um sistema de isolamento vibracional adicional proposto para o LIGO. Esse é apresentado no Capítulo 5. A ideia é que o sistema proposto ocupe uma região do espaço já existente ao redor da suspensão (da Figura 2.9), dentro da câmara de vácuo do LIGO.

2.7 Detector Mario Schenberg

O detector esférico Mario Schenberg (Figura 2.10) foi transferido do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (IFUSP) para o INPE de São José dos Campos em 2016, local onde será remontado em breve.

O detector Schenberg foi planejado para atingir sensibilidade de $h \approx 1{\times}10^{-22}$ Hz$^{-1/2}$, em uma faixa de frequências de 3200$\pm$200 Hz, cujas fontes mais promissoras a serem detectadas são: supernovas, instabilidades e oscilações em EN induzidas pela queda de matéria, excitações dos modos vibracionais de BN com massa entre 3,8 e 9 $M_\odot$, e coalescência de objetos compactos de cerca de 1,9 $M_\odot$ (FURTADO, 2009).

Figura 2.10 - O detector esférico de massa ressonante Mario Schenberg.

À esquerda, conceito do projeto do detector. À direita, o mesmo detector instalado na USP em São Paulo.

Fonte: Ferreira (2014).

Em 2006 o detector operou a temperatura de 5 K com três transdutores (AGUIAR,

2011). Em seguida, foi sujeito à atualizações até 2015, quando outras corridas científicas foram realizadas. Estas atualizações correspondem principalmente ao desenvolvimento de um conjunto de oito transdutores (PAULA et al., 2015).

O principal componente do Schenberg é uma esfera maciça ressonante de cerca de 1150 kg e 65 cm de diâmetro, composta de uma liga de Cu-Al(6%). O fator de qualidade mecânico, Q_{mec}, da antena é de $2,7 \times 10^6$ na temperatura $T = 2$ K e segue a dependência $Q_{\mathrm{mec}} = 4,9 \times 10^6\ T^{-0,86}$ (AGUIAR, 2011).

A seção de choque de absorção, $\sigma_{\mathrm{abs}}(f)$, é um fator que caracteriza a resposta do detector à passagem de uma OG. Essa pode ser determinada pela análise da resposta do modo de vibração a um campo de forças produzido por uma onda, em função da frequência. E também pelas características físicas do material: ela é diretamente proporcional à massa do modo vibracional e ao quadrado da velocidade do som no sólido (THORNE, 1987). Já o fator de qualidade mecânico é outra grandeza que caracteriza a qualidade de um ressonador. Quanto maior o Q_{mec} maior a duração das vibrações. Sinais *bursts* que podem excitar o modo vibracional do sólido durante um intervalo de tempo da ordem de milissegundos, por exemplo, são passíveis de medição devido ao tempo de relaxação do material ser geralmente maior (quanto maior for o Q_{mec}) (MAGGIORE, 2008).

Além disso, a amplitude de ruído h_{n}, em $\mathrm{Hz}^{-1/2}$, que caracteriza este tipo de detector é limitada principalmente pelo ruído térmico e pela quantidade de massa; ela é proporcional à raiz quadrada da razão entre a temperatura e a seção de choque integrada, isto é,

$$h_{\mathrm{n}} \propto \begin{cases} \left[\frac{T_{\mathrm{n}}}{\int \sigma_{\mathrm{abs}}(f)\mathrm{d}f}\right]^{1/2}, \text{para } \textit{bursts, e} \\ \left[\frac{T_{\mathrm{b}}}{\int \sigma_{\mathrm{abs}}(f)\mathrm{d}f}\frac{1}{Q_{\mathrm{mec}}}\right]^{1/2}, \text{para fontes periódicas,} \end{cases} \tag{2.10}$$

onde T_{n} é a temperatura de ruído do detector, que depende da temperatura física do sólido T_{b}, da temperatura de ruído do amplificador e do fator de qualidade (THORNE, 1987).

Estas relações mostram que é possível aumentar a sensibilidade de detecção através da maximização da seção de choque de absorção e da minimização da temperatura de ruído. A seção de choque aumenta com a massa do modo vibracional e com a velocidade do som no material. Já a temperatura de ruído pode ser reduzida maximizando o fator de qualidade do modo vibracional (minimizando o acoplamento

com vibrações externas), resfriando o sólido a baixas temperaturas, maximizando o acoplamento entre transdutor e massa e usando amplificadores de baixo ruído (THORNE, 1987).

A redução para temperaturas criogênicas apresenta mais vantagens, tais como: diminuição do ruído térmico (Browniano), aumento do fator Q_{mec}, permite o uso de materiais supercondutores no sistema de transdução que aumenta o *fator de qualidade elétrico* (Q_{e}), e permite o uso amplificadores criogênicos de baixo ruído.

Um detector esférico tem vantagem em relação ao tipo barra por poder determinar a direção de incidência e a polarização da OG, em qualquer teoria gravitacional. Isso é possível graças à sua característica de possuir igual sensibilidade de detecção para quaisquer diferentes direções de incidência da OG. Para isso, a esfera conta com cinco modos normais quadrupolares e mais um modo monopolar de vibração que podem ser monitorados distintamente.

Os modos quadrupolares da esfera Schenberg possuem massa efetiva de 287 kg e frequência de ressonância de cerca de 3200 Hz. A fim de monitorar estes modos, seis transdutores são posicionados de acordo com a configuração de um icosaedtro truncado, ocupando cada um a região equivalente a uma das seis faces pentagonais não opostas (JOHNSON; MERKOWITZ, 1993). Dois transdutores adicionais são utilizados para monitorar o modo monopolar, somando um total de oito.

Dentre suas fontes de ruído, citam-se: vibracionais sísmico e ambiental; térmico, que tem origem no movimento browniano da antena; eletrônico; e ruído de reação do transdutor (*back action*), no qual o ruído de entrada do amplificador é reintroduzido na antena por meio do transdutor. Esse último pode ser minimizado usando amplificadores de baixíssimo ruído.

Os sistemas de isolamento vibracional do detector são divididos em três partes (MELO, 2002): na esfera, composto por uma suspensão de vários estágios de massas e molas; nos cabos coaxiais de conexão com os transdutores, onde diferentes massas foram presas em posições específicas; e na conexão térmica com o refrigerador por diluição. Estes sistemas isolam os ruídos vibracionais em um nível de cerca de 300 dB na região de detecção.

O detector também possui uma câmara para o vácuo e temperaturas criogênicas, com camadas para nitrogênio e hélio líquidos. Temperaturas da ordem de dezenas de milikelvins podem ser obtidas por meio de um refrigerador por diluição de hélio.

2.7.1 Transdutores

Os oito transdutores de alta sensibilidade (PAULA et al., 2015) desenvolvidos para o detector Schenberg são ressonantes paramétricos, isto é, modulam um campo AC gerado por uma fonte de potência externa e executam os processos de transdução e amplificação combinados (BLAIR, 1991), obtendo um ganho de amplitude intrínseco. Eles são feitos de nióbio, que possui alto Q_{mec} e supercondutividade em temperaturas abaixo de 9,2 K, o que reduz as perdas elétricas. A Figura 2.11 representa um transdutor do modo quadrupolar.

Figura 2.11 - Representação do modelo atual de transdutor para a antena Schenberg.

À esquerda e centro, imagem e corte representando o transdutor: formado por uma base (que é fixada na esfera do detector), uma mola central e uma cabeça livre para oscilar (que contém a cavidade). À direita, representação da cavidade ressonante da cabeça do transdutor, que contém a membrana.

Fonte: Ferreira (2014).

O transdutor, acoplado na antena, funciona como um oscilador harmônico de três massas (AGUIAR et al., 2012), a massa efetiva do modo quadrupolar da esfera de cerca de $287,5$ kg, o corpo do transdutor com massa de cerca de 25 g, e a membrana do transdutor com massa efetiva de aproximadamente 2 mg. Isso gera um ganho da ordem de 10^4 em amplitude.

A tampa do transdutor juntamente com a membrana formam uma cavidade ressonante do sinal AC introduzido por uma fonte externa. A arquitetura da cavidade consiste de um formato cilíndrico com um "poste" cônico central no seu interior (Figura 2.11), e duas aberturas para entrada e saída do sinal AC de microondas. Portanto, a vibração mecânica da membrana modula o sinal dentro da cavidade. Desta forma, o poste e a membrana formam um *gap*, da ordem de mícrons, que é

um dos parâmetros principais da frequência de ressonância eletromagnética da cavidade, que deve ser aproximadamente 9,44 GHz (FERREIRA, 2014). A sensibilidade de deslocamento para o *gap* é de aproximadamente 800 MHz/μm. Assim, a vibração da membrana forma bandas laterais na frequência de ressonância eletromagnética da cavidade. Após a transdução, o sinal é então demodulado, amplificado novamente e registrado para posterior análise de dados.

Finalmente, para maximizar a sensibilidade do detector, é necessário, além de minimizar as fontes de ruído externas (PAULA et al., 2015):

- Maximizar a eficiência de conversão de energia absorvida da OG pela esfera para sinal elétrico: a) maximizando o Q_{mec} do sistema, b) mantendo as frequências de ressonância da esfera, transdutor e membrana mais próximas possíveis, e c) minimizando a perda de transmissão do acoplamento entre a cavidade e o circuito elétrico.
- Minimizar o ruído eletrônico, através do uso de fontes de sinal com baixa potência e ruído e cavidades com alto fator de qualidade elétrico Q_{e}, que é proporcional a razão entre a energia armazenada e a energia dissipada na cavidade.

No Capítulo 3 serão descritos testes experimentais a fim de obter altos valores de Q_{e} para as cavidades dos transdutores do detector Mario Schenberg.

3 TRATAMENTO DE CAVIDADES DE NIÓBIO

3.1 Introdução

Um dos esforços atuais para o aumento da sensibilidade de detectores de massa ressonante consiste na investigação de métodos para aumentar o fator de qualidade elétrico (Q_e) das cavidades supercondutoras dos transdutores de nióbio.

Cavidades supercondutoras de nióbio construídas para aceleradores de partículas podem ter valores de Q_e tão altos quanto $\sim 10^{10}$ (PROCH, 1998). Estas possuem geometria e tamanho diferentes em relação às cavidades dos transdutores de detectores de ondas gravitacionais. O diâmetro das referidas cavidades para aceleradores é de cerca de 50 cm, enquanto que as cavidades dos transdutores do Mario Schenberg, que são do tipo *klystron* e reentrantes, possuem diâmetro de 12 mm e altura de 3 mm (PAULA et al., 2015).

Considerando somente cavidades para detectores de ondas gravitacionais, grupos de pesquisa internacionais já obtiveram Q_e de $3,9 \times 10^5$ em seus experimentos (VEITCH, 1991). No caso dos transdutores do detector Mario Schenberg, o limite teórico de $Q_e \approx 5 \times 10^5$ foi determinado por meio de simulações utilizando o *software Computer Simulation Technology* (CST)[1] (AGUIAR, 2018b). Na prática, espera-se obter valores máximos de $Q_e \approx 3 \times 10^5$ em 4,2 K (FURTADO, 2009).

Em trabalhos anteriores, já foram obtidos $Q_e \approx 2,65 \times 10^5$ (FURTADO, 2009) e $Q_e \approx 2,5 \times 10^5$ (LICCARDO et al., 2016b). No último caso, os autores realizaram a implantação de nitrogênio na superfície das cavidades como método de tratamento para aumentar o fator Q_e.

A fim de analisar quais variáveis dos processos de tratamentos de superfície das cavidades são mais determinantes para a obtenção de altos Q_e's, foi proposta uma nova investigação (LICCARDO et al., 2016a), que é apresentada neste capítulo.

Neste estudo, as medições criogênicas foram realizadas com as amostras mergulhadas em hélio (He) líquido, procedimento que impõe um limite máximo de $Q_e \approx 2,5 \times 10^5$. Isso se deve ao fato de que o valor do *ângulo tangente de perda* do He líquido é dado por $\tan\delta = 1/Q_e \approx 4 \times 10^{-6}$ (NELSON, 1974).

A investigação aqui realizada utilizou os métodos de ataque químico e implantação de nitrogênio como tratamentos de superfície das cavidades.

[1] Para detalhes sobre o CST acesse: https://www.cst.com/.

As amostras utilizadas para os testes aqui apresentados não são as cavidades dos transdutores propriamente ditas, mas são equivalentes a estas para os testes realizados. Estas são de uma liga composta por cerca de 99,99% de nióbio. Tais amostras são compostas, cada uma, de duas partes: um disco cilíndrico (uma tampa) e um disco que contém um cone (ou "poste") e dois furos para entrada e saída de sinais de sondas na cavidade, similar ao do transdutor. As duas partes da amostra, a da tampa e a do "poste", são aparafusadas e formam a cavidade, de acordo com a Figura 3.1.

Figura 3.1 - Cavidades dos testes de otimização do fator de qualidade elétrico.

Esquerda: as duas partes que formam a cavidade (uma delas sendo a parte que contém o poste e a outra sendo a tampa). Direita, em cima: duas amostras, cada uma já com as suas partes aparafusadas, além de duas sondas utilizadas para medi-las com o analisador de rede em temperatura ambiente. Direita, em baixo: representação em corte transversal de uma cavidade formada no interior da amostra.

Fonte: Produção do autor.

Para otimizar o fator de qualidade elétrico das cavidades, é necessário diminuir a resistência elétrica da superfície. Essas devem possuir o menor teor de impurezas possível, tais como contaminações causadas por partículas de poeira e/ou gordura. Além disso, o óxido natural, formado na superfície da cavidade através do contato do nióbio com a atmosfera (GRUNDNER; HALBRITTER, 1984) também reduz consideravelmente o Q_e.

As impurezas podem ser evitadas através da limpeza com água, com álcool isopro-

pílico sob ultrassom e com o fechamento das cavidades em uma sala limpa (com ar filtrado). Já a remoção do óxido natural pode ser feita através do ataque químico da superfície. E para posterior proteção da superfície, uma alternativa investigada é a implantação de nitrogênio, a fim de formar uma camada contra a oxidação natural.

A presença de nitrogênio interesticial nas amostras de nióbio também poderia otimizar e aumentar o fator Q_e (HILBIG, 2014).

Neste trabalho, as amostras foram primeiramente preparadas com o lixamento manual (Seção 3.2). Depois, os métodos investigados para tratamento de superfície foram o ataque químico em uma solução ácida (Seção 3.3) e a Implantação Iônica por Imersão em Plasma (3IP) de nitrogênio (Seção 3.4). Foram realizadas medições semiquantitativas do percentual atômico de nitrogênio (N), carbono (C) e oxigênio (O) na superfície (Seção 3.5), além das medições do Q_e das cavidades em Hélio líquido (Seção 3.6). Os resultados dos testes são apresentados na Seção 3.7.

3.2 Lixamento e ajuste das frequências de ressonância das cavidades

O lixamento manual foi um método utilizado para retirar as camadas de material da superfície que foram depositadas devido aos tratamentos anteriores. O material não retirado assim é removido por meio do ataque químico.

O lixamento também foi utilizado para ajustar as frequências de ressonância, f_e^0, das nove amostras. Tal ajuste é necessário para que os valores de f_e^0 fiquem dentro da faixa de 8 GHz a 11 GHz, que é onde o ruído do instrumento gerador de sinal utilizado para medir os transdutores é menor[2].

Este método de lixamento já foi realizado pelo autor durante seu trabalho de mestrado (FERREIRA, 2014). Basicamente, lixas d'agua são presas por fitas adesivas em uma mesa com superfície de vidro. A tampa é pressionada contra a lixa, fazendo movimentos em forma de 8. A outra parte da cavidade é lixada utilizando duas tiras de lixas paralelas coladas no vidro, de modo que o poste fique entre as tiras e não seja lixado. Assim, a distância entre a ponta do poste e a tampa da cavidade (*gap*) pode ser ajustada de modo a também ajustar f_e^0. Se for necessário lixar o poste, isso é feito com movimentos em forma de 8, executados de modo leve e em poucas repetições, pois a eficiência em desgastar o poste assim é relativamente muito maior. No processo são utilizadas lixas de numeração 600 (de maior granulação), 1200 e 2000 (de menor granulação) nesta ordem, com excessão do poste, quando se usa

[2]Melhor ainda é a faixa de 9 GHz a 10 GHz.

somente a de numeração 2000.

As medições de f_e^0 foram realizadas utilizando um analisador de rede vetorial Agilent PNA-L (disponível na Divisão de Astrofísica do INPE), introduzindo uma sonda em cada orifício da cavidade. Neste caso, a medição é feita por transmissão, de uma sonda para outra, e em temperatura ambiente. Os valores medidos das frequências de ressonância são apresentados na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 - Frequências de ressonância eletromagnéticas das cavidades (f_e^0) das nove amostras.

Amostra	f_e^0 [GHz]		
	Etapa 1	Etapa 2	Etapa 3
1	8,81	8,25	8,76
2	9,17	(nenhum pico)	9,64
3	6,65	(nenhum pico)	9,68
4	9,58	(nenhum pico)	10,00
5	7,28	6,29	8,64
6	8,81	8,50	9,17
8	8,05	8,54	9,48
9	13,00	12,8	7,45
10	9,08	(nenhum pico)	8,76

A etapa 1 consistiu em medir f_e^0 antes do início do tratamento das amostras. Na etapa 2, a superfície das mesmas foram desgastadas a fim de retirar as camadas de tratamento anteriores. Na etapa 3, os postes e/ou superfícies laterais das amostras foram desgastadas em vários processos (sub-etapas) a fim de ajustar o *gap* para atingir valores de f_0 esperados. Seguiu-se a numeração já demarcada durante tratamentos anteriores (como os de França (2015)) e não há amostra demarcada como 7.

Fonte: Produção do autor.

3.3 Ataque químico da cavidade

O ataque químico da superfície da cavidade e da membrana foi realizado por imersão das mesmas em uma solução de 26 partes de ácido hidrofluorídrico (HF), 40 partes de ácido nítrico (HNO_3) e 34 partes de uma solução tampão de ácido fosfórico (H_3PO_4). O HF é responsável por remover o óxido natural, enquanto que o HNO_3 ataca a superfície metálica exposta. A reação é feita em banho-maria com gelo à 0°C, pois ela é exotérmica (FRANçA, 2015), de acordo com a Figura 3.2.

Os testes realizados anteriormente, onde amostras ficaram mergulhadas na solução

Figura 3.2 - Ataque químico de uma amostra.

Uma tampa mergulhada na solução ácida em banho-maria com gelo à 0°C.
Fonte: Produção do autor.

durante um tempo de 180 s apresentaram melhores resultados em relação aos testes com tempo de 30 s (FRANçA, 2015). Portanto, este foi o tempo utilizado para os primeiros testes aqui apresentados. Nos testes seguintes, tempos variados foram utilizados.

Depois de retirar a amostra da solução, a mesma é mergulhada em água deionizada (três vezes seguidas, cada vez em um recipiente) para limpeza. Logo após o primeiro ataque químico das amostras, essas foram acondicionadas em álcool isopropílico, na tentativa de evitar a formação do óxido através do contato com o ar. Depois, as mesmas foram levadas para a implantação iônica de nitrogênio.

3.4 Implantação iônica de nitrogênio

O processo de implantação iônica por imersão em plasma (3IP) de nitrogênio utiliza a atração elétrica entre átomos ionizados e uma amostra (material sólido alvo) para bombardeá-la, implantando os íons na mesma. Os íons energéticos penetram no material colidindo com os átomos do mesmo até perder toda a sua energia cinética, que muitas vezes leva a um processo de colisões em cascata (FRANçA, 2015). Assim, novos componentes e ligas superficiais podem ser obtidos.

Quando o íon entra na amostra, pode ocorrer erosão da mesma, através da remoção de alguns átomos superficiais, fenômeno denominado *sputtering*. Este processo

é frequentemente usado como pré-tratamento para remoção de óxido natural em amostras metálicas, utilizando plasma de argônio (KIM et al., 1974).

Logo após o pré-tratamento (*sputtering*) com argônio, o plasma de nitrogênio é mantido sob vácuo ($\approx 4 \times 10^{-3}$ Torr) e implantado na superfície da amostra. Assim, forma-se uma camada de nitreto de nióbio (NbN) que "ao contrário do óxido de nióbio, apresenta comportamento supercondutor a baixas temperaturas e uma excelente resistência a oxidação" (FRANçA, 2015). O NbN oxida no ar somente a partir de 400°C (CARVALHO et al., 2015).

Durante a implantação, as amostras atingem temperaturas superiores a 500°C na superfície. Isso permite que o nitrogênio se difunda para dentro da amostra e forme camadas modificadas da ordem de mícrons até milímetros (FRANçA, 2015).

O processo 3IP das nove amostras foi realizado em uma câmara de tratamento do sistema de implantação iônica (Figura 3.3), localizada no Laboratório Associado de Plasma (LAP/INPE), em colaboração com o professor Dr. Rogério Oliveira.

Figura 3.3 - Câmara de tratamento do sistema 3IP em alta temperatura do LAP/INPE

Fonte: França (2015).

Os testes anteriormente realizados mostraram que as amostras que tiveram os melhores resultados foram aquelas submetidas ao ataque químico mais longo (de 180 s), e sujeitas a descargas de argônio com duração de 45 min, energia de 5 keV, pulsos de 20 μs e frequência de 400 Hz, e a implantações de nitrogênio (3IP) com dura-

ção de 20 min e demais parâmetros iguais. Durante as implantações, a temperatura dessas amostras foi mantida em, no máximo, 700°C. Essas amostras apresentaram $1,14 \times 10^4$ e $2,52 \times 10^5$ para valores de Q_e após a segunda implantação, sendo estes os melhores fatores de qualidade medidos em 4 K durante os testes (FRANçA, 2015).

Se tornou necessária dar continuidade à investigação sobre o efeito desses tratamentos no fator de qualidade elétrico. Para isso, foram fixados os valores de energia (5 keV), duração (20 μs) e frequência (400 Hz) dos pulsos e, de início, foram escolhidos os valores de tempo (15, 30 ou 90 min) e temperatura (700 ou 900°C) de implantação. Ver Tabela 3.4 a seguir.

Tabela 3.2 - Valores escolhidos para o tratamento de superfície inicial de cada amostra

Tempo de ataque químico antes da 3IP = 180 s			
Amostra	3IP		
	Temperatura [°C]	Tempo [min]	Limpeza posterior c/ argônio
1	700	30	não
2	700	90	não
3	900	30	não
4	900	90	não
5	700	30	sim
6	700	90	sim
8	900	30	sim
9	900	90	sim
10	700	15	sim

Fonte: Produção do autor.

Após o processo de 3IP, as amostras foram armazenadas em álcool isopropílico, até que o hélio líquido fosse comprado. Isso foi uma tentativa de evitar uma possível oxidação natural em contato com o ar.

3.5 Concentrações de elementos da superfície

É interessante notar que Hilbig (2014) apresenta como sendo regiões de supercondutividade, em um diagrama de fases entre nióbio e nitrogênio, as regiões abaixo de 1% e entre aproximadamente 43% e 44%, para cerca de 900°C (ver Figura 3.4). Isso de acordo com um processo de dopagem de nitrogênio por recozimento (*annealing*) da amostra numa atmosfera de gás N_2 seguido por eletropolimento.

Figura 3.4 - Diagrama de fases binário de nióbio e nitrogênio

Diferentes fases são consideradas para o material dependendo da quantidade de nitrogênio e da temperatura. É considerado que somente materiais de nitreto de nióbio com estrutura cristalina cúbica sejam supercondutores.

Fonte: Adaptado de Brauer e Esselborn (1961) citado por Hilbig (2014).

Com o objetivo de estimar a concentração de átomos de nitrogênio na superfície de cada amostra, foi utilizado um Microscópio Eletrônico de Varredura (MEV) com Fonte de Elétrons por Emissão de Campo (FEG, do inglês *Field Emission Gun*). Esse equipamento está disponível no INPE e pode ser visto na Figura 3.5. Esse é capaz de produzir imagens de alta ampliação (de até 1.000.000×) com resolução de até 1 nm.

A técnica que foi utilizada para a caracterização química utilizando esse instrumento é a espectroscopia de raios X por dispersão em energia (EDX ou EDS). O instrumento produz um feixe de elétrons acelerado que incide sobre a amostra. As interações do feixe com a superfície podem resultar na emissão de elétrons ou fótons (raios-X). "Como os raios X emitidos são característicos do material, é possível re-

Figura 3.5 - Microscópio eletrônico de varredura disponível no INPE.

Pode ser vista uma amostra (poste) na imagem da tela do computador.
Fonte: Produção do autor.

alizar uma análise [...] para determinar a composição química semiquantitativa da amostra" (CONTIN, 2017). A análise semiquantitativa permite confirmar se certos elementos estão presentes na amostra e determinar quais suas concentrações aproximadas (NAVIGLIO, 2017).

Foi utilizado um feixe de 10 keV produzido pelo FEG para estimar a concentração de N, C e O em três pontos (e a média destes) de cada amostra. Na Figura 3.6 pode ser visto um exemplo de medição.

3.6 Medições do fator de qualidade elétrico

O fator Q_e é determinado através da medição do *fator de qualidade elétrico carregado* (Q_{ec}), que inclui as perdas internas e externas do sistema acoplamento-cavidade. Essa medição foi realizada com o analisador de rede Agilent PNA-L.

Em temperatura ambiente, as medidas podem ser feitas introduzindo duas sondas, conectadas ao analisador de rede, na cavidade do transdutor. Neste caso, a medição é feita por transmissão, de uma sonda para outra. Este arranjo é similar ao reali-

Figura 3.6 - EDS da superfície de uma amostra.

A espectroscopia de raios X por dispersão em energia (EDS) permite realizar uma análise para determinar a composição química semiquantitativa da amostra. Esquerda: imagem ampliada da amostra – parte do poste da cavidade 6. São escolhidos diferentes locais da superfície (pontos) para estimar a concentração de átomos. Para a análise sobre a amostra é feita a média valores medidos nos pontos. Direita: o resultado da medição feita no ponto do pico do poste.

Fonte: Produção do autor.

zado anteriormente para determinação das frequências de ressonância elétrica das cavidade (Figura 3.7).

Para medição em temperaturas criogênicas, a cavidade é mergulhada em hélio líquido, dentro de um *dewar*, presa na ponta de um criostato, de acordo com Figura 3.8. Esse criostato é composto por dois tubos de aço inoxidável aninhados com paredes finas e um cabo coaxial interno que atravessa toda a extensão dos tubos. Numa extremidade do cabo há uma sonda eletromagnética, feita com cabo coaxial, que é introduzida no interior da cavidade da amostra, que por sua vez está presa. O tubo interno do criostato pode girar em relação ao externo e, por meio de um mecanismo de rosca, pode-se controlar a distância entre a sonda e o fundo da cavidade. Isto permite aumentar ou diminuir o acoplamento eletromagnético da cavidade com o circuito externo. Na outra extremidade do criostato, há uma conexão para o sistema de medição, isto é, para o analisador de rede.

Como somente uma sonda é introduzida na cavidade no caso criogênico, a medição é feita por reflexão. Furtado (2009) e França (2015) apresentam os procedimentos práticos passo-a-passo que foram seguidos para mergulhar o transdutor em He líquido e realizar as medições.

Figura 3.7 - Arranjo para medições elétricas das cavidades dos transdutores em temperatura ambiente.

Medição realizada por transmissão. As sondas estão conectadas ao analisador de rede.

Fonte: Ferreira (2014).

As medições feitas através do analisador de rede por reflexão geram curvas típicas como são apresentadas na Figura 3.9. O fator carregado Q_{ec}, que inclui as perdas internas e externas do sistema, é medido pela razão

$$Q_{\text{ec}} = \frac{f_0}{\Delta f} \ , \tag{3.1}$$

onde Δf é a largura da banda passante. No caso da curva de reflexão ser assimétrica, então esse fator pode ser obtido através da relação

$$Q_{\text{ec}} = \frac{f_0}{2|f_{\text{DE}} - f_0|} \ , \tag{3.2}$$

onde f_{DE} é a frequência a direita ou a esquerda de f_0 da curva, na "altura" da potência da banda passante ($P_{\Delta f}$). Essa potência é a média, isto é, $P_{\Delta f} = (P_{\text{on}} + P_{\text{off}})/2$, que, em decibéis é (FURTADO, 2009),

$$P_{\Delta f}(\text{dB}) = -10 \log 2 + 10 \log \left[10^{\frac{P_{\text{on}}(\text{dB})}{10}} + 10^{\frac{P_{\text{off}}(\text{dB})}{10}} \right] \ . \tag{3.3}$$

Figura 3.8 - Diagrama do arranjo experimental para medir o fator de qualidade elétrico das cavidades em hélio líquido.

A cavidade é mergulhada em hélio líquido (LHe), dentro de um *dewar*, presa na ponta de um criostato. Uma sonda elétrica, introduzida no interior da cavidade permite que o sinal seja medido por meio do analisador de rede (VNA).

Fonte: Adaptada de França (2015).

A magnitude do pico em decibéis, $R_{\mathrm{L}}(\mathrm{dB})$,

$$R_{\mathrm{L}}(\mathrm{dB}) = P_{\mathrm{off}}(\mathrm{dB}) - P_{\mathrm{on}}(\mathrm{dB}) \ , \tag{3.4}$$

representa a perda por reflexão. Se essa for superior a 25 dB, então $P_{\Delta f}$ pode ser determinada pela aproximação:

$$P_{\Delta f}(\mathrm{dB}) \approx P_{\mathrm{off}}(\mathrm{dB}) - 3\mathrm{dB}, \text{ se } R_{\mathrm{L}} > 25\mathrm{dB} \ . \tag{3.5}$$

Encontrada a potência da banda passante e, por conseguinte o valor de Q_{ec}, então o fator de qualidade elétrico descarregado Q_{e} é determinado pela relação (FRANçA, 2015)

Figura 3.9 - Curva de potência na ressonância da cavidade.

Curva típica para medições elétricas da cavidade com uma única sonda. Essa representa a perda de potência do sinal resultante da reflexão, na frequência de ressonância elétrica da cavidade.

Fonte: Adaptada de Furtado (2009).

$$Q_{\mathrm{e}} = (1+\beta)Q_{\mathrm{ec}} \ , \tag{3.6}$$

onde β representa o coeficiente de acoplamento de entrada e saída do circuito ressonante. No modo reflexão, esse coeficiente está associado a perda de reflexão da seguinte forma

$$\beta = \frac{1-10^{-R_{\mathrm{L}}/20}}{1+10^{-R_{\mathrm{L}}/20}} \ . \tag{3.7}$$

3.7 Resultados e discussões

Para realizar as medições criogênicas, o *dewar* foi enchido com 100 litros de hélio líquido. Mas somente cerca de 70 litros chegaram no laboratório. O restante provavelmente evaporou quando o *dewar* quente resfriou durante e logo após o enchimento.

Essa quantidade durou 16 dias e foram realizadas 21 medições criogênicas.

Na Tabela 3.3 pode ser visto um "*ranking*" dos Q_e's de todas essas medições e também o histórico de tratamento de cada amostra para uma dada medida.

O primeiro conjunto de medições foi das amostras submetidas somente ao tratamento inicial. Os valores de Q_e ficaram na faixa de 1230 a 8711. Esses são relativamente baixos. As concentrações de elementos na superfície dessas amostras variaram bastante, numa faixa de 4% a 44% para N, de 3% a 42% para O e de 0% a 33% para C, na média. Nota-se que a configuração com os percentuais mais baixos de N foi da amostra 8, com 4% para a parte do poste e 5% para a parte da tampa. Seu fator de qualidade elétrico foi o mais alto desse conjunto (8711).

Decidiu-se seguir com novos tratamentos de superfície. O intuito foi alterar as concentrações de N de modo a tentar aproximar ao que Hilbig (2014) apresenta como sendo regiões de supercondutividade. Por isso, cada amostra sofreu um ou mais dos seguintes processos: ataque químico longo (AQL) – com duração de 180 s –, ataque químico curto (AQC) – com tempos variados, entre 2 e 14 s –, e nova implantação de nitrogênio. Todas as 3IP após o tratamento inicial tiveram T = 700°C, duração de 5 min e limpeza posterior com argônio, e os parâmetos dos pulsos inalterados (iguais aos do tratamento inicial). O histórico por qual cada amostra passou para cada medição é indicado na Tabela 3.3.

Após todos os testes, o maior Q_e foi de cerca de 60 mil, para a amostra 2. Como esperado, os picos de potência ficaram mais estreitos e com maior magnitude. A título de exemplo, a curva medida com o terceiro maior Q_e ($\approx$ 50 mil), na região do pico, é apresentada na Figura 3.10.

Os quatro maiores fatores de qualidade medidos ($>$ 25 mil) foram de amostras que possuíam, em média, baixo percentual de N, C e O na superfície; com excessão do C no poste de duas destas, cujo valor foi de cerca de 25%. Em uma análise gráfica, pode-se afirmar que baixos percentuais dos elementos citados é, provavelmente, um requisito para obtenção de altos Q_e's. Isso pode ser observado nas Figuras 3.11, 3.12, 3.13 e 3.14, onde são comparados os valores de Q_e com os percentuais atômicos de N, de C, de O, e dos três elementos juntos, respectivamente.

Nota-se que as quatro amostras com maiores Q_e's sofreram AQC após o primeiro tratamento. Isso diminuiu a concentração dos três elementos numa camada superficial mais imediata. Essa camada, de nióbio quase puro, possui menor resistência a

Tabela 3.3 - *Ranking* dos Q_e

Q_e	Amostra	N [%]		O [%]		C [%]		Tratamento inicial +
		P	T	P	T	P	T	
60185	2	2,1	4,2	9,1	2,7	25,0	5,6	1 AQC
54404	6	4,4	4,8	3,2	2,4	5,2	2,5	3 AQC
49935	10	3,1	4,6	2,9	2,4	7,6	5,6	3 AQC
26253	6	1,6	4,0	4,0	3,0	24	9,4	1 AQC
17795	3	24,8	18,6	4,4	3,8	0,5	10,1	1 AQC + 1 AQL + 3IP
13311	3	20,0	22,0	12,9	5,5	16,7	2,2	1 AQC + 1 AQL + 2x3IP
10704	8	4,9	4,2	18,0	32,0	2,3	2,4	1 AQC
9842	4	3,8	2,4	3,2	3,2	2,0	14,7	2 AQC
8711	8	5,0	4,1	28,2	37,5	3,9	5,0	-
7838	9	3,1	4,6	2,9	2,4	7,6	5,6	3 AQC
6181	5	2,8	4,6	4,0	4,2	9,4	5,4	2 AQC
5885	2	20,0	20,0	15,0	8,7	33,0	23,0	-
5215	3	0,4	4,2	18,0	2,8	58,0	3,6	1 AQC
4846	1	0,7	3,3	18,8	3,4	24,0	6,9	1 AQL + 2x3IP
4449	10	41	35	9,6	8,5	6,2	9,4	-
3982	6	36	28	11	16	1,4	13	-
3978	4	41,6	32,2	3,4	14,4	2,1	4,2	-
2061	3	24	30	11	8,5	19	5,1	-
1936	2	3,4	2,4	4,0	2,4	3,7	8,1	2 AQC
1537	1	8,0	28,7	30,4	4,0	30,0	2,2	1 AQL + 3IP
1230	9	44	25	7,3	6,1	0,0	9,5	-

O percentual atômico é calculado como a média simples das medições de cada ponto, no poste (P) e na tampa (T). É válido lembrar que o ataque químico longo (AQL) com posterior 3IP e armazenamento em álcool foi comum em todas as amostras, isto é, foi o tratamento inicial. A coluna da direita indica tratamentos além do inicial. Os AQL tiveram duração de reação fixa em 180 s. Já os ataques químicos curtos (AQC) tiveram tempos variados entre 2 e 14 s. Todas as 3IP após o tratamento inicial tiveram T = 700°C, duração de 5 min e limpeza posterior com argônio, e os parâmetos dos pulsos inalterados.

Fonte: Produção do autor.

superconditividade. É possível que essa tenha uma espessura menor que a profundidade medida através do método EDS e, talvez por isso, os percentuais medidos não sejam menores.

3.8 Conclusões do capítulo

Foi realizada uma investigação para otimizar o fator de qualidade elétrico (Q_e) das cavidades de nióbio por ataque químico e implantação de nitrogênio nas superfícies

Figura 3.10 - Pico de ressonância da amostra 10 quando $Q_e \approx 50$ mil

Fonte: Produção do autor.

Figura 3.11 - Q_e vs percentual de N.

Fonte: Produção do autor.

das mesmas.

Nove amostras foram preparadas para os testes através do lixamento manual. Com o desgaste e ajuste do *gap* entre a ponta do poste e a tampa da cavidade, as frequências de ressonância elétrica foram ajustadas para valores entre 7,45 GHz e 10,00 GHz.

Figura 3.12 - Q_e vs percentual de C.

Fonte: Produção do autor.

Figura 3.13 - Q_e vs percentual de O.

Fonte: Produção do autor.

Processos de ataque químico com uma solução ácida nas amostras de nióbio foram realizados para remoção de camadas da superfície, como aquelas formadas por oxidação natural.

Implantações iônicas por imersão em plasma (3IP) de nitrogênio foram realizadas na tentativa de otimizar/aumentar o Q_e.

Figura 3.14 - Q_e vs percentuais atômicos.

Fonte: Produção do autor.

Os quatro maiores fatores de qualidade medidos (> 25 mil) foram de amostras que possuíam, em média, baixo percentual de N, C e O na superfície. Após todos os testes, o maior Q_e foi de cerca de 60 mil.

Observa-se que baixos percentuais atômicos tanto de nitrogênio quanto de contaminantes (carbono e oxigênio) nas superfícies das cavidades de nióbio são, possivelmente, um requisito para obtenção de altos Q_e's.

Recomenda-se, em trabalhos futuros, análises mais detalhadas de superfície (para medir percentuais atômicos, além de métodos que permitam análises de estruturas cristalinas) em um estudo sistemático com maior número de amostras/cavidades de nióbio. Isso permitirá analisar diferentes tipos de tratamento com alterações de mais variáveis.

4 *TILT* DO SOLO INDUZIDO PELO VENTO NO LIGO DE LIVINGSTON

Neste capítulo é apresentada uma investigação sobre o ruído *tilt* sísmico induzido pelo vento no observatório LIGO de Livingston. Essa investigação foi realizada entre julho e outubro de 2017, durante o período de doutorado sanduíche, feito no observatório de Livingston, e dentro do programa *LSC Fellows* da colaboração científica LIGO.

4.1 Introdução

Conforme apresentado, os dois detectores LIGO Avançados utilizam os dados dos sensores sísmicos e vibracionais (como sismômetros, acelerômetros e geofones) para monitorar ruídos e para gerar *feedback* para o sistema de isolamento vibracional ativo. Os dados dos sismômetros de solo, em especial, são também utilizados para gerar o *feedforward* do sistema de controle ativo.

Acontece que esses sensores, utilizados para medir aceleração horizontal, também são sensíveis ao movimento *tilt* (inclinação) do solo. O acoplamento *tilt*-horizontal se deve a força gravitacional exercida na massa de teste do sensor (MATICHARD; EVANS, 2015), conforme mostrado na Figura 4.1.

Figura 4.1 - Representação de um sensor sujeito ao movimento horizontal e ao *tilt*.

Legenda: (a) aceleração horizontal, (b) *tilt*.
Fonte: Matichard e Evans (2015).

O ruído causado pelo acoplamento *tilt*-horizontal ocorre principalmente em baixas frequências (abaixo de 100 mHz), sendo um dos principais fatores limitantes de sensibilidade. Em geral, há muita dificuldade prática em providenciar isolamento

vibracional ativo nessas frequências. Além disso, estudos mostram que ignorar os efeitos desse acoplamento pode levar a cálculos incertos dos deslocamentos (MATICHARD; EVANS, 2015). Portanto, o "*tilt* do solo" deve ser levado em conta para o sistema de isolamento sísmico.

Uma causa bem conhecida para os efeitos de *tilt* do solo são os ventos. Na Figura 4.2 podem ser vistas as curvas de amplitude espectral medidas por três sismômetros do LIGO, durante períodos de ventos com velocidade de cerca de 10 mph, em comparação com aquelas medidas durante períodos aos quais quase não havia ventos, nas direções X e Y. Nota-se que, as amplitudes são maiores durante os períodos com ventos, na faixa de cerca de 8 mHz até cerca de 50 mHz.

Com isso em mente, uma investigação sobre o *tilt* de solo induzido pelo vento no LIGO de Livingston (LLO, do inglês *LIGO Livingston Observatório*) foi conduzida. O objetivo foi encontrar posições dentro da área de *laser* e equipamento de vácuo (LVEA, do inglês *Laser and Vacuum Equipment Area*) que são relativamente menos sensíveis ao *tilt* induzido pelo vento; e, além disso, averiguar a necessidade de se utilizar sensores específicos para medir esse tipo de ruído na mesma região do detector.

4.2 Metodologia

Inicialmente, dentro da LVEA, haviam três sismômetros STS (*Streckeisen STS-2 Broadband Sensor*), denomeados STS A, STS B e STS C. Os dados de dois deles (A e C) estavam sendo utilizados pelo sistema de isolamento vibracional ativo. O eixo X do STS A e o eixo Y do STS C já eram conhecidos como os menos afetados pelo ruído *tilt* induzido pelo vento. Portanto, esses foram usados como referências para localizar um possível ponto mais "quieto", utilizando os dados do STS B.

Assim, os sensores A e C ficaram fixos em seus respectivos locais, e o sensor B foi movido, a cada medição, para um novo local. Cada medição foi feita durante períodos de vento, de velocidade média de cerca de 7 a 15 mph, e de duração de cerca de uma hora.

Pode ser visto na Figura 4.3 um mapa da LVEA com indicação das posições fixas dos STS A e C, além da posição inicial do STS B.

Mais tarde, outros dois sensores STS adicionais foram utilizados para medir outros pontos dentro da LVEA. No total, 13 pontos foram medidos.

Figura 4.2 - Aumento das amplitudes de ruído sísmico durante períodos de vento.

Curvas de amplitude espectral medidas por três sismômetros (indicados como HAM2, HAM5 e ITMY) do LLO, durante períodos de ventos com velocidade de cerca de 10 mph, indicadas por uma elipse pontilhada, em comparação com aquelas medidas durante períodos onde quase não havia ventos. Acima: direção X; abaixo: direção Y. Nota-se que, as amplitudes são maiores durante os períodos com ventos, na faixa de cerca de 8 mHz até cerca de 50 mHz.

Fonte: Produção do autor.

Foi atribuído um valor a cada ponto, como sendo a razão entre a média das amplitudes espectrais, na faixa de 8 a 30 mHz, medidas pelo sismômetro móvel, e aquela das medidas pelas referências (STS A para X e STS C para Y), no mesmo período de vento. Assim, é possível analisar qual posição é relativamente mais (ou menos) afetada pelo *tilt* induzido pelo vento. Além disso, é possível gerar um mapa de cores, que indica de maneira aproximada o nível de ruído relativo em diferentes regiões da LVEA.

Figura 4.3 - Esquema da LVEA mostrando as posições dos três sismômetros

As posições dos sensores estão indicadas por estrelas. STS A e C ficaram fixos em suas respectivas posições durante todas as medições; seus dados foram usados como referências (na direção X e na direção Y). A posição inicial do STS B (ponto 1) é indicada.

Fonte: Adaptada de Chavez e Sanchez (2017).

Os resultados são apresentados a seguir.

4.3 Resultados

Mapas da razão entre as médias das amplitudes medidas ($\frac{<STSB>}{<STSA>}|_X$ e $\frac{<STSB>}{<STSC>}|_Y$[1]) calculadas em cada ponto, para os movimentos na direção X e Y, respectivamente, são apresentados na Figura 4.4.

O primeiro fato a ser notado é que, grosseiramente, as regiões relativamente mais afetadas pelo *tilt* de solo no eixo X são as menos afetadas no eixo Y, e vice-versa. O

[1]Onde o termo <> representa a média das amplitudes, na faixa de 8 a 50 mHz.

ponto de número 12, por exemplo, possui quase o dobro do valor da referência em X, enquanto que é menor que 0,7 do valor da referência em Y. Isso significa que, nesse ponto, os ventos provocam maior ruído de *tilt* na direção X que na direção Y. Uma possível explicação para isso é que essa posição está mais próxima a parede da lateral esquerda da LVEA (vide Figura 4.3), onde a pressão dos ventos aplicada na direção perpendicular desta parede provoca movimentos em X. As regiões mais próximas da parede não estão mais amareladas porque a figura foi obtida de uma interpolação que não dispôs de pontos próximos à parede.

Essa hipótese também é válida para o mapa em Y. Nesse, os pontos mais a direita, e mais próximos das paredes do braço X do interferômetro (vide Figura 4.3), são relativamente mais ruidosos (como o ponto 9, por exemplo).

Os pontos que indicam menor intensidade relativa de ruído *tilt* do solo, nos dois eixos horizontais, são aqueles posicionados na região central, mais longe das paredes. Particularmente, o ponto 4 apresentou uma redução de 33% e 34% em relação as referências, em X e em Y, respectivamente. De todas as 13 medições, o ponto 4 foi o que chegou mais próximo do local ideal para desprezar os efeitos do acoplamento *tilt*-horizontal. De acordo com o grupo sísmico da LSC, seria necessária uma redução por um fator de 10 em relação as referências para não ser necessária a instalação de sensores ao movimento *tilt* do solo. Esse estudo apresenta valiosas pistas de locais para a instalação desses novos sensores ("tiltímetros"). Ou seja, o ponto 4 é o candidato para se colocar os "tiltímetros".

4.4 Conclusões do capítulo

O ruído do movimento *tilt* do solo, que é medido como movimento horizontal pelos sensores sísmicos, induzido pelo vento, foi observado no LIGO de Livingston.

Após a investigação de 13 posições dentro da área de *laser* e equipamento de vácuo do detector, a intensidade do ruído na melhor posição (menos afetada) é cerca de 0,7 da intensidade medida pelos sismômetros de referência.

Esse trabalho apresenta uma primeira compilação (em formato de mapas), que mostra a intensidade relativa de ruído *tilt* induzido pelo vento. Esse estudo é útil para se determinar a localização dos sensores do movimento *tilt*: o ponto 4.

Figura 4.4 - Mapas de intensidade relativa do ruído *tilt* de solo dentro da LVEA.

Cada ponto representa a medição feita por um sismômetro no solo, localizado na área de *laser* e equipamento de vácuo (LVEA) do detector. O valor do ponto é a razão entre a média das amplitudes espectrais, na faixa de 8 a 30 mHz, medidas pelo sismômetro móvel e aquela das medidas pela referência (STS A para X e STS C para Y). A cor do mapa é dada pela interpolação linear desses valores. As bordas foram normalizadas para 1. Azul-escuro significa um relativo baixo ruído *tilt* induzido pelo vento. O número de cada ponto indica a etapa de medição. O mapa está na escala da LVEA e as linhas cinzas representam os braços do interferômetro. Acima estão as medições em X, e abaixo em Y.

Fonte: Produção do autor.

5 PÊNDULO MULTI-ANINHADO E ANTIMOLAS GEOMÉTRICAS

O pêndulo multi-aninhado ou MNP (do inglês *Multi-Nested Pendula*) é um sistema desenvolvido para atuar no isolamento vibracional de detectores interferométricos de ondas gravitacionais, como o LIGO. Já a antimola geométrica é um instrumento projetado para ser um filtro de vibrações verticais das suspensões das massas de teste dos mesmos detectores.

Apresenta-se neste capítulo: uma introdução ao MNP (Seção 5.1); notas sobre seu isolamento vertical (Seções 5.2 e 5.3); o desenvolvimento das antimolas geométricas (Seção 5.4); a instalação das mesmas (Seção 5.5); os primeiros testes sísmicos do MNP com GAS (Seção 5.6); a otimização do sistema (Seção 5.7); um conjunto de testes e medições (Seção 5.8); o desempenho final e simulações do sistema (Seção 5.9); e as conclusões do capítulo (Seção 5.10).

Todos os desenhos feitos através do *software SolidWorks* aqui apresentados tiveram uma grande participação do ex-estudante de iniciação científica Allan Douglas dos Santos Silva.

5.1 Introdução ao MNP

Sistemas pendulares de vários estágios, de maneira geral, já vem sendo utilizados há décadas em suspensões das massas de teste de detectores de ondas gravitacionais, como o LIGO e o Virgo, por exemplo. Basicamente, eles são filtros passa-baixa para o movimento horizontal.

Considerando um pêndulo simples, de haste rígida, massa desprezível e de comprimento l, formando um pequeno ângulo θ com a vertical, a equação que rege o movimento pedular é dada por

$$\ddot{\theta} + \frac{g}{l}\theta = 0, \text{ para } \sin\theta \approx \theta \ . \tag{5.1}$$

Levando para o domínio da frequência, obtem-se

$$\frac{\theta}{\theta_e} = \frac{f_0^2}{f_0^2 - f^2} \ , \tag{5.2}$$

onde θ_e é o deslocamento angular da vibração de entrada no sistema e $f_0 = (1/2\pi)\sqrt{g/l}$ é a frequência natural do pêndulo. Se $f \gg f_0$, então

$$\frac{\theta}{\theta_e} \approx \frac{f_0^2}{f^2} \ . \tag{5.3}$$

A razão $x/x_e = \theta/\theta_e$, onde x está representando delocamentos horizontais, também é conhecida como *Função de Transferência* (FT).

A FT para uma cadeia N de pêndulos, um suspenso pelo outro, todos com frequência de ressonância f_0, é

$$\frac{x}{x_e} \approx \left(\frac{f_0^2}{f^2}\right)^N \ , \text{ para } f \gg f_0 \ . \tag{5.4}$$

Assim, quanto maior o número N de pêndulos em cadeia e quanto maiores os comprimentos l, isto é, menores as frequências de ressonância f_0, menor será a *transmissibilidade* ou *transferência* de amplitude de vibrações em altas frequências, da entrada para a saída deste sistema.

Porém, uma das principais limitações para a aplicação de pêndulos em cascata em detectores de ondas gravitacionais é o comprimento vertical disponível dentro de suas câmaras de vácuo, onde também já estão instalados outros instrumentos.

Com o objetivo de construir um sistema pendular de vários estágios de forma que fosse compacto, isto é, que fosse verticalmente menor que um sistema em cascata, o Grupo de Ondas Gravitacionais do INPE (GWINPE) propôs o MNP.

O MNP (do inglês *Multi-Nested Pendula*) é um sistema pendular multi-aninhado. Ele pode ser comparado com um sistema de pêndulos de N estágios em cascata, isto é, um sistema convencional. Mas a principal diferença no conceito do MNP é que os estágios são dispostos um dentro do outro, de forma aninhada, ao invés de um abaixo do outro, como no caso em cascata.

A motivação inicial foi a de fornecer um isolamento passivo adicional às futuras gerações do LIGO (CONSTANCIOJR, 2013), aumentando a sensibilidade em baixas frequências. O projeto foi o primeiro a integrar uma instituição brasileira à colaboração científica LIGO (LSC).

A primeira ideia implementada pelo grupo GWINPE consistiu de um MNP cilíndrico: a massa de cada estágio foi constituída de uma casca cilíndrica. As cascas foram colocadas uma dentro da outra de modo que seus eixos fossem coincidentes

e estivessem alinhados com a vertical. Para que isso seja possível, os diâmetros das cascas devem ser sucessivamente menores. A massa de teste (carga) e seu sistema de suspensão seriam suspensos do último estágio do MNP. É possível visualizar este arranjo na Figura 5.1, em contraste com um sistema em cascata.

O arranjo foi feito de forma que a casca de diâmetro menor era suspensa pela de diâmetro imediatamente maior que o dela e assim sucessivamente. A suspensão foi feita por meio de flanges presos às bordas de suas bases circulares de baixo e de cima e de três hastes metálicas, responsáveis por conectar o flange de baixo da casca interna ao flange de cima da casca imediatamente externa a ela. Assim, por exemplo, em um MNP de três estágios, a casca mais interna é suspensa pelas três hastes que conectam a sua base ao topo da casca do meio, já a casca do meio é suspensa por outras três hastes que conectam a sua base ao topo da casca mais externa. O estágio mais externo acaba por suportar o peso dos outros estágios somados.

O primeiro MNP consistiu de cinco estágios e pode ser visto na Figura 5.1. O estágio mais externo era suspenso por três hastes de comprimento $l = 1,4$ m presas em uma estrutura triangular apoiada sobre três pilares. Os quatro demais estágios eram suspensos por hastes de comprimento $l = 1,3$ m. As hastes têm 4,76 mm de diâmetro e foram fabricadas de aço inox. As cascas cilíndricas e os flanges foram fabricados de uma liga de alumínio (AL5052). As cascas tiveram alturas iguais a $h = 1,3$ m, mas que mais tarde foram reduzidas para $h = 1,0$ m com a introdução das molas verticais. Seus raios médios são, respectivamente, 0,63 m, 0,54 m, 0,48 m e 0,42 m.

ConstancioJr et al. (2014) mostraram que as frequências de ressonância deste MNP, de altura total de 1,4 m, são similares as de um sistema em cascata de altura total de 6,6 m, o que "sugere que um sistema aninhado pode ser teoricamente tratado como um sistema em cascata"[1].

5.2 Isolamento vibracional vertical do MNP

Os detectores interferométricos de solo são afetados principalmente pelos movimentos horizontais das massas de teste, mas eles também são afetados pelos movimentos na direção vertical. Apesar da configuração do pêndulo parecer ótima, este não possui atenuação das vibrações na direção vertical. Isso é um problema, pois tipicamente um sistema é mais ruidoso vibracionalmente na direção vertical que na direção horizontal e possui o fator de conversão do "ruído vertical" em "ruído horizontal"

[1] Tradução livre.

Figura 5.1 - Desenvolvendo um pêndulo multi-aninhado.

Em cima a esquerda: representação esquemática de um sistema pendular em cascata de cinco estágios, no equilíbrio e fora dele. Em cima a direita: o conceito do primeiro MNP - representação esquemática em corte longitudinal do MNP com quatro estágios (quatro cascas cilíndricas) - que apresenta uma economia notável de espaço vertical em relação ao sistema em cascata ao comparar o comprimento total das hastes (fora de escala nesta figura). A suspensão de cada casca cilíndrica é feita por meio de flanges presos às bordas de suas bases circulares de baixo e de cima e de três hastes metálicas, responsáveis por conectar o flange de baixo da casca interna ao flange de cima da casca imediatamente externa a ela. Neste esquema, apenas duas hastes, diametralmente opostas, são apresentadas em cada estágio a fim de simplificar o entendimento. Embaixo a esquerda: vista superior diagonal do primeiro MNP montado, com cinco estágios. O sistema, com a estrutura laranja feita para apoiá-lo, tem cerca de 2,5 m de altura. Cada casca cilíndrica tem cerca de 1,3 m de altura. Embaixo a direita: desenho tridimensional, em corte longitudinal, do MNP.

Fonte: Adaptado de ConstancioJr et al. (2014) (acima a esquerda), produção do autor (acima a direita), ConstancioJr (2013) (figuras de baixo).

entre 10^{-3} (SAULSON, 1994) e 10^{-2} (FABBRO et al., 1988). Portanto, o isolamento vibracional vertical das massas de teste é quase tão importante quanto o horizontal.

A atenuação de vibrações verticais é, em geral, realizada por molas de diferentes tipos. Para sistemas massa-mola ideais, a função de transferência da equação 5.4 também é válida, mas com $f_0 = (1/2\pi)\sqrt{k/m}$, onde $k = \partial F/\partial z$ (F é a força e z é o deslocamento vertical) é a constante de mola efetiva no ponto de operação e m é a massa suspensa.

O MNP possuiu, alternativamente, três métodos instrumentais com a função de atenuar vibrações verticais:

a) **Flanges** que possuíam braços que atuavam como molas verticais;

b) **Molas pneumáticas** para serem usadas ao invés dos braços dos flanges;

c) **Antimolas Geométricas (GAS)** para substituirem as molas pneumáticas;

Inicialmente, os flanges do MNP possuíam braços que atuavam como molas verticais (CONSTANCIOJR, 2013). Mas a atenuação realizada por estes era desprezível. Para resolver o problema, a primeira ideia foi desenvolver molas pneumáticas para serem usadas ao invés dos braços dos flanges.

5.3 Molas pneumáticas no MNP

Basicamente, as molas pneumáticas foram projetadas para funcionar por compressão, cada uma presa em uma haste, sustentando o peso de 1/3 da massa acumulada das cascas internas. Deste modo, três molas pneumáticas foram instaladas em cada flange de cima do MNP. Para que isso fosse possível, as cascas cilíndricas do MNP tiveram suas alturas diminuídas para cerca de 1,0 m. A haste era presa no topo da mola e atravessava um tubo construído em seu interior (FERREIRA, 2014), de acordo com a Figura 5.2.

A vantagem das molas pneumáticas é o ajuste da constante elástica k através do controle pressão interna P. Entretanto, essas molas apresentaram oscilações laterais que faziam a haste do MNP tocar no tubo interno, causando um curto-circuito mecânico. Discussões sobre os experimentos e resultados utilizando as molas penumáticas no MNP são encontrados em Ferreira et al. (2016). Tais estudos serviram

Figura 5.2 - Molas pneumáticas.

Esquema em corte transversal do MNP com as molas pneumáticas instaladas.
Fonte: Ferreira (2014).

de experiência para aprimorar o sistema, substituindo as molas pneumáticas por antimolas geométricas.

5.4 Desenvolvimento das Antimolas Geométricas

Foram projetadas Antimolas Geométricas (GAS, do inglês *Geometric Anti-Spring*) como filtros para o isolamento vertical do MNP. Elas são formadas por um arranjo de lâminas metálicas capaz de reduzir o valor de k e, consequentemente de f_0, em relação a uma mola convencional. Um protótipo de seis lâminas é apresentado na Figura 5.3.

Projetos já foram desenvolvidos para a utilização delas em Sistemas de Atenuação Sísmica propostos para detectores interferométricos, como o KAGRA e o Virgo Avançado (TAKAMORI et al., 2002; WANNER, 2013). Estudos e relatos sobre o desempenho de outros protótipos de GAS são encontrados em Bertolini et al. (1999), Cella et al. (2002) e Stochino (2007).

5.4.1 Teoria das Antimolas Geométricas

O princípio de funcionamento das GAS parte do fato de que as lâminas atuem com forças de componentes tanto verticais quanto horizontais. O sistema pode ser

Figura 5.3 - Antimola Geométrica com seis lâminas.

Primeiro protótipo de uma GAS de seis lâminas para o MNP, com 22 cm de diâmetro.

Fonte: Produção do autor.

Figura 5.4 - Modelo de uma Antimola Geométrica.

Mecanismo de uma GAS representado por um modelo simplificado, com uma mola vertical esticada e duas molas horizontais comprimidas na posição de equilíbrio estático (a esquerda) e acima deste ponto (direita), onde uma força F_x é responsável por reduzir a constante elástica efetiva próximo da região de equilíbrio.

Fonte: Wanner (2013).

melhor compreendido visualizando o arranjo destas forças na Figura 5.4. Quando o sistema está na posição de equilíbrio estático – usa-se o termo *ponto de equilíbrio*

nesta tese, a fim de simplificar a escrita – a soma das forças é zero. Mas quando sai dessa condição, as componentes verticais de F_x se tornam diferente de zero. É possível mostrar que a equação de movimento para esse modelo, próximo ao ponto de equilíbrio, é dada por (WANNER, 2013):

$$M\ddot{z} + \left[k_z + k_x - \frac{k_x l_x^0}{l_x}\right] z = 0 \ , \tag{5.5}$$

com uma constante de mola efetiva (termo entre colchetes) dada por

$$k_{\text{eff}} = k_z + k_x \left(\frac{l_x - l_x^0}{l_x}\right) , \tag{5.6}$$

onde M é a massa necessária para atingir o ponto de equilíbrio, k_x e k_z são as constantes de mola horizontal e vertical, respectivamente, l_x^0 é o comprimento da mola horizontal livre de forças e l_x é o comprimento da mola horizontal quando comprimida. Nota-se que o termo entre parênteses,

$$\frac{l_x - l_x^0}{l_x} \ , \text{ quando } l_x^0 > l_x \ , \tag{5.7}$$

é negativo e é responsável pela redução da constante de mola efetiva, e depende da razão de compressão lateral das lâminas. Portanto, esse arranjo geométrico cria o efeito antimola, que **reduz a frequência de ressonância** do sistema, sem perder a capacidade de carga das lâminas.

5.4.2 Construção do primeiro protótipo

O primeiro protótipo de GAS desenvolvido pelo GWINPE é apresentado na Figura 5.3. Este foi constituído de três partes estruturais: um disco de 22 cm de diâmetro usado como base para suporte, seis lâminas elásticas e um disco central. As lâminas têm um formato aproximadamente triangular e foram fabricadas de uma chapa de aço inoxidável (AISI 301, HRC 40-45)[2]. Elas são dispostas horizontalmente, curvadas (arqueadas) como uma vara de pesca. Suas bases são fixadas no disco de suporte e suas pontas no disco central. Um esquema de trilhos, onde as bases estão presas, permite variar a compressão lateral das lâminas e mudar a constante de mola

[2]Aço inoxidável com valores aproximados de 17% de cromo e de 7% de níquel. Aço de alta resistência, dureza e alongamento (vide http://www.kloecknermetals.com.br/pdf/3.pdf).

efetiva.

Todas as peças foram projetadas com auxílio do software *SolidWorks* e usinadas na oficina mecânica do INPE, com exceção dos parafusos. Os parafusos são comerciais e feitos de aço inoxidável. As peças usinadas são de alumínio.

Para testes preliminares do protótipo, uma carga de cerca de 60 kg foi suspensa, com auxílio de uma haste[3], a partir do disco central. Tais testes revelaram que é necessário algum mecanismo para o ajuste do ponto de equilíbrio. A carga para se obter esse ponto é muito específica. Para um pouco de excesso de carga, por exemplo, o disco central vai para um ponto abaixo do ponto de equilíbrio, quando as lâminas são horizontalmente comprimidas. Isso faz com que a GAS deixe de ter seu efeito máximo de redução da k_{eff}. Logo, foi desenvolvido um mecanismo que é apresentado na próxima subseção.

5.4.3 Protótipo de antimola com segundo estágio

Como mencionado, a GAS não funciona no ponto de equilíbrio com mais ou menos carga que um valor bem preciso. Então, um outro estágio foi adicionado no protótipo para o ajustar no ponto de equilíbrio, dado um valor de carga. Esse estágio adicional consiste de um "andar inferior" com lâminas, conforme Figura 5.5. Entretanto, tais lâminas não são curvadas para a compressão horizontal, elas contribuem apenas para a constante vertical k_z. Uma peça de alumínio conecta o estágio da GAS ao estágio adicional. Rodando essa peça, ela força as lâminas do estágio adicional a curvarem e redistribui a carga entre os dois estágios, então o ponto de equilíbrio sempre pode ser atingido para o estágio da GAS. O estágio adicional deve servir como um ajuste fino, isto é, o estágio da GAS deve estar regulado, em número de lâminas, para o mais próximo possível daquele necessário para a carga que vai suspender.

5.4.4 Testes experimentais do protótipo

Diferentes configurações foram testadas para obter a menor frequência de ressonância fundamental possível para o movimento vertical da GAS com o estágio adicional. Para realizar estes testes, novamente uma carga de cerca de 60 kg foi suspensa por uma haste, igual as usadas no MNP, conectada ao protótipo GAS.

As medições foram realizadas usando um sensor *laser* localizado perto da haste e apontando para cima, para a parte de baixo da peça de conexão central dos estágios,

[3]Uma das hastes metálicas utilizadas no MNP.

Figura 5.5 - Antimola geométrica de dois estágios.

A esquerda e ao meio: visão lateral e visão superior diagonal, respectivamente, do desenho 3D. O controle do ponto de equilíbrio no estágio da GAS é feito rodando uma peça de alumínio que é rosqueada no disco central do estágio adicional (em vermelho) e apoiada no disco central do estágio da GAS. A base do estágio da GAS está representada em azul e a base do estágio adicional em cinza. Direita: foto superior do protótipo durante os testes preliminares: GAS montada no garfo de uma empilhadeira, suspendendo uma carga de cerca de 60 kg com auxílio de uma haste.

Fonte: Produção do autor.

como pode ser visto na Figura 5.6, e/ou um cristal piezoelétrico (PZT) colado em uma das lâminas, de acordo com a fotografia da Figura 5.7. Ambos sensores foram conectados a um analizador de espectros modelo SR760 FFT[4]. Uma força impulsiva vertical era aplicada no topo da GAS (topo da haste) e o sinal de resposta medido.

Das medições, o fator de qualidade Q mecânico também pode ser determinado, através da relação (para mais detalhes, ver o Apêndice B):

$$Q \approx 2,73 f_0 \tau_{10\text{dB}} \ , \tag{5.8}$$

[4]O analisador de espectros *Fast Fourier Transform* (FFT) modelo SR760 é um produto da *Stanford Research Systems*. Este possui uma banda larga de frequências (de cerca de 0,1 Hz até 100 kHz), além de um par de processadores de sinais digitais de 24 bits para filtrar e transformar dados amostrados do conversor analógico-digital de 16 bits, características que permitem medir sistemas eletrônicos e mecânicos. Os dados podem ser exibidos em diferentes unidades lineares ou logarítmicas (Vp, Vrms, dBVp, dBVrms), e podem ser salvos em formato binário ou ASCII em disquete ou em computador através da interface RS-232 (THINKSRS.COM, 2018).

Figura 5.6 - Experimento da GAS de dois estágios.

Fotografias do experimento para medir o sinal de resposta do protótipo GAS usando um sensor a *laser*. O sensor era posicionado perto da haste e apontando para cima, para a parte de baixo da peça de conexão central dos estágios. A base da GAS era apoiada em um garfo de uma empilhadeira.

Fonte: Produção do autor.

onde $\tau_{10\text{dB}}$ é o tempo que a amplitude de ressonância leva para diminuir em 10 dB. Para cada teste, o valor de $\tau_{10\text{dB}}$ foi medido dez vezes e seu valor médio gravado.

As medições de cada configuração (nomeadas testes A, B e C, abaixo) foram conduzidas comprimindo as lâminas horizontalmente através do mecanismo de trilhos em etapas de 1 em 1 mm. Em alguns casos, a notação para a compressão aparece da seguinte forma: v0: compressão inicial; v1: lâminas comprimidas em 1 mm; v2: comprimidas em 2 mm; e assim por diante.

Teste A: espaçadores para as lâminas.

Na configuração inicial do estágio da GAS, as lâminas não podiam ser comprimidas além de um certo limite. Tal limite era imposto quando as partes planas das lâminas tocavam nas laterais do disco central (ver imagem da esquerda na Figura 5.7). Então, alguns espaçadores foram adicionados para permitir maior nível de compressão, de

Figura 5.7 - Antimola Geométrica com espaçadores.

Esquerda: esquema representando o limite de compressão das lâminas (em vermelho) contra o disco central (em azul) sem espaçadores (acima) e com espaçadores (abaixo), que permitem maiores níveis de compressão das lâminas. Direita: fotografia da GAS usando espaçadores e um cristal piezoelétrico (PZT) colado na superfície de uma lâmina para medir o sinal de resposta.

Fonte: Produção do autor.

acordo com a Figura 5.7.

Os resultados das medições tanto para o estado inicial das lâminas (v0) quanto para o caso delas comprimidas horizontalmente (v1 a v4) são apresentados na Figura 5.8.

Os resultados do fator Q mecânico são apresentados na Tabela 5.1. O limite de compressão atingido usando os espaçadores foi de 4 mm.

Tabela 5.1 - Frequência de ressonância e fator Q mecânico para diferente níveis de compressão das lâminas, usando espaçadores.

Compressão (mm)	f_0 (Hz)	Fator Q mecânico
0	6,36	155 ± 17
1	6,23	168 ± 10
2	5,50	82,1 ± 7,3
3	5,01	62,4 ± 6,6
4	3,79	62,8 ± 25

Fonte: Produção do autor.

Teste B: modificação do disco central. Após os resultados anteriores, o disco

Figura 5.8 - Espectros da GAS com espaçadores.

Conjunto de medidas do sinal de resposta da GAS sob uma força impulsiva aplicada. Esquerda: as lâminas não foram comprimidas horizontalmente além do estado inicial (v0). Os espectros de cima e de baixo estão relacionados às medidas feitas com *laser* e com PZT, respectivamente. A frequência de ressonância fundamental é de cerca de 6,4 Hz. Os outros picos são harmônicas. Esse efeito é minimizado usando PZT como sensor, porque este não necessita de grandes amplitudes para registrar o sinal. Direita: a mudança do pico da frequência de ressonância fundamental é registrada para cada nível de compressão horizontal das lâminas, usando o PZT como sensor.

Fonte: Produção do autor.

central foi redesenhado, como mostrado na Figura 5.9, de tal modo que permitisse um maior nível de compressão que o permitido nos testes com os espaçadores. O novo disco também apresentou um limite para o nível de compressão. Nesse limite, as arestas das lâminas tocavam as paredes dos cortes feitos no disco central. A compressão horizontal parou no nível de 6 mm.

Os resultados são apresentados na Figura 5.9 e na Tabela 5.2.

Tabela 5.2 - Frequência de ressonância e fator Q mecânico, usando o novo disco central.

Compressão (mm)	f_0 (Hz)	Fator Q mecânico
1	7,21	–
2	6,85	126 ± 19
3	6,36	159 ± 14
4	5,74	115 ± 10
5	5,38	135 ± 15
6	3,91	85 ± 5,0

Fonte: Produção do autor.

Figura 5.9 - Teste B da GAS.

A esquerda, em cima: desenho do disco central após os cortes feitos para permitir maior compressão das lâminas que o permitido pelos espaçadores. Porém as partes laterais das lâminas (suas arestas) ainda tocavam em paredes dos cortes (em amarelo) quando a compressão era maior que 6 mm, por suas pontas estarem aparafusadas nos buracos indicados com setas. Embaixo: mudança do pico da frequência de ressonância fundamental para diferentes niveis de compressão das lâminas, usando o novo disco central e usando o PZT como sensor. Direita: GAS instalada no novo suporte, uma plataforma construída de três pilhas de blocos de cimento intercalados com peças de borracha que permitiu um nível de ruído de fundo sísmico mais "silencioso" e mais estável que quando o protótipo estava montado sobre o garfo de uma empilhadeira.

Fonte: Produção do autor.

Além da modificação no disco central, este novo conjunto de medidas foi realizado com o protótipo GAS instalado em uma nova plataforma para suporte, como mostrado na parte direita da Figura 5.9. Anteriormente, um garfo de uma empilhadeira estava sendo usado como suporte (Figura 5.5). Contudo, a empilhadeira produz muitas ressonâncias mecânicas, que interferem com as medições. A nova plataforma foi construída com três pilhas de blocos de cimento intercalados com peças de borracha. Como resultado, o nível ruído de fundo sísmico, vibracional, era muito menor e mais estável, permitindo melhorar e tornar mais eficiente o processo de medição do sinal de resposta da GAS a uma força impulsiva aplicada. Outra modificação, feita a partir destas medições, foi a redução da carga suspensa para aproximadamente 55 kg, pois essa redução permitiu manter o ponto de equilíbrio com menor contribuição do

estágio adicional da GAS.

Teste C: lâminas aparafusadas lateralmente. Nesta configuração final, as novas lâminas tiveram suas pontas dobradas, e foram aparafusadas nas faces dos cortes laterais do disco central (ver Figura 5.10). As medições foram feitas utilizando a plataforma sob a estrutura de blocos e borracha, descrita anteriormente.

Figura 5.10 - Desenho em explosão de GAS com lâminas aparafusadas lateralmente.

O novo disco central (verde) possui 6 furos nas faces dos cortes, onde as lâminas são aparafusadas – um deles apontado por uma seta. A lâmina agora possui uma dobra na ponta. Algumas peças foram omitidas para facilitar a visualização.

Fonte: Produção do autor.

Usando esta configuração, foi possível comprimir as lâminas até o limite elástico e além, dobrando elas completamente, até elas tocarem suas partes planas nas paredes internas dos cortes do disco central.

O valor de 24 mm (v24) foi atingido para a compressão lateral das lâminas. O valor mínimo para a frequência de ressonância fundamental foi de cerca de 3,9 Hz para 14 e 15 mm de compressão horizontal. Os resultados são apresentados na Figura 5.11 e na Tabela 5.3. A frequência de ressonância aumentou após atingir os 15 mm de compressão, talvez porque as lâminas estavam tão comprimidas (com o formato de U de cabeça para baixo) que o efeito GAS provavelmente não funcionou mais.

5.4.5 Conclusões sobre o desenvolvimento da GAS

O protótipo da Antimola Geométrica para atenuação das vibrações verticais do MNP foi desenvolvido e testado.

Tabela 5.3 - Frequência de ressonância e fator Q mecânico para as lâminas aparafusadas lateralmente nos cortes do novo disco central.

Compressão (mm)	f_0 (Hz)	Fator Q mecânico
0	7,58	166 ± 12
1	7,34	117 ± 7,1
2	6,97	140 ± 11
3	7,09	157 ± 14
4	6,85	119 ± 6,7
5	6,72	127 ± 10
6	6,36	117 ± 8,8
7	6,12	111 ± 4,5
8	5,87	113 ± 3,0
9	5,50	108 ± 5,6
10	4,77	104 ± 6,3
11	4,65	104 ± 2,8
12	4,53	96,0 ± 1,3
13	4,15	84,8 ± 3,0
14	3,91	74,6 ± 2,3
15	3,91	–
16	4,15	80,3 ± 1,8
17	4,77	90,6 ± 3,8
19	5,38	90,7 ± 5,5
20	6,73	105 ± 6,4
21	6,97	105 ± 5,7
22	7,21	101 ± 6,8
23	7,70	98,7 ± 5,9
24	7,95	102 ± 4,7

Fonte: Produção do autor.

Figura 5.11 - Espectros da GAS com lâminas lateralmente aparafusadas.

Em cima: vários espectros sobrepostos, cada um representando a medição em um dado nível de compressão das lâminas aparafusadas lateralmente nos cortes do novo disco central. É possível notar o deslocamento dos picos na frequência de ressonância para cada nível de compressão das lâminas. Em baixo: cada ponto indica o valor da frequência de ressonância em cada nível de compressão. Neste gráfico, é possível observar a diminuição desse valor até a compressão de 15 mm, seguida de um aumento do mesmo.

Fonte: Produção do autor.

Este protótipo possuiu dois estágios com 6 lâminas cada. O estágio de cima é o responsável pelo efeito GAS. É onde as lâminas estão curvadas como uma vara de pesca. Um esquema de trilhos permite variar a compressão horizontal das lâminas para gerar o efeito antimola. As lâminas do estágio de baixo não estão curvadas para compressão horizontal. Estas ajudam a unidade GAS a atingir o ponto de equilíbrio redistribuindo a carga entre os estágios.

Nota-se que em todos os testes feitos, o estágio de baixo entrou em ação, e quanto mais as lâminas da GAS foram comprimidas, mais foi necessária a ajuda deste estágio.

Três diferentes configurações foram testadas. Na última configuração, foi possível testar uma grande faixa de níveis de compressão das lâminas permitidos. Foi obtida uma redução da frequência de ressonância fundamental de 7,58 para 3,91 Hz (ou seja, de quase 50%), nos níveis de compressão zero e 14 (e 15) mm, respectivamente.

Esta é uma prova empírica do efeito GAS deste protótipo.

A frequência de ressonância volta a crescer após 15 mm de compressão horizontal. Ela atinge um valor máximo de 7,95 Hz na compressão final (24 mm).

Considerando a transmissibilidade para este protótipo como sendo próxima de um oscilador harmônico ideal, então o fator de atenuação em $f = 10$ Hz é $T^{-1} \approx f^2/f_0^2 \approx 6.5$ para $f_0 = 3,91$ Hz. Esta é uma atenuação significante para uma GAS pequena (22 cm de diâmetro).

É evidente da Tabela 5.3 que o valor mínimo do fator Q mecânico foi na menor frequência de ressonância. O efeito de comprimir as lâminas também apresenta a tendência de diminuição do fator Q para a mesma frequência, talvez pela região elástica já ter sido excedida. Foi evidente que, após os testes de compressão, as lâminas não voltaram ao formato original, isto é, se mantiveram curvadas após estarem livres de forças (houve deformação plástica).

Este estudo foi relevante para adquirir conhecimento para a construção e configuração de um conjunto de GAS para o isolamento vertical do MNP. A montagem do MNP completo com um conjunto de GAS e os testes realizados são apresentados nas próximas seções.

5.5 Construção e instalação das GAS no MNP

Com base no protótipo desenvolvido, foram construídas nove GAS para a montagem de um MNP de quatro estágios:

- 3 GAS que estão apoiadas no estágio 1 e que suspendem o estágio 2 – referenciadas como GAS (1);
- 3 GAS que estão apoiadas no estágio 2 e que suspendem o estágio 3 – referenciadas como GAS (2);
- 3 GAS que estão apoiadas no estágio 3 e que suspendem o estágio 4 – referenciadas como GAS (3);

Somente o estágio 5 do MNP, que era o mais interno, não foi montado.

Não há GAS suspendendo o estágio 1, isto é, não há GAS (0), pois não existe espaço para elas dentro da câmara de vácuo, onde os testes do MNP são feitos. Isso não é um problema, pois o estágio 1 é considerado como a referência de maior nível

de ruído vibracional, neste estudo. – esse é o "ponto de entrada" do sistema. Os estágios intermediários são responsáveis pelo isolamento vibracional, e o estágio 4 é considerado como a referência de menor nível de ruído vibracional – é o "ponto de saída" do sistema.

Como as massas de cada estágio são diferentes e como a carga suportada por cada um é cumulativa, o número de lâminas das GAS tinha que ser diferente, aumentando dos estágios internos para os externos.

Estima-se que cada lâmina da GAS suporta até cerca de 8 kg para permanecer no ponto de equilíbrio. Assim, por exemplo, as 3 GAS que suspendem o 4º estágio, de massa 56 kg, devem possuir $n = 56\ \text{kg}/(3 \times 8\ \text{kg}) \approx 2$ lâminas cada, sem contar com a ajuda do "andar inferior". Desta forma, dado o número n de lâminas necessárias, foram decididas as quantidades aproximadas de lâminas no "andar superior", n_1, e no "inferior", n_2, do protótipo. Estas quantidades devem ser 2, 3, 4 ou 6 (que é o limite do protótipo), para que a compressão lateral seja simétrica. Os valores estimados estão na Tabela 5.4.

As GAS, então, finalmente substituíram as molas peumáticas (ver Figura 5.12).

Espaçadores ("saltos altos") foram utilizados como calços entre as GAS e os flanges. Eles consistem de pequenos cilindros ocos que são encaixados na parte de baixo da GAS e em sulcos feitos nos flanges. As hastes atravessavam o interior da GAS e dos calços.

5.6 Primeiros testes sísmicos do MNP com GAS

Detalhes do arranjo experimental podem ser vistos na Figura 5.12.

O sistema foi suspenso pela ponte rolante com auxílio de três cintas que "pescam" uma estrutura triangular de alumínio, da qual partem as hastes que suspendem o 1º estágio do MNP. Dessa forma, ele pôde ser transportado para a Grande Câmara de Vácuo Criogênica (LCVC, do inglês *Large Cryogenic Vacuum Chamber*) do laboratório para os testes em vácuo.

O bombeamento de ar para fora da câmara era feito com uma bomba de vácuo mecânica e outra turbo-molecular, conectadas em série.

Dois sismômetros foram instalados, com o auxílio de duas peças de suporte (pedestais), nos flanges de cima do MNP, um na casca cilíndrica mais interna e outro na

Tabela 5.4 - Estimativa de lâminas para as GAS do MNP cilíndrico.

Item	Massa [kg]	n	n_1	n_2	GAS (nº do estágio)
Estágio 4	55,98				
3 hastes	0,78				
Total	56,76	2,36	2	2	GAS (3)
Estágio 3	64,42				
3 GAS (3)	14,91				
3 hastes	0,78				
Total	80,11				
Total acumulado	136,86	5,70	4	3	GAS (2)
Estágio 2	72,6				
3 GAS (2)	16,68				
3 hastes	0,78				
Total	90,32				
Total acumulado	227,18	9,47	6	4	GAS (1)
Estágio 1	81,30				
3 GAS (1)	18,45				
3 hastes	0,78				
Total	100,52				
Total acumulado	327,70	Não há GAS suportando o 1º estágio (GAS (0))			

O número lâminas necessárias, n, é estimado para a carga acumulada dada. Com base nele, são escolhidos o número de lâminas do estágio GAS, n_1, e do estágio adicional, n_2. Assim, por exemplo, cada GAS do estágio 1 terá $n_1 = 6$ lâminas no "andar superior" e $n_2 = 4$ lâminas no "andar inferior".

Fonte: Produção do autor.

mais externa. A comparação entre os dois conjuntos de dados destes sismômetros fornece informações sobre a função de transferência entre os três estágios (do 1º para o 4º). Alguns cristais PZT foram colados em lâminas e hastes.

Um *feedthrough* de 37 pinos foi utilizado para passar informação dos dois sismômetros de dentro para fora da câmara de vácuo. Cada sismômetro precisou de 16 conexões de pinos. Foram utilizados fios individuais para conectar os pinos do *feedthrough* tanto aos cabos dos sismômetros do lado de dentro quanto aos cabos dos digitalizadores do lado de fora da câmara.

Um *feedthrough* adicional de 10 pinos foi utilizado para os sensores PZT.

Os sismômetros, triaxiais, são dois *MBB-1 miniature broadband seismometer* da Metrozet (uma divisão da Kinemetrics), e os digitalizadores são dois *Quanterra*

Figura 5.12 - MNP com as GAS.

Montagem do MNP de quatro estágios com as GAS e preparação para o experimento. Coluna da esquerda: o sistema montado e suspenso. Coluna da direita, em cima: GAS de duas lâminas para suspender o 4º estágio; no meio: conjunto das 9 GAS; em baixo: dois sismômetros MBB-1 instalados para medição de vibrações.

Fonte: Produção do autor.

Q330S+. Todo esse equipamento foi emprestado do grupo do Dr. Sergio Luiz Fontes, do Observatório Nacional (ON), localizado na cidade do Rio de Janeiro, em junho de 2016.

Durante os testes, os dados dos sensores PZT não foram significativos, isto é, não apresentaram picos de ressonâncias, e não foram utilizados nas análises de vibrações.

Os dados dos sensores sísmicos são apresentados na Figura 5.13. Eles consistem de

integrações de medições noturnas (das 18:30h de um dia as 6:30h do dia seguinte) registradas pelo canal da direção norte-sul (nomeado HLN) de cada sismômetro. As densidades espectrais, em m/$\sqrt{\text{Hz}}$, estão na faixa de 0,1 a 30 Hz.

Figura 5.13 - Primeiras medições sísmicas do solo e do MNP com GAS.

Espectros das medições de movimento de solo do laboratório e dos estágios externo e interno do MNP de quatro estágios com GAS. As medições apresentaram alguns problemas, que são discutidos no texto.

Fonte: Produção do autor.

Os números entre parênteses, 163 e 165, são os números de identificação de cada sismômetro. As curvas pretas são resultados de medidas do solo do laboratório, quando os sismômetros estavam próximos um do outro e alinhados na mesma direção. Ambos apresentaram praticamente a mesma curva para as medições do solo.

As curvas azuis são do sensor 165, que foi preso no estágio mais externo, e que devem corresponder ao sinal de entrada do MNP. As curvas vermelhas são do sensor 163, que foi preso no estágio mais interno, e que deveriam corresponder ao sinal de ruído sísmico de saída do MNP.

A principal diferença entre a noite de 23-24 e a noite de 27-28 foi que no primeiro

caso a pressão dentro da LCVC estava começando a diminuir da pressão atmosférica (no começo da noite) para cerca de 5×10^{-1} Torr (no fim da noite) enquanto que estava abaixo de 1×10^{-2} Torr durante toda a noite de 27-28. Os resultados para pressões abaixo de 1×10^{-4} Torr (noite de 26-27, por exemplo) não apresentaram diferenças comparado com aqueles para pressões abaixo de 1×10^{-2} Torr.

Para repetidos e diferentes testes, as curvas vermelhas sempre estavam muito abaixo das curvas azuis mesmo para frequências muito baixas. As primeiras hipóteses deste problema apontavam para um mau funcionamento do sismometro 163 quando em vácuo dentro da LCVC.

Em testes realizados em outubro de 2016, quando o equipamento foi emprestado novamente pelo ON, o problema se repetiu. Ademais, ele também ocorreu quando o solo foi medido utilizando o *feedthrough*, o que não acontecia quando o solo era medido com os cabos dos digitalizadores conectados diretamente nos sismômetros.

Então o problema só podia ser o cabeamento utilizado com o *feedthrough*. De fato, ele foi causado por alguns conectores de fios que ficavam com conexão frágil e mau contato com os pinos do *feedthrough*. A seguir isso foi corrigido utilizando alguns novos conectores e novos testes foram realizados.

A discussão sobre os novos testes está na Seção 5.8, pois eles ocorreram após as alterações feitas no MNP, que são descritas na próxima seção.

5.7 Otimização do MNP de quatro estágios

O processo de otimização do MNP é descrito nas subseções seguintes.

5.7.1 Considerações sobre o efeito do centro de percussão

Para melhorar o desempenho do MNP em atenuar as vibrações, foi levado em conta o Efeito do Centro de Percussão.

Em uma partida de beisebol, o rebatedor executa uma tacada eficiente quando não sente a força de reação no ponto onde segura e gira o taco. Isso acontece quando a bola acerta o Centro de Percussão (CP) do taco que, no caso do esporte, também é conhecido como *sweet spot* (CROSS, 2004).

O CP é um ponto do instrumento que, ao receber uma força perpendicular, não produz força de reação no ponto de apoio. Na Figura 5.14 pode ser visualizado o efeito do CP em uma barra pendurada.

Figura 5.14 - Uma visualização do efeito do centro de percussão.

Considerando uma barra de centro de massa CM suspensa de um trilho horizontal onde ela pode deslizar sem atrito, se uma força impulsiva é aplicada exatamente no CP, então o ponto de suspensão permanece estacionário. Nos outros casos, o ponto de suspensão desliza no trilho. Neste contexto, esta reação no ponto de suspensão caracteriza o efeito do centro de percussão. Este princípio pode ser aplicado no MNP (ilustração da extrema direita). Se a força horizontal que a haste (ou o fio) de suspensão exerce na casca cilíndrica for no CP, o ponto de suspensão do próximo estágio permanece estacionário, isto é, ele se torna o pivô; caso contrário há uma força de reação nesse ponto.

Fonte: Adaptada de Wanner (2013).

Se uma força (perpendicular e para a direita) é aplicada abaixo do CP, a barra gira no sentido anti-horário em torno do pivô, um ponto virtual. O ponto de suspensão translada para a esquerda. Se a força é aplicada acima do CP, o ponto de suspensão translada para a direita. Se a força é aplicada no CP, o ponto de suspensão não translada e coincide com o pivô (WANNER, 2013).

Considere o modelo de um estágio do MNP aproximado ao modelo da barra vertical. Se a força que a haste exerce no estágio for no CP, então a força de translação devida ao efeito de CP no ponto de suspensão do próximo estágio (subsequente interno) será nula, isto é, o ponto de suspensão se torna o pivô, como descrito na Figura 5.14. Se a força não for no CP, há reação no ponto de suspensão. Essa força de reação é transmitida para a haste e, consequentemente, para o próximo estágio. Na prática, é possível minimizar esse efeito suspendendo os estágios a partir das alturas de seus respectivos CP. Logo, é necessário determiná-las.

Figura 5.15 - Coordenadas utilizadas para o cálculo do centro de percussão.

Fonte: Produção do autor.

Considere os valores de comprimento de um estágio do MNP que são indicados no modelo da Figura 5.15. A altura do centro de percussão pode ser determinada através da equação (CROSS, 2004)

$$b = \frac{1}{a}\frac{L}{m} \ , \tag{5.9}$$

onde b é a distância entre as alturas do CP e do centro de massa (CM), a é a distância entre as alturas do CM e do pivô, m é a massa do estágio e L é o momento de inércia do estágio no eixo de rotação considerado.

Antes que este cálculo fosse concluído, foi necessário remodelar as cascas cilíndricas com a finalidade de se ter acesso manual aos centros de percussão. Isso é discutido na próxima Subseção (5.7.2).

5.7.2 Novo modelo de estágio e nova suspensão do MNP

Aberturas em formato retangular foram feitas nas três cascas cilíndricas mais externas e podem ser vistas na Figura 5.16, enquanto que a mais interna não sofreu tais alterações. Os cortes tiveram a principal finalidade de permitir o acesso manual aos novos pontos de suspensão (conexão entre fio e casca) dos estágios internos. Tais pontos agora estão localizados nas alturas dos CP.

Figura 5.16 - Cascas cilíndricas após cortes laterais.

As três cascas cilíndricas dos estágios mais externos agora possuem aberturas em formato retangular com a principal finalidade de permitir o acesso manual aos novos pontos de suspensão.

Fonte: cortesia de Marcos Okada.

Além disso, esse formato de cortes (retangular) fora escolhido por apresentar o menor número de modos vibracionais em baixas frequências, entre os que foram simulados através do *SolidWorks*. Isso pode ser verificado nos trabalhos realizados por Silva (2017), além das alterações que ocorreram nos valores das frequências de ressonância dos modos vibracionais das cascas cilíndricas após os cortes. O formato retangular escolhido também é relativamente mais rápido e simples de ser executado na prática.

Os novos valores de massa m e das alturas z dos centros de massa foram determinados utilizando exatamente a nova geometria (ver Figura 5.17), pelo *SolidWorks*, bem como os valores de momento de inércia L. A seguir, os valores de $a = h + d - z$ foram encontrados. Logo, os valores de b foram calculados através da equação 5.9 e estão disponíveis na Tabela 5.5.

Os valores de massa acumulada dos estágios do MNP, após os cortes nas cascas cilíndricas, são mostrados na Tabela 5.6. Como pode ser visto, os números de lâminas, n_1 e n_2, foram mantidos os mesmos de antes (da Tabela 5.4). Como consequência da carga ser mais leve, foi requerida menor atuação das lâminas do estágio adicional das GAS. A inalteração do número de lâminas teve a vantagem de economizar o tempo disponível para os testes.

Figura 5.17 - Modelo de estágio após as aberturas laterais

Ilustração esquemática de um estágio do MNP, com as dimensões que fazem parte do cálculo do centro de percussão.

Fonte: Silva (2017).

Tabela 5.5 - Dados do MNP otimizado.

Estágio	1	2	3	4
Massa total do estágio, m [kg]*	69,78	63,15	53,90	50,50
Momento de inercia, L [kg/m^2]*	22,24	17,96	13,31	9,37
Altura do CM, z [m]*	0,81	0,81	0,82	0,55
Raio da casca cilíndrica, r [m]	0,63	0,54	0,48	0,42
Altura da casca, h [m]	1,03	1,03	1,03	1,03
d [m]	0,42	0,29	0,29	0,30
a [m]	0,64	0,52	0,50	0,78
b [m]	0,50	0,55	0,49	0,24
Altura do centro de percussão, c [m]	0,31	0,26	0,33	0,31
Comprimento do fio, l [m]	1,14	1,07	0,99	1,02

*Valores determinados através do *SolidWorks*. Na massa total de cada estágio não estão sendo consideradas as massas dos fios de suspensão.

Fonte: Produção do autor.

Tabela 5.6 - Estimativa de lâminas para as GAS do MNP otimizado.

Item	Massa [kg]	n	n_1	n_2
Total acumulado no estágio 4	51,6	2,2	2	2
Total acumulado no estágio 3	106,3	4,4	4	3
Total acumulado no estágio 2	170,4	7,1	6	4
Total acumulado no estágio 1	241,2	-	-	-

A estimativa do número de lâminas n é dada para a carga acumulada dada. Contudo, os valores para o estágio GAS, n_1, e para o estágio adicional, n_2, foram mantidos os mesmos de antes.

Fonte: Produção do autor.

Todas as hastes que suspendiam o MNP foram substituídas por fios metálicos, cujos comprimentos são dados por $l = a + b$:

- Fios de Ti-6Al-4V de 1,6 mm de diâmetro e com $l = 1,138$ m que suspendem todo o MNP pelo 1º estágio (mais externo);
- Fios de Ti-6Al-4V de 1,5 mm de diâmetro e com $l = 1,067$ m que conectam o 1º ao 2º estágio;
- Fios de Ti-6Al-4V de 1,0 mm de diâmetro e com $l = 0,994$ m que conectam o 2º ao 3º estágio;
- *Music wires*[5] de 0,61 mm de diâmetro e com $l = 1,015$ m que conectam o 3º ao 4º estágio (mais interno);

Os flanges de cima foram usinados – tiveram suas larguras diminuídas – para diminuir a possibilidade de contato entre eles. Esses foram soldados as cascas cilíndricas, de maneira que seus furos ficassem alinhados aos pontos de suspensão, além de permitir o arranjo pré-definido das posições das GAS.

[5]São fios de aço, muito utilizados em instrumentos musicais, tais como o piano. São conhecidos por apresentarem características como alta resistência à tração e alta resistência à fadiga.

Os flanges de baixo foram removidos. Os fios foram conectados diretamente nas cascas cilíndricas, nas alturas dos CP, com auxílio de conectores feitos de aço inox para prendê-los, como pode ser visto na Figura 5.18.

Figura 5.18 - Novas suspensões para o MNP

Detalhes dos pinos de aço inox usados para prender ("sanduichar") os fios, conectá-los nas cascas cilíndricas (pinos de baixo) e apoiar a carga na GAS (pinos de cima – no pivô).

Fonte: Produção do autor.

As bases dos estágios de baixo das GAS foram coladas, com supercola[6], aos pequenos cilíndricos ocos usados como espaçadores ("calços"). Tais espaçadores foram encaixados e colados em sulcos feitos nos flanges de cima do MNP. Assim, todas as GAS estão presas nos seus respectivos estágios.

5.8 Conjunto de medições sísmicas e vibracionais do sistema otimizado

Após as atualizações do MNP descritas anteriormente, dezenas de testes experimentais foram realizados sob vácuo afim de medir as vibrações e obter a função de transferência do sistema. Pode-se separá-los e resumi-los em três conjuntos (ou

[6]Supercola do tipo epoxi: *Araldite Profissional*.

etapas):

- Na primeira etapa utilizou-se o equipamento que foi emprestado novamente pelo grupo do ON (*MBB-1/Quanterra*). Os testes foram realizados no segundo semestre de 2016. Detalhes estão na Subseção 5.8.1.
- Na segunda etapa foi utilizado um par de sismômetros triaxiais *Trillium Compact 120s* (TC120) conectados a digitalizadores *Centaur*, ambos da Nanometrics. Estes sensores foram adquiridos pelo GWINPE e chegaram no laboratório em 15 de maio de 2017. Tais testes foram realizados até final de junho do mesmo ano. Uma discussão sobre estes é apresentada na Subseção 5.8.2. Nesta etapa do trabalho, também foram iniciadas as medições com aplicações de forças de excitação externa, descritas na Subseção 5.8.3.
- Na terceira etapa, os testes foram realizados com os sensores adquiridos, TC120/*Centaur*, entre início de dezembro de 2017 e final de janeiro de 2018. Estes foram os testes finais do MNP e os resultados são apresentados na Seção 5.9 e comparados com simulações.

5.8.1 Medições com MBB-1/Quanterra

Os dois sismômetros foram instalados no MNP como nos testes anteriores: um no topo do estágio mais interno e outro no topo do mais externo, presos e nivelados em pedestais feitos de alumínio que foram aparafusados nos flanges e alinhados radialmente no MNP, de acordo com a Figura 5.19.

Em ambos sensores, o eixo Norte foi alinhado com a direção radial do sistema (eixo Y), apontando para o centro do sistema de coordenadas do MNP, enquanto o eixo Leste foi alinhado com a direção X e o eixo vertical com a direção Z.

Foi utilizado o *feedthrough* de 37 pinos para a transmissão dos dados. Os sensores PZT não foram mais utilizados.

Pode ser visto na Figura 5.20 o sistema sendo colocado na câmara de vácuo para os testes sísmicos.

Como só um sensor por estágio pôde ser usado, somente as medições do eixo Y foram escolhidas para análise, na tentativa de amenizar os efeitos de acoplamento entre os eixos. O eixo Y está contaminado somente com a rotação em torno do eixo X (RX). As medições na direção X estão contaminadas com rotações em torno do eixo Y

Figura 5.19 - Configuração dos sismômetros MBB-1

Sismômetros MBB-1 instalados sobre os pedestais de alumínio, presos nos flanges dos estágios interno e externo do MNP.

Fonte: Produção do autor.

(RY) e em torno do eixo Z (RZ). Isso ocorre porque os sensores estão instalados no topo dos flanges, bem acima dos planos horizontais que contêm os centros de massa dos respectivos estágios.

Os resultados das medições com *MBB1/Quanterra* na direção Y para o solo, para o estágio interno e para o estágio externo são apresentados na Figura 5.21. Os dados foram coletados com uma taxa de amostragem de 200 Hz e sem nenhuma força de excitação externa aplicada.

Como pode ser visto, a atenuação apresentada é longe da esperada de um sistema de quatro estágios em cascata. Além disso, um grande número de picos aparece no gráfico. Estes serão discutidos nas seções seguintes.

Os dados também podem estar enviesados. No fim das medições percebeu-se que o cabo que conectava o sensor do estágio interno ao *feedthrough* estava tensionado. Então, é possível que vibrações transmitidas através deste cabo possam ter contaminado as medidas. Como este cabo estava conectado à estrutura da câmara, qualquer vibração vinda do solo poderia facilmente ser transmitida através do cabo tensionado para o sensor.

Portanto, para assegurar a correção destes problemas hipotéticos, o sistema foi medido novamente, utilizando cabos mais finos e com a posição dos sensores otimizada.

Figura 5.20 - MNP sendo colocado na câmara de vácuo

O sistema é suspenso pela estrutura triangular, que é apoiada no anel de suporte da câmara de vácuo. A suspensão é controlada pela ponte rolante.

Fonte: Produção do autor.

Isso foi feito nos próximos conjuntos de medições, utilizando o sensores TC120 e digitalizadores *Centaur* adquiridos.

5.8.2 Medições com TC120/Centaur

Diferentemente do primeiro conjunto de medições, desta vez o centro de cada sismômetro foi posicionado na mesma altura do centro de massa de seu respectivo estágio do MNP. Cada sismômetro foi colocado, preso e nivelado em uma pequena plataforma de alumínio, que foi aparafusada na respectiva casca (ver Figura 5.22).

A direção (e sentido) Norte de cada sismômetro TC120 foi alinhada com a direção radial, +Y, do MNP. Por estarem no CM do estágio, as medições do canal Norte dos sismômetros correspondem a movimentos somente no eixo Y, ou seja, elas estão descontaminadas devido a acoplamentos. As medições do canal Leste (eixo X do MNP) correspondem aos movimentos em X contaminados somente por RZ, e as medições do canal vertical correspondem aos movimentos em Z contaminados somente por RX.

Esta contaminação não pode ser evitada se um sensor estiver preso no estágio externo

Figura 5.21 - Medições com MBB-1/Quanterra

Espectros das medições de movimento de solo do laboratório e dos estágios internos e externos para um MNP de quatro estágios otimizado. As medições apresentaram alguns problemas, que são discutidos no texto.

Fonte: Produção do autor.

Figura 5.22 - Instalação dos TC120 no MNP

Os sismômetros *Trillium Compact 120s* foram presos e nivelados nos planos horizontais dos centros de massa dos estágios externo e interno. Em detalhe no meio: sismômetro no estágio interno conectado por fios finos. A direita: plataforma de alumínio aparafusada na casca cilíndrica utilizada para fixar o sismômetro.

Fonte: Produção do autor.

e o outro no estágio interno do MNP. Contudo, ela pode ser suprimida se primeiro as medições forem realizadas com ambos os sensores presos no estágio externo e depois com ambos os sensores presos no estágio interno. Com isso, toma-se aqui a liberdade de definir as medições X, Y e Z "puras", tais que

$$\begin{cases} X_{\text{puro}} = (X_1 + X_2)/2 \\ Y_{\text{puro}} = Y_1 = Y_2 \\ Z_{\text{puro}} = (Z_1 + Z_2)/2 \end{cases} \tag{5.10}$$

Onde $\{X, Y, Z\}_1$ e $\{X, Y, Z\}_2$ representam as medições dos sensores 1 e 2, respectivamente. Na prática, os dados Y_{puro} também foram determinados pela média dos sensores: $Y_{\text{puro}} = (Y_1 + Y_2)/2$. Estes cálculos foram feitos com os dados em metros, no domínio do tempo. Os valores foram determinados duas vezes: uma vez para ambos os sensores no estágio externo e outra para ambos no estágio interno, que resultaram nas curvas azul e vermelha, respectivamente, apresentadas na Figura 5.23.

Nos eixos horizontais podem ser vistos claramente os quatro picos em baixas frequências (< 2 Hz) que correspondem as ressonâncias dos movimentos pendulares do MNP. Alguns deles aparecem nos dados do eixo Z, provavelmente devido a acoplamentos e imperfeições assimétricas do sistema.

Picos de 2 a 9 Hz provavelmente são, em sua maioria, característicos das molas verticais. Esses são proeminentes no gráfico do eixo Z. Algumas simulações individuais realizadas no *software Nastran*, *SolidWorks* e outros, também apresentaram alguns picos nessa região que caracterizam rotações do sistema.

Simulações também revelaram pelo menos dez modos vibracionais das cascas cilíndricas em uma faixa de 10 a 60 Hz (SILVA, 2017). Estes modos provavelmente caracterizam as várias ressonâncias vistas nos gráficos, nesta faixa de frequências.

Nota-se que em altas frequências ($\gtrsim 40$ Hz) as curvas correspondentes ao estágio interno aparentemente atingem um platô, que poderia ser uma consequência do nível de ruído do equipamento. Esta hipótese é confirmada quando a curva do limite de sensibilidade dos sensores, calculada para a região de frequências do gráfico, é plotada no mesmo (curva pontilhada). Esse limite de sensibilidade impede que a real vibração do estágio interno seja medida, o que dificulta determinar a melhor função de transferência do sistema (nessa faixa de frequências).

Em todo caso, para medir a transmissibilidade, é necessário aplicar uma força no

Figura 5.23 - Medições do MNP utilizando o TC120 sem aplicação de forças externas

Espectros das medições dos estágios externo e interno do MNP, para cada eixo, sem aplicação de forças externas.

Fonte: Produção do autor.

estágio externo e verificar quanto do ruído se propaga para o estágio interno. A atenuação do sistema será maior quanto maior for a separação entre as curvas do estágio externo e do interno. Assim, o nível de ruído do estágio externo (curva azul) pode aumentar até o ponto em que a separação entre as duas curvas pare de crescer.

Os testes com força externa são descritos na próxima subseção.

5.8.3 Testes com força externa aplicada

Diferentes instrumentos foram utilizados para gerar uma excitação externa no sistema: um conjunto bobina e ímã, um alto-falante e uma marreta. Todos os testes, a partir destes, relatados aqui, utilizaram os sensores TC120/*Centaur*, um posicionado no estágio externo e o outro no interno, de acordo com a Figura 5.24.

Figura 5.24 - Uma configuração para medição de vibrações do MNP

Esquema de vista superior do MNP com indicação das posições e orientações (N – Norte) dos sensores. O ponto de aplicação da força externa utilizando o método da marreta, quando foi o caso, também é indicado neste esquema.

Fonte: Produção do autor.

Para evitar o problema de transmissão de vibração pelo cabo, foram utilizados fios finos para a conexão do sismômetro do estágio interno, como pode ser visto no meio da Figura 5.22.

No primeiro conjunto de testes, a bobina foi presa num suporte do lado de fora da câmara de vácuo e alinhada com a borda lateral da mesma, onde foi preso o ímã. A

bobina foi conectada a um gerador de sinais. Foram usadas diferentes funções, como senoides com diferentes frequências, pulsos regulares e uma função arbitrária, gerada por uma combinação de formas de onda senoidais de 10 a 100 Hz espaçadas por 1 Hz. Contudo, a excitação não foi eficaz para melhorar a medição de transmissibilidade.

No segundo conjunto de testes, um alto-falante foi preso na estrutura triangular de suspensão do MNP (dentro da câmara de vácuo). Esse foi conectado ao gerador de sinais através de um *feedthrough*. Procedimentos similares ao teste anterior foram realizados, mas a excitação também não foi satisfatória.

No terceiro conjunto de testes, o alto-falante foi preso na parte de baixo da casca cilíndrica externa do MNP, com sua base em contato direto com a superfície externa da casca. Uma maior separação das curvas, nestes testes, foi obtida utilizando a função arbitrária. A voltagem de saída do gerador de sinais máxima é de 20 V, então um amplificador de áudio foi utilizado para permitir atingir 42 V no alto-falante sem distorcer significativamente o sinal (visualmente[7]). O resultado pode ser visto na Figura 5.25.

Apesar da boa atenuação (três ordens de magnitude em alguns trechos), o desempenho está inferior ao esperado. Além disso, a função arbitrária utilizada no alto-falante não é ideal para a produção de uma excitação mais uniforme ao longo da faixa de frequências, já que isso foi responsável por produzir as várias ressonâncias (picos) em altas frequências vistas no gráfico.

No quarto conjunto de testes, a bobina foi presa na casca cilíndrica externa do MNP e o ímã foi preso, alinhado com ela, na serpentina da câmara de vácuo. Isso garantiu uma maior força de reação, atuando na casca do MNP. Contudo, os resultados apresentaram muitos picos de ressonância e a separação entre as curvas dos estágios externo e interno não aumentou/melhorou.

O próximo conjunto de testes, feito com uma marreta, batendo do lado de fora da câmara, revelou resultados melhores. Esses são apresentados na próxima seção, junto com os testes de variações nas molas GAS, além de simulações vibracionais do MNP feitas com computador.

[7]Para visualização do sinal foi utilizado um osciloscópio conectado em paralelo ao alto-falante.

Figura 5.25 - Medições do MNP utilizando o alto-falante para excitação

Espectros das medições de vibração dos estágios externo e interno do MNP, utilizando um alto-falante preso na casca cilíndrica externa ligado a um gerador de sinais. O sinal de 20 V é gerado por uma combinação de formas de onda senoidais de 10 a 100 Hz espaçadas por 1 Hz; um amplificador de áudio aumenta a voltagem para 42 V. Esta função arbitrária gera picos de ressonância. Logo, a excitação é muito maior em algumas frequências que em outras.

Fonte: Produção do autor.

5.9 Desempenho final e simulações do MNP

No último conjunto de testes, a excitação do sistema foi executada com uma marreta emborrachada, batendo repetidamente na borda externa da câmara de vácuo em intervalos menores que 1 s durante 10 min em cada teste. Uma conexão mecânica foi feita entre um ponto da casca externa do MNP (na parte inferior, onde ficava preso o flange) e um ponto da parede interna da câmara para melhorar a transmissão de excitação causada na câmara para o estágio externo do MNP. A conexão foi feita utilizando um sargento tipo c[8]. O ponto de excitação foi diametralmente oposto a posição dos sensores, de acordo com a Figura 5.24.

Todos esses testes foram realizados sob pressão entre 10^{-6} e 10^{-5} Torr no interior da câmara.

Com essas condições fixas, foram então realizados três experimentos:

[8]Em inglês, é conhecido como *C clamp*.

a) sem a compressão horizontal das lâminas das GAS;

b) com a compressão horizontal das mesmas;

c) sem o auxílio do estágio adicional de cada GAS (lâminas inferiores removidas), mantendo a compressão já feita nas lâminas de cada estágio GAS.

No caso c, quando as lâminas do estágio adicional foram removidas, somente o estágio GAS ficou com a função de sustentar a carga que antes estava distribuída entre os dois estágios. Por isso, a curvatura das lâminas aumentou e isso fez com que o disco central de cada GAS descesse, tirando o ponto de suspensão do ponto de equilíbrio inicial e desnivelando os estágios do MNP. Então, um novo ajuste foi feito para subir e nivelar as cascas cilíndricas novamente. Este foi feito aumentando a distância entre os dois estágios de cada GAS – aumentando o d da Figura 5.17.

Os resultados das medições para cada um dos três casos experimentais para os eixos X, Y e Z são apresentados nas Figuras 5.26, 5.27 e 5.28, respectivamente.

As funções de transferência dadas pelas medições para os três casos e nos três eixos são apresentados na Figura 5.29.

Nos gráficos, foram utilizadas as seguintes legendas: somente "Marreta" (excitação com a marreta no estado inicial, isto é, sem compressão das lâminas) para o caso a; "Lam. comp." (lâminas comprimidas) para o caso b; "Sem lam. inf." (sem lâminas inferiores (no estágio adicional)) para o caso c.

Uma primeira observação é que, em frequências maiores que cerca de 40 Hz a curva do estágio interno atinge o limite de sensibilidade do equipamento, de acordo com o que já foi observado anteriormente. Isso, inclusive, explica o crescimento da função de transferência observado nos três eixos e nos três experimentos, a partir dessa frequência, apresentado na Figura 5.29. Então não deve-se considerar os dados acima de 40 Hz para análise.

Nos eixos horizontais, o sistema apresenta praticamente nenhuma atenuação entre 0,1 e 1,2 Hz, Em Y existe alguma atenuação (que flutua em $\sim 10^{-1}$) entre 1,2 e 10 Hz. Essa começa a ser maior ocorre a partir desta frequência. Já no eixo vertical Z (Figura 5.28), a atenuação é maior para frequências a partir de cerca de 20 Hz. Isso ocorre porque a primeira é a região das ressonâncias pendulares e a segunda é a região de ressonâncias das vibrações verticais (que podem se acoplar com as horizontais) e, possivelmente, de rotações; só então na terceira região citada é que

acontece o aumento na atenuação das vibrações.

Em todo caso, o declínio das funções de transferência alcança a escala de 10^{-3} em algumas faixas de frequências acima de cerca de 20 Hz, salvo alguns picos de ressonância, e chega a atingir 10^{-4} em algumas regiões. A atenuação ainda poderia ser melhor, ou pelo menos mais constante nesse nivel, se não houvessem os picos de ressonâncias dos modos vibracionais das cascas cilíndricas.

Observa-se que o experimento inicial (a) resultou em uma maior atenuação que os outros (b e c). Esse fato é contra intuitivo pois, no experimento b, as frequências de ressonância verticais deveriam ser menores que no experimento a e, portanto, a atenuação no caso b seria maior que no caso a. Fazendo uma inspeção das curvas vibracionais nota-se que, nas frequências de ressonância das molas, a atenuação é muito pequena depois que as lâminas foram comprimidas. Isso levanta a hipótese de que as lâminas comprimidas não tenham diminuído as frequências de ressonância verticais. Estes resultados, vistos no eixo Z, também contaminam as medidas em X Com essa hipótese de que as ressonâncias dos casos b e c estejam influenciadas por esse efeito, uma conclusão é que as medidas em Y são mais confiáveis que as em X.

Os resultados, em geral, não estão perto do que seria um sistema pendular ideal em cascata com o mesmo número de estágios. Por isso, se torna de interesse recorrer a simulações que consideram o modelo próximo do real, isto é, que levem em consideração a geometria e as propriedades reais do sistema, para estimar suas funções de transferência.

Logo, simulações foram feitas para se obter a função de transferência do MNP otimizado com GAS utilizando o *software Nastran*. Elas foram realizadas pelo servidor do INPE, especialista em *Nastran*, Valentino Lau, em colaboração com o grupo GWINPE.

Nas simulações, foi utilizado o desenho completo do sistema, importado do *SolidWorks*. Uma análise estática com aceleração de $1g$ para baixo é feita para obter a condição de pré-tensão dos cabos. Então, é aplicada uma excitação harmônica unitária na direção Y no ponto de excitação do cilindro externo. É determinada a vibração de entrada em cada eixo X, Y e Z no ponto do sensor e calculada a resposta (saída) em frequência no cilindro interno, também no ponto do sensor, para as mesmas coordenadas. A razão saída por entrada corresponde à função de transferência. Toda a simulação é realizada pelo método de elementos finitos.

Figura 5.26 - Medições do MNP utilizando a marreta para excitação | X

Medições de vibração dos estágios externo (em azul) e interno (em vermelho) na direção X, para os casos experimentais a (acima), b (no meio) e c (abaixo).

Fonte: Produção do autor.

Figura 5.27 - Medições do MNP utilizando a marreta para excitação | Y

Medições de vibração dos estágios externo (em azul) e interno (em vermelho) na direção Y, para os casos experimentais a (acima), b (no meio) e c (abaixo).

Fonte: Produção do autor.

Figura 5.28 - Medições do MNP utilizando a marreta para excitação | Z

Medições de vibração dos estágios externo (em azul) e interno (em vermelho) na direção Z, para os casos experimentais a (acima), b (no meio) e c (abaixo).

Fonte: Produção do autor.

Figura 5.29 - Funções de transferência das medições do MNP

Razão entre as amplitudes de saída (estágio interno) e entrada (estágio externo) das medições do MNP com força de excitação aplicada com uma marreta, para os casos a, b e c, para os eixos X (em cima), Y (no meio) e Z (em baixo). Legenda: "Marreta" – caso a; "Lam. comp." – caso b; "Sem lam. inf." – caso c.

Fonte: Produção do autor.

Por ser de menor complexidade simular o sistema utilizando molas convencionais ao invés das GAS presas nos estágios, essas foram utilizadas como molas verticais nas simulações. Isso não altera o resultado, desde que, em cada simulação seja considerada uma constante de mola equivalente à constante elástica da GAS para um dado nível de compressão. Duas configurações foram feitas: na simulação 1 as molas verticais tiveram $f_0 = 7,5$ Hz e na simulação 2 elas tiveram $f_0 = 3,9$ Hz. Estes valores foram escolhidos para que, na simulação 1 sejam consideradas as GAS sem compressão horizontal das lâminas, e na simulação 2 sejam consideradas as compressões referidas, isso tudo de acordo com os resultados experimentais do protótipo, apresentados na Seção 5.4. Assim, foram utilizados os valores de k de cada GAS, para configurar as molas verticais para as simulações, de acordo com a Tabela 5.7.

Tabela 5.7 - Valores utilizados nas simulações do MNP otimizado com GAS

	Estágio	Massa acumulada, M [kg]	Conjunto de molas	f_0 da mola [Hz]	k da mola [N/mm]
Simulação 1	1	241,2	-	-	-
	2	170,4	1º	7,50	126,1
	3	106,3	2º	7,50	78,7
	4	51,6	3º	7,50	38,2
Simulação 2	1	241,2	-	-	-
	2	170,4	1º	3,90	34,1
	3	106,3	2º	3,90	21,3
	4	51,6	3º	3,90	10,3

Os valores da constante elástica k de cada uma das três GAS do conjunto que suspende cada estágio usados para configurar as molas das simulações foram determinados através da equação $k = (2\pi f_0)^2 M/3$, que foi derivada das equações de um oscilador harmônico massa-mola, onde a massa suportada por uma mola é 1/3 da massa total acumulada dos estágios.

Fonte: Produção do autor.

Os resultados das simulações comparados com os resultados experimentais para os eixos X, Y e Z são apresentados nas Figuras 5.30, 5.31 e 5.32, respectivamente.

No primeiro gráfico de cada figura são mostradas apenas a curva experimental do caso a e a curva da simulação 1 (onde $f_0^{(z)} = 7,5$ Hz), pois elas seriam correspondentes. Nos dois outros gráficos de cada figura são apresentadas a curva da simulação

1 e a curva da simulação 2 (onde $f_0^{(z)} = 3,9$ Hz), onde, junto com elas, está a curva experimental do caso b no segundo gráfico e a curva do caso c no terceiro gráfico.

O primeiro fato a ser notado é que as simulações revelaram uma atenuação muito mais próxima do experimento do que de um sistema ideal. A atenuação dada pelas simulações é de aproximadamente 4 ordens de magnitude em altas frequências enquanto que em um sistema ideal ela seria de 6 ordens de magnitude em 100 Hz, considerando $f_0 = 10$ Hz[9].

As duas simulações são praticamente coincidentes até cerca de 1,3 Hz. A diferença maior está na faixa de frequências intermediária, onde se encontram as ressonâncias verticais, como esperado. Nos eixos horizontais, elas voltam a ser praticamente coincidentes em frequências a partir de 20 Hz, e se mantém quase sempre acima de 1×10^{-4}. No eixo Z, notam-se os deslocamentos dos picos de ressonância do movimento vertical. Em geral, como esperado, a simulação 2 revela um nível de atenuação maior. No eixo Z, a FT da simulação 2 atinge valores entre 10^{-5} e 10^{-4} enquanto que a FT da simulação 1 atinge cerca de 10^{-3} em frequências próximas a 20 Hz. Porém, essas duas funções são praticamente coincidentes após cerca de 40 Hz e dificilmente atingem valores menores que 1×10^{-5}.

Os dados experimentais estão mais próximos da simulação 1. No eixo Y, os picos de ressonâncias pendulares estão muito próximos das simulações. Em frequências intermediárias (1,3 Hz a 13 Hz), os dados diferem um pouco mais das simulações, mas as curvas voltam a se aproximar em frequências maiores. No eixo Z, a simulação 1 reproduz muito bem o experimento em uma larga faixa de frequências (de 2 a 40 Hz, que é o limite de sensibilidade). O fato das curvas b e c do eixo Z não terem se aproximado mais da simulação 2 está de acordo com a hipótese levantada de que a compressão das lâminas pode não ter diminuido as frequências de ressonância verticais.

5.10 Conclusões do capítulo

Um sistema de pêndulos multi-aninhado (MNP) cilíndrico, foi desenvolvido e testado. O processo de otimização desse sistema incluiu: cálculos e modificações para minimizar os efeitos do centro de percussão (CP), a instalação de novas suspensões utilizando fios finos de uma liga de Ti-6Al-4V ou *music wires* ao invés de hastes metálicas, e também o desenvolvimento de antimolas geométricas (GAS) para atuarem

[9] Atenuação considerada: $T^{-1} = (f/f_0)^{2N}$, onde são considerados $N = 3$ estágios entre a entrada e a saída do sistema, que seriam o primeiro e o quarto estágio do MNP, respectivamente.

Figura 5.30 - Funções de transferência do MNP experimentais e simuladas | X

Os gráficos comparam as funções de transferências (FT) em X das simulações 1 e 2 feitas no *Nastran* com as FT dos experimentos a (em cima), b (no meio) e c (em baixo) do MNP sob aplicação de uma força de excitação externa (método da marreta, no caso experimetal).

Fonte: Produção do autor.

Figura 5.31 - Funções de transferência do MNP experimentais e simuladas | Y

Os gráficos comparam as funções de transferências (FT) em Y das simulações 1 e 2 feitas no *Nastran* com as FT dos experimentos a (em cima), b (no meio) e c (em baixo) do MNP sob aplicação de uma força de excitação externa (método da marreta, no caso experimetal).

Fonte: Produção do autor.

Figura 5.32 - Funções de transferência do MNP experimentais e simuladas | Z

Os gráficos comparam as funções de transferências (FT) em Z das simulações 1 e 2 feitas no *Nastran* com as FT dos experimentos a (em cima), b (no meio) e c (em baixo) do MNP sob aplicação de uma força de excitação externa (método da marreta, no caso experimetal).

Fonte: Produção do autor.

no isolamento de vibrações verticais.

O protótipo GAS desenvolvido possui dois estágios, de 6 lâminas cada, onde o estágio de cima é o responsável pelo efeito antimola e o de baixo contribui para atingir o ponto de equilíbrio. Diferentes configurações e diferentes níveis de compressão das lâminas do estágio GAS foram testados. Foi obtida uma redução da frequência de ressonância fundamental de 7,58 para 3,91 Hz, ou seja, de quase 50%. Esta é uma prova empírica do efeito antimola (redução da constante k efetiva) deste protótipo. Esse estudo foi relevante para adquirir conhecimento para a construção e configuração de um conjunto de nove GAS para o isolamento vertical do MNP.

Tal conjunto foi instalado no MNP de cascas cilíndricas com aberturas laterais, que permitiram a fixação das novas suspensões nos pontos de percussão. Os testes vibracionais foram realizados em vácuo. Um par de sismômetros foi utilizado para as medições.

Os resultados das medições sísmicas revelam os picos de ressonâncias pendulares do sistema em baixas frequências (< 2 Hz), além dos picos de ressonância das molas verticais (entre 2 e 10 Hz). Em frequências $\gtrsim 40$ Hz, as curvas do estágio isolado atingem o limite de sensibilidade dos sensores.

Os resultados das medições vibracionais do sistema, sob a aplicação de uma força de excitação externa, revelam maior atenuação a partir de 10 Hz no eixo Y, e a partir de 20 Hz no eixo Z. A atenuação chega até um fator da ordem de 10.000 em algumas regiões. Poderia ser melhor, ou pelo menos mais constante nesse nível, se não existissem os picos de ressonâncias dos modos vibracionais das cascas cilíndricas.

Nas frequências de ressonância das molas, a atenuação é muito pequena depois que as lâminas foram comprimidas. Isso levanta a hipótese de que as lâminas comprimidas não tenham diminuido as frequências de ressonância verticais. Estes resutados, vistos no eixo Z, também contaminam as medidas em X. As medidas em Y são então mais confiáveis que as em X.

Simulações foram feitas para se obter a função de transferência do MNP otimizado, utilizando o *software Nastran*. Duas configurações foram feitas: na simulação 1 as molas verticais tiveram $f_0 = 7,5$ Hz, e na simulação 2 elas tiveram $f_0 = 3,9$ Hz. A simulação 1 revelou resultados bem próximos aos dos experimentos. Sua FT se mantém próxima ou acima de 1×10^{-4}. Essa também revela vários picos em altas frequências, que podem estar relacionados aos modos vibracionais das cascas

cilíndricas.

Essa foi a primeira vez que as FT's do MNP cilíndrico otimizado foram obtidas, tanto experimentalmente, quanto por simulações. A atenuação não está próxima a de um sistema ideal mas foi significativa e está próxima a de simulações.

Uma possível solução para melhorar a eficácia do MNP em atenuar vibrações é substituir o modelo de cascas cilíndricas por outro tipo de estrutura que apresente modos vibracionais em frequências mais altas, acima de 100 Hz. Sugere-se que sejam investigadas estruturas tubulares rígidas. Simulações de estruturas tubulares em formato geométrico octaédrico indicaram que todos modos vibracionais estão acima de 100 Hz, para estruturas de arestas de até 2 metros (SILVA et al., 2017). A continuação desses estudos pode revelar melhor a potencialidade do MNP para ser instalado nos detectores interferométricos de ondas gravitacionais com objetivo de aumentar o isolamento vibracional e o número de fontes de OG detectáveis.

6 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste trabalho, foram apresentados métodos e resultados experimentais do desenvolvimento de instrumentos para aumentar a sensibilidade de detectores de ondas gravitacionais.

Foi realizada uma investigação para otimizar o fator de qualidade elétrico (Q_{e}) de cavidades de nióbio, que são semelhantes àquelas dos transdutores do detector esférico Mario Schenberg.

A otimização do fator Q_{e} é feita garantindo uma superfície supercondutora. As amostras passaram por etapas de lixamento manual, que serviram para ajustar as frequências de ressonância elétrica das cavidades. Depois, essas sofreram processos de ataque químico por solução ácida, para a remoção de camadas da superfície, como aquelas formadas por oxidação natural. Também foram submetidas a implantações iônicas por imersão em plasma (3IP) de nitrogênio, na tentativa de otimizar/aumentar o Q_{e}.

Os resultados das análises dos percentuais atômicos na superfície foram comparados com os resultados das medições do fator de qualidade elétrico da cavidade, mergulhada em hélio líquido. Os quatro maiores fatores de qualidade medidos foram $>$ 25 mil, o maior foi de cerca de 60 mil. Dos resultados, observa-se que baixos percentuais atômicos tanto de nitrogênio quanto de contaminantes (carbono e oxigênio) são, provavelmente, um requisito para obtenção de altos Q_{e}'s. Estes são importantes resultados no que diz respeito a escolher os métodos e as faixas de valores das variáveis utilizadas para tratamento de superfície.

Recomenda-se, em trabalhos futuros, análises mais detalhadas de superfície (para medir percentuais atômicos, além de métodos que permitam análises de estruturas cristalinas) em um estudo sistemático com maior número de amostras/cavidades de nióbio. Isso permitirá analisar diferentes tipos de tratamento com alterações de mais variáveis.

Além do tratamento por 3IP, recomenda-se investigar a anodização da superfície para criar uma camada controlada de óxido de nióbio. A comparação entre os Q_{e}'s medidos após os métodos de anodização e 3IP devem ser realizadas. Os resultados disso permitirão direcionar ainda mais os procedimentos experimentais para a otimização da sensibilidade do detector Mario Schenberg.

Em uma investigação realizada no no observatório LIGO de Livingston, observou-se

que ruído do movimento *tilt* do solo induzido pelo vento é medido como movimento horizontal pelos sensores sísmicos. Após um estudo feito por meio dos sismômetros de dentro da área de *laser* e equipamento de vácuo do detector, verificou-se que a intensidade do ruído varia em diferentes locais. No local menos afetado, a intensidade é de cerca de 0,7 da intensidade medida pelos sismômetros usados como referência. Esse estudo apresentou uma primeira compilação que mostra a intensidade relativa deste tipo de ruído, e é útil para se determinar a localização dos sensores do movimento *tilt*.

Em outra frente deste trabalho, um sistema de pêndulos multi-aninhado (MNP) cilíndrico foi desenvolvido e testado. O processo de otimização desse sistema incluiu: modificações para minimizar os efeitos do centro de percussão (CP), instalação de novas suspensões utilizando fios finos e também o desenvolvimento de antimolas geométricas (GAS) para atuarem no isolamento de vibrações verticais.

O protótipo GAS desenvolvido possui dois estágios, de 6 lâminas cada, onde o estágio de cima é o responsável pelo efeito antimola, e o de baixo contribui para atingir o ponto de equilíbrio. Como resultado dos testes do protótipo, a frequência de ressonância fundamental reduziu de 7,58 para 3,91 Hz, ou seja, de quase 50%. Esta é uma prova empírica do efeito antimola deste protótipo. Esse estudo foi relevante para adquirir conhecimento para a construção e configuração de um conjunto de nove GAS para o isolamento vertical do MNP.

Tal conjunto foi instalado no MNP de cascas cilíndricas com aberturas laterais, que permitiram a fixação das novas suspensões nos pontos de percussão. Os testes vibracionais foram realizados em vácuo. Um par de sismômetros foi utilizado para as medições.

Os resultados das medições sísmicas revelam os picos de ressonâncias pendulares do sistema em baixas frequências (< 2 Hz), além dos picos de ressonância das molas verticais (entre 2 e 10 Hz). Em frequências $\gtrsim 40$ Hz, as curvas do estágio isolado atingem o limite de sensibilidade dos sensores.

Os resultados sob a aplicação de uma força de excitação externa, revelam maior atenuação a partir de 10 Hz no eixo Y, e a partir de 20 Hz no eixo Z. A atenuação chega até um fator da ordem de 10.000 em algumas regiões.

Existe a hipótese de que as lâminas das GAS comprimidas não tenham diminuido as frequências de ressonância verticais. Estes resutados, vistos no eixo Z, também

contaminam as medidas em X.

Simulações foram feitas para se obter a função de transferência do MNP otimizado, utilizando o *software Nastran*. Aquelas cujas molas verticais tiveram $f_0 = 7,5$ Hz revelaram resultados bem próximos aos dos experimentos. Tanto os experimentos quanto as simulações levam a pensar que o nível de atenuação do sistema poderia ser ainda melhor, se não houvessem os picos de ressonâncias dos modos vibracionais das cascas cilíndricas.

Essa foi a primeira vez que as FT's do MNP cilíndrico otimizado foram obtidas, tanto experimentalmente, quanto por simulações. Mostrou-se, finalmente, qual o real e máximo fator de isolamento deste tipo de dispositivo, que foi proposto no final de 2011. A melhora das técnicas de medição do sistema também foi importante. O trabalho contínuo de desenvolvimento apresentou muitos desafios, que proporcionaram experiências e conhecimento para a realização de trabalhos futuros.

Como linhas de pesquisa para trabalhos futuros recomenda-se substituir o modelo de cascas cilíndricas por outro tipo de estrutura, que apresente modos vibracionais em frequências muito mais altas. Sugere-se que sejam investigadas estruturas tubulares rígidas em formato geométrico octaédrico. Essa é uma possível solução para aumentar a atenuação de vibrações feita pelo MNP.

Esses estudos vão revelar melhor a potencialidade desse sistema para ser instalado nos detectores interferométricos de ondas gravitacionais, com objetivo de aumentar o isolamento vibracional e o número de fontes de OG detectáveis, principalmente em baixas frequências.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AASI, J. et al. Advanced ligo. **Classical and Quantum Gravity**, v. 32, n. 7, p. 074001, 2015. Disponível em: <http://stacks.iop.org/0264-9381/32/i=7/a=074001>. 3, 16, 19, 20, 22, 23, 24

ABBOTT, B. P. et al. LIGO: the laser interferometer gravitational-wave observatory. **Reports on Progress in Physics**, v. 72, n. 7, p. 076901, 2009. 3

_____. GW151226: observation of gravitational waves from a 22-solar-mass binary black hole coalescence. **Physical Review Letters**, v. 116, p. 241103, June 2016. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.241103>. 3, 12

_____. Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. **Physical Review Letters**, v. 116, p. 061102, Feb 2016. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.061102>. 3, 7, 12, 14

_____. GW170104: observation of a 50-solar-mass binary black hole coalescence at redshift 0.2. **Physical Review Letters**, v. 118, p. 221101, June 2017. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.221101>. 3, 12

_____. GW170608: observation of a 19 solar-mass binary black hole coalescence. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 851, n. 2, p. L35, 2017. Disponível em: <http://stacks.iop.org/2041-8205/851/i=2/a=L35>. 3, 12

_____. GW170814: a three-detector observation of gravitational waves from a binary black hole coalescence. **Physical Review Letters**, v. 119, p. 141101, Oct 2017. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.141101>. 3, 12

_____. GW170817: observation of gravitational waves from a binary neutron star inspiral. **Physical Review Letters**, v. 119, p. 161101, Oct 2017. Disponível em: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.161101>. 3, 12, 16

_____. Multi-messenger observations of a binary neutron star merger. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 848, n. 2, p. L12, 2017. Disponível em: <http://stacks.iop.org/2041-8205/848/i=2/a=L12>. 16

ABERNATHY, M. et al. Einstein gravitational wave telescope conceptual design study. 2011. Disponível em: <https://tds.ego-gw.it/ql/?c=7954>. 17

ACERNESE, F. et al. Advanced virgo: a second-generation interferometric gravitational wave detector. **Classical and Quantum Gravity**, v. 32, n. 2, p. 024001, 2015. Disponível em: <http://stacks.iop.org/0264-9381/32/i=2/a=024001>. 16

ADHIKARI, R. X. Gravitational radiation detection with laser interferometry. **ArXiv e-prints**, maio 2013. 20, 21

AGUIAR, O. D. Past, present and future of the resonant-mass gravitational wave detectors. **Research in Astronomy and Astrophysics**, v. 11, n. 1, p. 1–42, 2011. ISSN 1674-4527. 2, 18, 26

_____. **Relação para determinar o fator de qualidade mecânico**. São José dos Campos: INPE, 2018. Comunicação Pessoal. 125

_____. **Simulações eletromagnéticas das cavidades de nióbio dos transdutores do detector Mario Schenberg**. São José dos Campos: INPE, 2018. Comunicação Pessoal. 31

AGUIAR, O. D. et al. Status report of the Schenberg gravitational wave antenna. **Journal of Physics Conference Series**, v. 363, n. 1, p. 012003, 2012. 28

AMALDI, E. The search for gravitational waves. In: SHAPIRO, M. M.; WEFEL, J. P. (Ed.). **Cosmic gamma rays, neutrinos, and related astrophysics**. Cambridge: NATO, 1989. p. 563–607. (Series C: Mathematical and Physical Sciences). 1

ARMANO, M. et al. Sub-femto-g free fall for space-based gravitational wave observatories: Lisa pathfinder results. **Physical Review Letters**, v. 116, p. 231101, June 2016. 17

ASTON, S. M. et al. Update on quadruple suspension design for advanced ligo. **Classical and Quantum Gravity**, v. 29, n. 23, p. 235004, 2012. Disponível em: <http://stacks.iop.org/0264-9381/29/i=23/a=235004>. 24

BERTOLINI, A.; CELLA, G.; DESALVO, R.; SANNIBALE, V. Seismic noise filters, vertical resonance frequency reduction with geometric anti-springs: a feasibility study. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v. 435, n. 3, p. 475 – 483, 1999. ISSN 0168-9002. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900299005549>. 60

BLAIR, D. G. **The detection of gravitational waves**. Cambridge: Cambridge University Press, 1991. 5, 7, 11, 28

BRAUER, G.; ESSELBORN, R. Nitridphasen des niobs. **Journal of Inorganic and General Chemistry**, v. 309, n. 3-4, p. 151170, 1961. 38

CARVALHO, R. G. et al. Influência da adição de alumínio na resistência a oxidação de filmes finos de nbn depositados por magnetron sputtering reativo. In: BRAZILIAN CONGRESS OF MANUFACTURING ENGINEERING, 8. **Proceedings...** Salvador, Bahia, Brazil, 2015. Disponível em: <http://www.cobef.com.br/anais/PDFS/COF-2015-0598.PDF>. Acesso em: 30 nov. 2015. 36

CATTANI, M. Gravitational waves i: basic emission equations. **ArXiv e-prints**, 2010. 6

_____. Gravitational waves II: emitting systems. **ArXiv e-prints**, 2010. 8

CELLA, G.; DESALVO, R.; SANNIBALE, V.; TARIQ, H.; VIBOUD, N.; TAKAMORI, A. Seismic attenuation performance of the first prototype of a geometric anti-spring filter. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v. 487, n. 3, p. 652 – 660, 2002. ISSN 0168-9002. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201021933>. 60

CHAVEZ, J. E.; SANCHEZ, E. **aLIGO Systems Layout LLO Corner Station**. 2017. Documento da colaboração científica LIGO. Disponível em: <https://dcc.ligo.org/LIGO-D0901466/public>. Acesso em: 23 maio 2018. 52

CHIANG, H. C. **Observation of cosmic microwave background polarization with BICEP**. Tese (Doutorado) — California Institute of Technology, Pasadena, 2009. Disponível em: <https://thesis.library.caltech.edu/3938/>. Acesso em: 10 maio 2018. 18

CHU, J. **LIGO and Virgo make first detection of gravitational waves produced by colliding neutron stars**. 2017. Disponível em: <https://www.ligo.org/detections/GW170817/press-release/pr-english.pdf>. Acesso em: 05 maio 2018. 16

CONSTANCIOJR, M. **Multi-nested pendula: um novo conceito em isolamento vibracional para a terceira e quarta geração do LIGO**. 109 p.

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2013. Disponível em: <http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m19/2013/04.16.17.32>. Acesso em: 10 jul. 2018. 4, 56, 58, 59

CONSTANCIOJR, M.; AGUIAR, O. D.; KEISER, G. M.; MALHEIRO, M.; LEMOS, L. J. R. Do coupled nested pendula have the same eigenfrequencies as pendula in cascade? **Journal of Instrumentation**, v. 9, n. 08, p. T08006, 2014. Disponível em: <http://stacks.iop.org/1748-0221/9/i=08/a=T08006>. 57, 58

CONTIN, A. **Estudos de interfaces aplicadas por laser cladding para deposição de diamante CVD sobre aço inoxidável**. 149 p. Tese (Doutorado em Ciência e Tecnologia de Materiais e Sensores) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2017-06-27 2017. Disponível em: <http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/06.30.14.48>. Acesso em: 12 maio 2018. 39

COWEN, R. **Gravitational waves discovery now officially dead**: combined data from south pole experiment bicep2 and planck probe point to galactic dust as confounding signal. 2015. Disponível em: <https://www.nature.com/news/gravitational-waves-discovery-now-officially-dead-1.16830>. Acesso em: 10 maio 2018. 18

CROSS, R. Center of percussion of hand-held implements. **American Journal of Physics**, v. 72, n. 5, p. 622–630, 2004. Disponível em: <https://doi.org/10.1119/1.1634965>. 77, 79

DAMOUR, T.; VILENKIN, A. Gravitational wave bursts from cosmic strings. **Physical Review Letters**, v. 85, p. 3761–3764, oct 2000. 11

DANZMANN, K. et al. **LISA**: unveiling a hidden universe. 2011. Disponível em: <http://sci.esa.int/science-e/www/object/doc.cfm?fobjectid=48363>. Acesso em: 6 maio 2018. 17

EASTHER, R.; LIM, E. A. Stochastic gravitational wave production after inflation. **Journal of Cosmology and Astroparticle Physics**, v. 0604, n. 4, p. 010, 2006. 11

EDDINGTON, A. S. The propagation of gravitational waves. **Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, v. 102, n. 716, p. 268–282, 1922. ISSN 0950-1207. Disponível em: <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/102/716/268>. 1

_____. **The mathematical theory of relativity**. Cambridge: The University, 1923. Disponível em: <https://archive.org/details/mathematicaltheo00eddiuoft>. 1

ELAVSKY, F. **Masses in stellar graveyard**. 2018. Disponível em: <https://ligo.northwestern.edu/media/mass-plot/index.html>. Acesso em: 06 maio 2018. 17

FABBRO, R. del et al. Performance of a gas spring harmonic oscillator. **Review of Scientific Instruments**, v. 59, p. 292–297, 1988. 59

FERREIRA, E. C. **Molas de gás para o sistema de pêndulos multi-aninhados para futuras gerações do LIGO e desenvolvimento dos transdutores da antena Schenberg**. 111 p. Dissertação (Mestrado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2014. Disponível em: <http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m19/2014/02.04.18.31>. Acesso em: 08 nov. 2015. 10, 25, 28, 29, 33, 41, 59, 60, 121

FERREIRA, E. C.; CONSTANCIOJR, M.; AGUIAR, O. D.; SILVA, A. D. S. Isolamento vertical do multi-nested pendula para detectores interferométricos de ondas gravitacionais. **Revista Univap**, v. 22, n. 39, p. 107–115, 2016. Disponível em: <https://revista.univap.br/index.php/revistaunivap/article/view/421>. Acesso em: 01 maio 2018. 59

FRANçA, E. K. **Fabricação de membranas de silício e estudo do efeito do nitreto de nióbio sobre o fator de qualidade elétrico nos transdutores do detector Mario Schenberg**. Tese (Doutorado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2015. 2, 34, 35, 36, 37, 40, 42

FURTADO, S. R. **Desenvolvimento de transdutores paramétricos de alta sensibilidade para o detector de ondas gravitacionais Mario Schenberg**. 378 p. Tese (Doutorado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2009. Disponível em: <http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m18@80/2009/04.07.14.53>. Acesso em: 16 maio 2013. 25, 31, 40, 41, 43

GRUNDNER, M.; HALBRITTER, J. On the natural nb2o5 growth on nb at room temperature. **Surface Science**, v. 136, n. 1, p. 144 – 154, 1984. ISSN 0039-6028.

Disponível em:
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0039602884906617>. 32

HARRY, G. M. et al. Advanced LIGO: the next generation of gravitational wave detectors. **Classical and Quantum Gravity**, v. 27, n. 8, p. 084006, 2010. 23, 24

HILBIG, M. **Calculation of diffusion profiles of nitrogen in niobium to investigate the surface concentration after nitrogen treatment experiments**. 2014. Disponível em: <http://www.desy.de/2011summerstudents/2014/reports/hilbig_mario.pdf>. Acesso em: 10 maio 2018. 33, 37, 38, 44

HOBBS, G. et al. The international pulsar timing array project: using pulsars as a gravitational wave detector. **Classical and Quantum Gravity**, v. 27, n. 8, p. 084013, 2010. Disponível em:
<http://stacks.iop.org/0264-9381/27/i=8/a=084013>. 18

HULSE, R. A.; TAYLOR, J. H. Discovery of a pulsar in a binary system. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 195, p. L51–L53, 1975. 1, 9

JOHNSON, W. W.; MERKOWITZ, S. M. Truncated icosahedral gravitational wave antenna. **Physical Review Letters**, v. 70, p. 2367–2370, Apr 1993. Disponível em: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.70.2367>. 27

KIM, K.; BAITINGER, W.; AMY, J.; WINOGRAD, N. The international journal on theoretical and experimental aspects of electron spectroscopy esca studies of metal-oxygen surfaces using argon and oxygen ion-bombardment. **Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena**, v. 5, n. 1, p. 351 – 367, 1974. ISSN 0368-2048. Disponível em:
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0368204874850231>. 36

KOKKOTAS, K. D. Gravitational wave astronomy. In: RöSER, S. (Ed.). **Reviews in Modern Astronomy**. Würzburg, Germany: Wiley and Sons, 2008. v. 20, p. 140. 10, 11

LESGOURGUES, J. et al. Detectability of the primordial origin of the gravitational wave background in the universe. **Astronomy and Astrophysics**, v. 359, p. 414–418, july 2000. 11

LICCARDO, V.; FERREIRA, E. C.; AGUIAR, O. D.; OLIVEIRA, R. M. Optimization of high sensitivity parametric transducers for the gravitational wave detector "mario schenberg". In: SPIE ASTRONOMICAL TELESCOPES + INSTRUMENTATION. **Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation II**. Edinburgh, United Kingdom, 2016. v. 9912. Disponível em: <https://doi.org/10.1117/12.2235867>. 31

LICCARDO, V. et al. Study of the effect of nbn on microwave niobium cavities for gravitational wave detectors. **Journal of Instrumentation**, v. 11, n. 07, p. P07004, 2016. Disponível em: <http://stacks.iop.org/1748-0221/11/i=07/a=P07004>. 2, 31

LIGO. **Gravitational waves, as Einstein predicted**. 2016. Disponível em: <https://www.ligo.caltech.edu/image/ligo20160211a>. Acesso em: 05 maio 2018. 14

LVC. **O1 and O2 waveform graphics for GW170608 press release**. 2017. Disponível em: <https://dcc.ligo.org/LIGO-G1702284>. Acesso em: 05 maio 2018. 15

MAGGIORE, M. **Gravitational waves, volume I**: theory and experiments. New York: Oxford University Press, 2008. 6, 26

MATICHARD, F.; EVANS, M. Review: Tilt-free low-noise seismometry. **Bulletin of the Seismological Society of America**, v. 105, n. 2A, p. 497, 2015. 49, 50

MCCLELLAND, D. et al. **Instrument science white paper**. LIGO Scientific Collaboration, 2015. Disponível em: <https://dcc.ligo.org/DocDB/0113/T1400316/004/T1400316-v5.pdf>. Acesso em: 10 july 2018. 21, 25

MELO, J. L. **Sistemas de isolamento vibracional e de acoplamento antena-transdutores para o protótipo de um detector de ondas gravitacionais**. 199 p. Tese (Doutorado em Astrofísica) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2002. Disponível em: <http://urlib.net/sid.inpe.br/jeferson/2003/05.23.09.02>. Acesso em: 20 jan. 2014. 27

MILLER, C. **Lectures on gravitational wave astronomy**. 2016. Disponível em: <http://www.astro.umd.edu/~miller/teaching/Brazil/>. Acesso em: 14 abr. 2018. 7, 8, 123

MOORE, R. C. C.; BERRY, C. **Gravitational Wave Detectors and Sources**. 2018. Disponível em: <http://gwplotter.com/>. Acesso em: 11 july 2018. 19

NAVIGLIO, D. **Semiquantitative analysis**. Federica Web Learning, 2017. Disponível em: <http://www.federica.unina.it/agraria/analytical-chemistry/semiquantitative-analysis/>. Acesso em: 12 maio 2018. 39

NELSON, R. L. Bridge measurement of very low dielectric loss at low temperatures. **Proceedings of the Institution of Electrical Engineers**, v. 121, n. 7, p. 764–770, 1974. 31

NOBELPRIZE.ORG. **The Nobel Prize in Physics 1993**. 1993. Disponível em: <http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1993/>. Acesso em: 13 july 2018. 1

_____. **The Nobel Prize in Physics 2017**. 2017. Disponível em: <http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2017/>. Acesso em: 15 july 2018. 3

PAULA, L. de; FERREIRA, E.; CARVALHO, N.; AGUIAR, O. High sensitivity niobium parametric transducer for the mario schenberg gravitational wave detector. **Journal of Instrumentation**, v. 10, n. 03, p. P03001, 2015. Disponível em: <http://stacks.iop.org/1748-0221/10/i=03/a=P03001>. 2, 26, 28, 29, 31

PRESS, W.; THORNE, K. Gravitational-wave astronomy. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, p. 335, 1972. 6

PROCH, D. Superconducting cavities for accelerators. **Reports on Progress in Physics**, v. 61, n. 5, p. 431, 1998. Disponível em: <http://stacks.iop.org/0034-4885/61/i=5/a=001>. 31

SATHYAPRAKASH, B.; SCHUTZ, B. Physics, astrophysics and cosmology with gravitational waves. **Living Reviews in Relativity**, v. 12, p. 2, 2009. 9, 10

SATO, S. et al. The status of decigo. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 840, n. 1, p. 012010, 2017. Disponível em: <http://stacks.iop.org/1742-6596/840/i=1/a=012010>. 17

SAULSON, P. R. **Fundamentals of interferometric gravitational wave detectors**. 1. ed. Singapore: World Scientific Publishers, 1994. 299 p. ISBN 9810218206. 22, 59

SILVA, A. D. S. **Participação no projeto dos pêndulos multi-aninhados**: um novo sistema criogênico de isolamento vibracional para versões futuras do ligo. [S.l.]: FAPESP, 2017. (Relatório de progresso de iniciação científica). 80, 81, 88

SILVA, A. D. S.; AGUIAR, O. D.; FERREIRA, E. C. **Simulações de vibração de estruturas octaédricas para o MNP**. São José dos Campos: INPE, 2017. Comunicação Pessoal. 105

SOMIYA, K. Detector configuration of kagra-the japanese cryogenic gravitational-wave detector. **Classical and Quantum Gravity**, v. 29, n. 12, p. 124007, 2012. 17

STOCHINO, A. **The HAS SAS seismic isolation system for the advanced LIGO gravitational wave interferometers**. Tese (Doutorado) — Università di Pisa, Pisa, 2007. Disponível em: <http://www.nikhef.nl/~jo/virgo/gw/theses/Stochino.pdf>. Acesso em: nov. 2013. 60

TAKAMORI, A. et al. Mirror suspension system for the tama sas. **Classical and Quantum Gravity**, v. 19, n. 7, p. 1615, 2002. Disponível em: <http://stacks.iop.org/0264-9381/19/i=7/a=352>. 60

THINKSRS.COM. **FFT spectrum analyzers**: sr760 and sr770 – 100 khz single-channel fft spectrum analyzers. 2018. Disponível em: <http://www.thinksrs.com/products/sr760770.html>. Acesso em: 18 july 2018. 64

THORNE, K. Gravitational radiation. In: HAWKING, S. W.; ISRAEL, W. (Ed.). **Three hundred years of gravitation**. Cambridge: Cambridge University Press, 1987. p. 330–458. 1, 6, 7, 11, 21, 26, 27

VEITCH, P. J. Parametric transducers. In: BLAIR, D. G. (Ed.). **The detection of gravitational waves**. Cambridge: Cambridge University Press, 1991. p. 186–225. 31

WANNER, A. **Seismic Attenuation System (AEI-SAS) for the AEI 10 m Prototype**. Tese (Doutorado) — Leibniz Universität, Hannover, 2013. Disponível em: <http://inspirehep.net/record/1346310/files/wanner_thesis.pdf>. 60, 61, 62, 78

WEBER, J. Gravitational shielding and absorption. **Physical Review**, v. 146, p. 935–937, 1966. 1

_____. Evidence for discovery of gravitational radiation. **Physical Review Letters**, v. 22, p. 1320–1324, 1969. 1

WEISBERG, J. M.; TAYLOR, J. H. The relativistic binary pulsar B1913+16: thirty years of observations and analysis. **arXiv:astro-ph/0407149**, 2005. 1, 9

WILLKE, B.; AUFMUTH, P.; AULBERT, C. et al. The geo 600 gravitational wave detector. **Classical and Quantum Gravity**, v. 19, p. 1377–1387, 2002. 17

APÊNDICE A - DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO DA ONDA GRAVITACIONAL

A.1 Uma dedução da equação de onda

A equação explícita da OG pode ser obtida através da linearização das *equações de campo de Einstein*[1], conforme os passos apresentados na dissertação de Ferreira (2014),

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu} \tag{A.1}$$

Os índices gregos representam as coordenadas espaço-temporais $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$. O tensor $g_{\mu\nu}$ representa a métrica quadrimensional, $T_{\mu\nu}$ é o tensor energia-momento, que expressa a fonte causadora de curvatura, c é a velocidade da luz no vácuo e G é a constante gravitacional. Os $R_{\mu\nu}$ e R, são, respectivamente, o tensor e o escalar de Ricci. A *convenção de soma de Einstein*[2] é admitida nestas equações.

O tensor de Ricci é obtido através da contração de índices do tensor de Riemann, $R_{\sigma\mu\rho\nu}$, isto é,

$$R_{\mu\nu} = R^{\rho}_{\mu\rho\nu} = g^{\rho\sigma}R_{\sigma\mu\rho\nu} \tag{A.2}$$

Do mesmo modo, o escalar de Ricci é obtido do tensor de Ricci,

$$R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu} \tag{A.3}$$

O tensor de Riemann pode ser obtido das *conexões afim*:

$$R^{\rho}_{\mu\sigma\nu} = \Gamma^{\rho}_{\mu\nu,\sigma} - \Gamma^{\rho}_{\mu\sigma,\nu} + \Gamma^{\lambda}_{\mu\nu}\Gamma^{\rho}_{\lambda\sigma} - \Gamma^{\lambda}_{\mu\sigma}\Gamma^{\rho}_{\lambda\nu} \tag{A.4}$$

que são relacionadas à métrica, na seguinte forma

$$\Gamma^{\mu}_{\nu\rho} = \frac{1}{2}g^{\mu\sigma}(g_{\sigma\rho,\nu} + g_{\sigma\nu,\rho} - g_{\nu\rho,\sigma}) \tag{A.5}$$

onde a seguinte notação de derivadas parciais foi utilizada $g_{\mu\nu,\rho} = \partial_\rho g_{\mu\nu} = \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^\rho}$.

[1] Considerando a constante cosmológica $\Lambda = 0$.
[2] Onde, para facilitar a escrita, $g^{\mu\nu}R_{\mu\nu} \equiv \sum_{\mu,\nu} g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}$.

Nota-se que o cálculo destas equações não-lineares é muitas vezes complicado. Contudo, assumindo um espaço-tempo aproximadamente plano, no limite de campos gravitacionais fracos, é possível *linearizar* estas equações utilizando a métrica

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu} \ , \qquad |h_{\mu\nu}| \ll 1, \tag{A.6}$$

onde $\eta_{\mu\nu}$ é a métrica (plana) de Minkowski, e $h_{\mu\nu}$ é uma pequena deformação adicional.

Aplicando esta $g_{\mu\nu}$ nas equações A.5 e o resultado disso nas equações A.4, o tensor de Ricci pode ser reescrito como

$$R_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(h^{\rho}_{\nu,\mu\rho} + h^{\lambda}_{\mu,\lambda\nu} - h_{,\mu\nu} - \eta^{\rho\lambda}h_{\mu\nu,\lambda\rho}) \ , \tag{A.7}$$

onde $h = h^{\mu}_{\mu} = \eta^{\mu\nu}h_{\mu\nu}$. Em seguinda, o termo $h_{,\mu\nu}$ pode tomar a seguinte forma

$$h_{,\mu\nu} = \frac{1}{2}h_{,\mu\nu} + \frac{1}{2}h_{,\mu\nu} = \frac{1}{2}\delta^{\lambda}_{\mu}h_{,\lambda\nu} + \frac{1}{2}\delta^{\rho}_{\nu}h_{,\mu\rho} \ , \tag{A.8}$$

de tal modo que o tensor de Ricci (A.7) se torna

$$R_{\mu\nu} = \frac{1}{2}[(h^{\rho}_{\nu} - \frac{1}{2}\delta^{\rho}_{\nu}h)_{,\mu\rho} + (h^{\lambda}_{\mu} - \frac{1}{2}\delta^{\lambda}_{\mu}h)_{,\lambda\nu} - \eta^{\lambda\rho}h_{\mu\nu,\lambda\rho}] \ , \tag{A.9}$$

com a finalidade de utilizar-se o *gauge de Lorentz* na forma da seguinte relação

$$\bar{h}_{\mu\nu,\nu} = (h_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\eta_{\mu\nu}h)_{,\nu} = (h^{\nu}_{\mu} - \frac{1}{2}\delta^{\nu}_{\mu}h)_{,\nu} = 0 \ , \tag{A.10}$$

para se obter

$$R_{\mu\nu} = -\frac{1}{2}\eta^{\lambda\rho}h_{\mu\nu,\lambda\rho} \ . \tag{A.11}$$

A partir deste ponto, é possível usar a notação do operador d'Alembertiano, $\Box^2 = \eta_{\mu\nu}\partial^{\mu}\partial^{\nu} = \partial_{\mu}\partial^{\mu} = -(1/c^2)\partial_0^2 + \nabla^2$, para reescrever o tensor e o escalar de Ricci nas seguintes formas

$$R_{\mu\nu} = -\frac{1}{2}\Box^2 h_{\mu\nu} \text{ e } R = -\frac{1}{2}\Box^2 h \ , \tag{A.12}$$

desde que o operador $\Box^2$ comuta na derivação.

Substituindo estes resultados nas equações de Einstein (A.1), chega-se a uma equação de onda (gravitacional) em termos do tensor de deformação $\bar{h}_{\mu\nu}$,

$$\Box^2 \bar{h}_{\mu\nu} = -\frac{16\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \ . \tag{A.13}$$

Ao se considerar a propagação destas ondas longe da fonte geradora, no vácuo, tal que $T_{\mu\nu} = 0$, obtem-se

$$\Box^2 \bar{h}_{\mu\nu} = 0 \ , \tag{A.14}$$

onde, ao rescrever $\Box^2 = -(1/c^2)\partial_0^2 + \nabla^2$, chega-se a conclusão de que estas ondas viajam à velocidade da luz. E essa propagação da deformação do espaço-tempo plano é chamada de **onda gravitacional**.

A.2 Sobre a geração de ondas gravitacionais

Algumas das deduções a seguir foram baseadas nas notas de aula do professor Miller (2016). Através delas, é possível estimar, para um dado sistema, a ordem de grandeza da amplitude h da onda gravitacional emitida, com menor dificuldade em relação a um formalismo mais completo e/ou rigoroso.

Considerando um sistema de massa M e dimensões R, a amplitude h deve ser proporcional a segunda derivada do quadrupolo I_{ij} ($\sim MR^2$) e inversamente proporcional a distância r da fonte. Logo,

$$h \propto \frac{1}{r}\frac{\partial^2 (MR^2)}{\partial t^2} \ . \tag{A.15}$$

Restaurando as constantes G e c, de modo a acertar as unidades de medida, pode-se estimar que

$$h \sim \frac{G}{c^4}\frac{1}{r}\frac{\partial^2 (MR^2)}{\partial t^2} \ . \tag{A.16}$$

O termo G/c^4 é muito pequeno ($\sim 10^{-45}$ no SI)! Assim, é necessário que MR^2 seja grande afim de se ter alguma amplitude detectável ($h \gtrsim 10^{-23}$, na faixa de frequências de maior sensibilidade dos interferômetros de solo).

Considerando um sistema binário de massa total $M = m_1 + m_2$, massa reduzida $\mu = m_1 m_2/M$, semieixo maior a, frequência orbital Ω dada por $\Omega^2 a^3 = GM$, e usando $\partial^2/\partial t^2 \sim \Omega^2$ e $MR^2 \sim \mu a^2$, pode-se obter

$$h \sim (G^2/c^4)(\mu/r)(M/a) \ . \tag{A.17}$$

A equação acima pode ser reescrita em termos da massa total, frequência orbital e distância do sistema binário. Fazendo isso e atribuindo para estas grandezas valores próximos aos do primeiro sistema binário de buracos negros detectado pelo LIGO, denominado GW150914, obtem-se uma amplitude h aproximadamente da ordem de 10^{-21}, de acordo com o esperado momentos antes da fusão[3]:

$$h \approx 9 \times 10^{-22} \left(\frac{M}{65 M_\odot}\right)^{5/3} \left(\frac{\Omega}{125 \text{ Hz}}\right)^{2/3} \left(\frac{410 \text{ Mpc}}{r}\right) \ . \tag{A.18}$$

[3]Considerando a massa total antes da fusão de $M = m_1 + m_2 \approx 36 M_\odot + 29 M_\odot = 65 M_\odot$ e a frequência máxima do sinal de $f \approx 250$ Hz, o que corresponde a uma frequência orbital do sistema binário de $\Omega = f/2 \approx 125$ Hz. Nota-se que a fusão em si caracteriza um sinal impulsivo de OGs, do tipo *burst*, cujo pico de maior amplitude medido foi da ordem de 10^{-21}.

APÊNDICE B - RELAÇÃO PARA DETERMINAR O FATOR DE QUALIDADE MECÂNICO

Este apêndice é dedicado à dedução da equação para se determinar o fator de qualidade mecânico Q (equação 5.8). O fator Q pode ser dado por (AGUIAR, 2018a):

$$Q = \omega_0 \tau_{0\mathrm{E}} = \omega_0 \frac{\tau_{0\mathrm{A}}}{2} \ , \tag{B.1}$$

onde ω_0 é a frequência de ressonância angular fundamental do oscilador, $\tau_{0\mathrm{E}}$ é o tempo de relaxação em energia e $\tau_{0\mathrm{A}}$ é o tempo de relaxação em amplitude.

Dados dois instantes, t_1 e t_2, do movimento de um oscilador harmônico, as amplitudes A_1 e A_2 podem ser escritas como

$$A_1 = A_0 e^{-t_1/\tau_{0\mathrm{A}}} \text{ e } A_2 = A_0 e^{-t_2/\tau_{0\mathrm{A}}} \ . \tag{B.2}$$

Dividindo A_1 por A_2,

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{e^{-t_1/\tau_{0\mathrm{A}}}}{e^{-t_2/\tau_{0\mathrm{A}}}} \ , \tag{B.3}$$

onde, ao aplicar o logaritmo natural do lado direito, e fazendo o uso de suas propriedades, obtém-se

$$\ln\left(\frac{e^{-t_1/\tau_{0\mathrm{A}}}}{e^{-t_2/\tau_{0\mathrm{A}}}}\right) = -\frac{t_1}{\tau_{0\mathrm{A}}} + \frac{t_2}{\tau_{0\mathrm{A}}} = \frac{\Delta t}{\tau_{0\mathrm{A}}} \ . \tag{B.4}$$

Aplicando, desta vez, o logaritmo natural do lado esquerdo da equação B.3 e usando as propriedades adequadas, obtém-se

$$\log_e\left(\frac{A_1}{A_2}\right) = \frac{\log_{10}(A_1/A_2)}{\log_{10} e} = -\frac{\Delta\mathrm{dB}}{20\log_{10} e} \ , \tag{B.5}$$

desde que a definição de decibéis é dada por $\Delta\mathrm{dB} = 20\log_{10}(A_2/A_1)$.

Igualando as equações B.4 e B.5, tem-se

$$\tau_{0\mathrm{A}} = -\frac{20\log_{10} e}{\Delta\mathrm{dB}}\Delta t \ . \tag{B.6}$$

Aplicando este resultado em B.1, então

$$Q = -\left(\frac{20\pi\log_{10} e}{\Delta\mathrm{dB}}\right) f_0 \Delta t \ , \tag{B.7}$$

onde $f_0 = \omega_0/(2\pi)$.

Considere $\Delta t = \tau_{10\mathrm{dB}}$ como sendo o tempo que a amplitude de ressonância leva para diminuir em 10 dB, isto é, $\Delta\mathrm{dB} = -10$ dB, então o termo entre parênteses da equação B.7 é, aproximadamente, igual a $-2,73$ e, portanto,

$$Q \approx 2,73 f_0 \tau_{10\mathrm{dB}} \ , \tag{B.8}$$

como queríamos demonstrar.

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Constam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.